



HAL
open science

Etude comportementale des gouttelettes d'eau déposées sur la surface d'un isolateur composite haute tension en présence du champ électrique

Jean Ndoumbe

► **To cite this version:**

Jean Ndoumbe. Etude comportementale des gouttelettes d'eau déposées sur la surface d'un isolateur composite haute tension en présence du champ électrique. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2014. Français. NNT: 2014ECDL0007. tel-00985438

HAL Id: tel-00985438

<https://theses.hal.science/tel-00985438>

Submitted on 29 Apr 2014

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.

THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

(Arrêté du 30/03/1992)

Spécialité: Génie Electrique

Préparée au sein de

**L'ÉCOLE DOCTORALE
ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE
DE LYON**

par

NDOUMBE Jean

Étude comportementale des gouttelettes d'eau déposées sur la surface d'un isolateur composite haute tension en présence du champ électrique

Soutenue le 11 Mars 2014 devant la commission d'examen

J U R Y

J. Martinez-VEGA	Professeur – Université Paul Sabatier de Toulouse - Laplace	<i>Président /Rapporteur</i>
Serge AGNEL	Professeur –Université Montpellier 2 - IES - GEM	<i>Rapporteur</i>
Pierre ELE	Professeur – Université de Douala	<i>Rapporteur</i>
A. BEROUAL	Professeur – Ecole Centrale de Lyon - AMPERE	<i>Examineur</i>
A. MOUKENGUE	Professeur – Université de Douala	<i>Examineur</i>

A la mémoire de Haziel Ndoumbe Oscarino

Remerciements

Mes premières pensées vont tout naturellement vers mes directeurs de thèse, Monsieur Abderrahmane Beroual, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon et Monsieur Adolphe Moukengue Imano, Professeur à l'Université de Douala pour leur remarquable encadrement. Des personnes aussi généreuses de leurs temps et avec autant de capacité à transmettre leurs passions pour la recherche. J'ai grandement apprécié leurs conseils judicieux et leur attention aux détails. Je ne peux que les remercier, pour leurs qualités humaines et pour la confiance qu'ils m'ont toujours témoignée. Leurs soutiens scientifiques et personnels m'ont été indispensables tout au long de ces années de travail.

Je remercie très sincèrement Monsieur Juan Martínez-Vega, Professeur à l'Université Paul Sabatier de Toulouse de m'avoir fait l'honneur de rapporter et de présider le jury de cette thèse.

J'adresse ma profonde reconnaissance à Monsieur Serge Agnel, Professeur à l'Université de Montpellier 2 et à Monsieur Pierre Elé, Professeur à l'Université de Douala, pour avoir accepté de rapporter sur ce travail et de participer au jury de cette thèse.

J'ai bénéficié d'un excellent environnement au Laboratoire Ampère sur le site de l'Ecole Centrale de Lyon grâce aux qualités humaines et professionnelles du personnel qui y travaille. Merci à tous et plus particulièrement à Marie Christine Havgoudoukian, Jacques Gonin, Richard Bartholet, Abdelilah Kettam, Alice Ferreres et Perdu-Rouchouse Christian.

Je remercie tous mes collègues du Laboratoire Ampère, y compris mes ex-collègues, pour avoir contribué à une bonne ambiance de travail.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Madame Nicole Claire Ndoko, Monsieur Robert Nzengwa et à tout le personnel de la Faculté de Génie Industriel de l'Université de Douala pour leur soutien.

Une évidence, mais qui mérite toutefois d'être soulignée : rien de tout ceci n'aurait été possible sans le support de ma famille au fil des années, ainsi que de mes parents, mes frères et sœurs. Je ne saurais exprimer ici mon immense gratitude envers eux.

A tous mes amis, je dis merci et je tiens à les associer à ce travail car c'est grâce à leur soutien et leur amitié que j'ai pu passer cette période si enrichissante. Ils sont bien nombreux pour les citer tous, mais je suis certain qu'ils se reconnaîtront et qu'ils savent à quels points ils sont importants pour moi.

Résumé

Ce travail porte sur l'étude expérimentale et théorique du comportement des gouttelettes d'eau (instabilité, déformation, coalescence), déposées à la surface d'un isolateur composite haute tension, en présence d'un champ électrique. La déformation des gouttelettes d'eau est étudiée en fonction de plusieurs paramètres tels que le volume, le nombre et la conductivité des gouttelettes ainsi que leurs positions par rapport aux électrodes. Un intérêt particulier est porté à la charge accumulée sur la surface d'une gouttelette. L'influence des gouttelettes sur la répartition du champ électrique ainsi que le facteur d'amplification du champ électrique par une méthode numérique sont étudiés. Une formulation mathématique de la déformation d'une gouttelette d'eau posée sur une surface d'isolateur est développée. Les mécanismes ainsi que les paramètres impliqués dans la coalescence d'une paire de gouttelettes d'eau sous l'effet du champ électrique sont également traités. Un modèle mathématique permettant d'analyser la coalescence d'une paire de gouttelettes d'eau posées sur la surface d'un isolateur en présence du champ électrique est proposé. Ce modèle est basé sur une approche à interface diffuse qui consiste essentiellement en un couplage entre les équations de Navier-Stokes, le calcul de la force électrique et une équation de type Cahn-Hilliard décrivant l'évolution de l'interface en prenant en compte les phénomènes de tensions superficielles. La démarche suivie et les résultats présentés dans ce travail ouvrent de multiples perspectives tant d'un point de vue expérimental que d'un point de vue de la modélisation et de la simulation numérique des phénomènes physiques intervenant sur des isolateurs de lignes de transport et de distribution de l'énergie électrique dans des conditions d'humidité (pluie, rosée ...).

Mots clés : *isolateur composite, déformation d'une gouttelette, coalescence des gouttelettes, champ électrique, interface eau/air/isolateur, modélisation numérique.*

Abstract

This work is devoted to experimental and theoretical study of the behavior of water droplets (instability, deformation, coalescence), located on the surface of a high voltage composite insulator, in presence of electric field. The deformation of droplets is investigated according to several parameters such as volume, number and conductivity of the droplets as well as their positions with respect to the electrodes. A particular interest is focused on the electric charge accumulated on the droplet surface. The droplet influences on the electric field distribution as well as the amplification factor of the electric field are studied by a numerical method. A mathematical formulation of the deformation of water droplet located on a surface of insulator is developed. The mechanisms as well as parameters involved in coalescence of a pair of water droplets under the electric field stress are also investigated. A mathematical model is developed for analyzing the coalescence of a pair of water droplets sitting on the surface of an insulator in presence of the electric field. It is based on a diffuse interface model that essentially consists of a coupling between Navier-Stokes equations, the computing of electric force and a Cahn-Hilliard type equation describing the interface evolution including capillary phenomena. The approach followed and the results presented in this work open several perspectives as well from an experimental point of view as from a point of view of modeling and numerical simulation of physical phenomena affecting insulators of high voltage transport and distribution lines in humidity conditions (rain, dew.....).

Keywords: *composite insulator, droplet deformation, coalescence of the droplets, electric field, water/air/insulator interface, , numerical simulation.*

Sommaire

Listes des figures.....	xiii
Liste des tableaux	xix
Introduction générale.....	1
Chapitre 1.....	6
Les isolateurs composites haute tension	6
1. Introduction	7
2. Les isolateurs composites	7
3. Structure des isolateurs composites	8
4. Nature des matériaux	9
4.1. Caractéristiques des surfaces diélectriques composites	9
4.1.1. <i>Energie de surface et angle de contact</i>	9
4.1.2. <i>L'hydrophobicité des surfaces isolantes</i>	15
4.1.2.1. <i>Perte de l'hydrophobicité</i>	15
4.1.2.2. <i>Mécanismes de transfert et de recouvrement de l'hydrophobicité</i>	16
5. Vieillessement des isolateurs polymères	16
5.1. Vieillessement thermique.....	17
5.2. Vieillessement Electrochimique	18
5.3. Vieillessement Electrique	18
5.3.1. <i>La phase de vieillessement à court terme</i>	19
5.3.2. <i>La phase transitoire</i>	19
5.3.3. <i>Phase tardive du vieillessement</i>	19
5.4. Suivi du vieillessement de la surface diélectrique	21
5.4.1. <i>Les outils physico-chimiques</i>	21
5.4.2. <i>Les outils physiques et d'examen visuel</i>	21
5.4.3. <i>Outils électriques</i>	21
5.5. Facteurs influençant le vieillessement des surfaces composites.....	22
5.5.1. <i>Les rayonnements ultraviolets</i>	23
5.5.2. <i>La température</i>	23
5.5.3. <i>Les biofilms</i>	23
5.5.4. <i>Les charges minérales</i>	25
6. Comportement des isolateurs sous pollution	25
7. Conclusion	27
Chapitre 2.....	29
Réponses de gouttelettes d'eau à une contrainte électrique	29
1. Introduction	30
2. Gouttelettes d'eau sous champ électrique.....	30
2.1. La polarisation.....	31
2.1.1. <i>Principe et différents types de polarisation</i>	31
1.1.1. <i>Relaxation des dipôles</i>	34
2. Phénomène de charge électrique des gouttelettes d'eau	35
2.1. Mécanismes de charge	37

2.1.1.	<i>L'électrisation statique</i>	37
2.1.2.	<i>La charge par diffusion</i>	37
2.1.3.	<i>La charge par champ</i>	38
3.	Charge limite de Rayleigh	39
4.	Déformation de gouttelettes d'eau	41
4.1.	Théorie de la déformation de gouttelettes	41
4.2.	Effet d'un champ électrique sur une gouttelette diélectrique	42
4.3.	Le modèle « diélectrique parfait »	44
4.4.	Le modèle conducteur	45
5.	Comportement d'une paire de gouttelettes	48
6.	Coalescence des gouttelettes d'eau	50
6.1.	Mécanisme de la coalescence	50
6.2.	Forces d'interaction mutuelle entre deux gouttelettes	51
6.3.	Paramètres d'influence	53
7.	Instabilités de l'interface air/liquide	54
8.	Conclusion	57
Chapitre 3		59
Dispositifs et procédures expérimentales		59
1.	Introduction	60
2.	Dispositif expérimental	60
2.1.	Cellule de mesure et système d'électrodes	61
2.2.	Les substrats	63
2.3.	Source d'alimentation haute tension	64
2.4.	Système de détection électrique	64
2.5.	Les solutions	65
3.	Protocoles expérimentaux	65
3.1.	Etude de la dynamique d'une gouttelette	67
3.2.	Contournement de l'isolateur	67
3.3.	Coalescence de deux gouttelettes	68
3.4.	Estimation de la charge accumulée sur une gouttelette	68
3.5.	Dynamique de l'interface air/liquide	69
4.	Conclusion	70
Chapitre 4		71
Etude de la déformation d'une gouttelette d'eau sous contrainte électrique		71
1.	Introduction	72
2.	Etude expérimentale de la déformation de gouttelettes	73
2.1.	Cas d'une gouttelette	73
2.1.1.	<i>Influence de la conductivité</i>	75
2.1.2.	<i>Influence de la position de la gouttelette</i>	79
2.1.3.	<i>Analyse du comportement de la gouttelette</i>	80
2.2.	Cas d'une paire de gouttelettes	81
2.3.	Etude de la première impulsion de courant et décharges partielles	82

3.	Influence de la gouttelette sur le contournement	86
3.1.	Echantillons secs	86
3.2.	Effet des gouttelettes d'eau sur la tension de contournement	87
4.	Charge accumulée par la gouttelette	89
4.1.	Résultats	89
4.2.	Modèle dynamique de la charge	93
5.	Dynamique de l'interface air/liquide	94
5.1.	Initiation des décharges partielles	94
5.2.	Instabilité de l'interface air/liquide	96
5.3.	Facteur de forme du champ électrique à l'interface air/liquide	97
6.	Répartition du champ électrique en présence des gouttelettes d'eau sur la surface de l'isolateur	98
6.1.	Modèle numérique	99
6.2.	Résultats	101
6.2.1.	<i>Echantillon sec</i>	101
6.2.2.	<i>Influence de la présence de gouttelettes</i>	103
6.2.3.	<i>Influence d'une paire de gouttelettes</i>	109
6.2.4.	<i>Effet de la distance entre deux gouttelettes</i>	111
6.2.5.	<i>Limites du modèle</i>	112
7.	Etude mathématique de la déformation d'une gouttelette	113
7.1.	Description du système	113
7.1.1.	<i>Bilan des forces</i>	113
7.1.1.1.	<i>La force de gravité</i>	114
7.1.1.2.	<i>La force due à la différence de pression</i>	114
7.1.1.3.	<i>Force de contact à l'interface solide-liquide</i>	115
7.1.1.4.	<i>Contrainte locale à l'interface liquide-air</i>	115
7.1.1.5.	<i>La force due à la différence de viscosité</i>	116
7.1.1.6.	<i>La force électrique à l'interface air-liquide</i>	117
7.2.	Déformation de la surface d'une gouttelette d'eau	121
7.2.1.	<i>Equation d'équilibre de l'interface de contact L_L</i>	121
7.2.2.	<i>Résolution du système d'équations différentielles</i>	123
•	<i>Conditions initiales</i>	123
7.2.3.	<i>Résultats</i>	124
8.	Conclusion	125
Chapitre 5	128
Etude de la coalescence des gouttelettes d'eau	128
1.	Introduction	129
2.	Etude expérimentale	130
2.1.	Probabilité de coalescence d'une paire de gouttelettes	131
2.2.	Coalescence d'une paire de gouttelettes	132
2.2.1.	<i>Influence de la distance de séparation sur la coalescence</i>	135
2.2.2.	<i>Influence de la conductivité des gouttelettes</i>	135
2.2.3.	<i>Courant électrique associé au processus de coalescence</i>	137
2.3.	Coalescence partielle d'une paire de gouttelettes	139

3.	Etude numérique de la coalescence	139
3.1.	La méthode de champs de phase	140
3.2.	Modèle théorique.....	140
3.3.	Implémentation numérique.....	144
3.3.1.	<i>Equations gouvernantes</i>	145
3.4.	Simulation de la coalescence de deux gouttelettes.....	149
3.4.1.	<i>Résultats</i>	150
4.	Conclusion	158
	Conclusion générale	160
	Références bibliographiques	162

Listes des figures

<i>Figure 0. 1. Vieillissement, dégradation et rupture d'un diélectrique en fonction des temps et des champs électriques où ces mécanismes ont lieu [1]</i>	2
<i>Figure 1. 1. Isolateurs composites sur une ligne électrique 220 kV</i>	8
<i>Figure 1. 2. Détails de construction d'un isolateur composite</i>	8
<i>Figure 1. 3. Gouttelette d'eau déposée une surface solide.</i>	10
<i>Figure 1. 4. Comportement d'une gouttelette d'eau sur une surface isolante : (a) surface hydrophile (porcelaine) et (b) surface hydrophobe (silicone) [18]</i>	11
<i>Figure 1. 5. Classe d'hydrophobicité suivant le guide STRI [25]</i>	13
<i>Figure 1. 6. Modèle théorique de calcul de l'angle de contact [26]</i>	14
<i>Figure 1. 7. Variation de l'angle de contact en fonction de la température et du temps [27].</i>	14
<i>Figure 1. 8. Différentes réactions produites sur le matériau composite</i>	17
<i>Figure 1. 9. Processus de vieillissement des surfaces composites [43]</i>	20
<i>Figure 2. 1. Polarisation d'une particule sous un champ électrique, séparation des centres de charges positives et négatives sous l'effet du champ électrique appliqué.</i>	31
<i>Figure 2. 2. Action d'un champ électrique uniforme et continu sur des particules chargées et neutres (a) et effet d'un champ électrique uniforme ou non sur une particule supposée neutre électriquement (b)</i>	33
<i>Figure 2. 3. Relaxation des dipôles [73]</i>	34
<i>Figure 2. 4. Représentation de la distribution des charges et de leur mouvement</i>	36
<i>Figure 2. 5. Déformation d'une gouttelette sous l'action d'un champ électrique</i>	41
<i>Figure 2. 6. Représentation d'une gouttelette d'eau dans à un champ électrique</i>	42
<i>Figure 2. 7. Lignes du champ électrique à l'intérieur et à l'extérieur d'une gouttelette sphérique diélectrique dans un champ électrique homogène. [78]</i>	44
<i>Figure 2. 8. Amplification du champ électrique entre deux gouttelettes en fonction de leur séparation [95]</i>	49
<i>Figure 2. 9. Mécanisme de coalescence de deux gouttelettes sous un champ électrique : (a) polarisation des gouttelettes par le champ électrique ; (b) attraction entre les hémisphères</i>	

<i>portant des charges positives et négatives ; (c) expulsion du film d'air et création d'un pont capillaire ; (d) fusion complète en une gouttelette polarisée.</i>	51
<i>Figure 2. 10. Gouttelettes d'eau de tailles différentes sous un champ électrique</i>	52
<i>Figure 2. 11. Evolution de la masse volumique de l'eau et de la tension de surface en fonction de la température [101]</i>	54
<i>Figure 2. 12. Dispositif expérimental utilisé par Taylor pour la mesure de l'instabilité de la surface d'un liquide [102]</i>	55
<i>Figure 2. 13. Instabilité de l'interface air/huile observée par Taylor, [102]</i>	56
<i>Figure 2. 14. Schéma de la cellule d'essai [1]</i>	57
<i>Figure 3. 1. Schéma du dispositif expérimental</i>	61
<i>Figure 3. 2. Schéma de principe de la cellule d'essais.</i>	62
<i>Figure 3. 3. Système d'électrodes cylindriques inclinées associé à la cellule d'essai.</i>	62
<i>Figure 3. 4. Système d'électrodes tige - plan avec une gouttelette posée sur le substrat.</i>	63
<i>Figure 3. 5. Principe de la mesure du courant</i>	64
<i>Figure 4. 1. Représentation des différentes configurations où s est la distance entre la gouttelette et l'électrode et d la distance inter-électrode (30 – 50 mm).</i>	73
<i>Figure 4. 2. Distorsions d'une gouttelette d'eau dé-ionisée de 30μl placée au milieu de la distance intra-électrodes, $d=40$ mm</i>	76
<i>Figure 4. 3. Evolution du champ électrique moyen seuil d'instabilité en fonction de la distance inter-électrodes pour différents volume de gouttelettes</i>	77
<i>Figure 4. 4. Evolution du champ électrique moyen seuil d'instabilité en fonction du volume des gouttelettes pour différentes positions.</i>	78
<i>Figure 4. 5. Variations du champ électrique critique en fonction de la conductivité pour différentes positions d'une gouttelette de 40 μl.</i>	78
<i>Figure 4. 6. Variations du champ électrique critique en fonction de la conductivité pour différentes positions d'une gouttelette de 100 μl.</i>	78
<i>Figure 4. 7. Comportement d'une gouttelette d'eau déposée près des électrodes : au dessus la gouttelette est à 4 mm de l'électrode de masse et en-dessous, la gouttelette est située à 4 mm de l'électrode haute tension</i>	81
<i>Figure 4. 8. Effet de la distance entre les gouttelettes sur le seuil d'instabilité pour deux gouttelettes d'eau dé-ionisée ultra pure de volume de même taille</i>	82

<i>Figure 4. 9. Seuil d'apparition de la première impulsion de courant en fonction du volume de la gouttelette pour différentes position de la gouttelette.</i>	84
<i>Figure 4. 10. Seuil d'apparition de la première impulsion en fonction de la distance de séparation des gouttelettes</i>	85
<i>Figure 4. 11. Amplitude de la première impulsion de courant en fonction du volume de la gouttelette</i>	85
<i>Figure 4. 12. Evolution de la différence entre les amplitudes maximale et minimale de la première impulsion en fonction du volume de gouttelette</i>	86
<i>Figure 4. 13. Variation de la tension de contournement pour une gouttelette posée au centre de la distance inter-électrodes en fonction de la conductivité et du volume</i>	88
<i>Figure 4. 14. Tension de contournement en fonction du volume des gouttelettes suivant leur position.</i>	89
<i>Figure 4. 15. Evolution de la charge apparente accumulée sur une gouttelette de 30 μl en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs de distance inter-électrodes.</i>	91
<i>Figure 4. 16. Evolution de la charge apparente en fonction du volume de la gouttelette pour les deux systèmes d'électrodes ($\sigma=0,055 \mu$S/cm)</i>	91
<i>Figure 4. 17. Evolution de la charge apparente en fonction du volume de la gouttelette.</i>	92
<i>Figure 4. 18. Impulsions de courant (a) et de la charge électrique correspondante (b).</i>	92
<i>Figure 4. 19. Elargissement de la première impulsion du courant</i>	92
<i>Figure 4. 20. Schéma équivalent d'une gouttelette posée sur un diélectrique solide dans un système d'électrodes tige-plan. C_g et R_g sont respectivement la capacité et la résistance électrique de la gouttelette ; u_d et u_g les tensions vues par le solide diélectrique et la gouttelette ; u_t la tension aux bornes de l'ensemble ; i_t et i_g les courants de l'ensemble et dans la résistance de la gouttelette respectivement.</i>	93
<i>Figure 4. 21. Champ moyen d'initiation des décharges partielles en fonction de la distance entre l'électrode HT et la gouttelette, a, pour différents volumes de gouttelette</i>	96
<i>Figure 4. 22. Impulsions du courant de décharges à l'interface air/eau</i>	96
<i>Figure 4. 23. Modèle de simulation du système avec : Solide diélectrique - plaque de 90mm, épaisseur 4mm ; électrodes cylindriques - diamètre 4mm, angle intra-électrodes 72°</i>	
<i>Figure 4. 24. Maillage pour le calcul du champ</i>	102
<i>Figure 4. 25. Distribution du champ électrique dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur</i>	102

<i>Figure 4. 26. Distribution du potentiel dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur</i>	102
<i>Figure 4. 27. Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm.....</i>	102
<i>Figure 4. 28. Evolution de la composante tangentielle du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm.....</i>	103
<i>Figure 4. 29. Evolution de la composante normale du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm.</i>	103
<i>Figure 4. 30. Distribution du champ électrique dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur en présence d'une gouttelette de 3,36 mm de diamètre.</i>	105
<i>Figure 4. 31. Ligne de champ dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur en présence d'une gouttelette de 3,36 mm de diamètre</i>	105
<i>Figure 4. 32. Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une gouttelette d'eau de diamètre 3,36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40 mm.</i>	106
<i>Figure 4. 33. Evolution de la composante tangentielle du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une gouttelette d'eau de diamètre 3,36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40 mm</i>	106
<i>Figure 4. 34. Evolution de la composante normale du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une gouttelette d'eau de diamètre 3,36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40 mm</i>	107
<i>Figure 4. 35. Intensification du module du champ électrique résultant en fonction du volume de la gouttelette</i>	107
<i>Figure 4. 36. Intensification de la composante tangentielle du champ électrique résultant en fonction du volume de la gouttelette</i>	108
<i>Figure 4. 37. Lignes équipotentielles autour de la gouttelette : (a) vue générale et (b) élargissement sur la gouttelette.....</i>	108
<i>Figure 4. 38 Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une gouttelette d'eau de diamètre 3.36 mm pour différentes conductivités. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm.....</i>	109

<i>Figure 4. 39. Distribution du champ électrique dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur en présence d'une paire de gouttelettes de 3.36 mm de diamètre.</i>	110
<i>Figure 4. 40. Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une paire de gouttelettes d'eau de diamètre 3.36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm</i>	110
<i>Figure 4. 41. Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une paire de gouttelettes d'eau de diamètre 3.36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40 mm</i>	111
<i>Figure 4. 42. Effet de la distance de séparation des gouttelettes sur le facteur d'amplification du champ électrique.</i>	112
<i>Figure 4.43. Représentation de l'interface air/liquide</i>	117
<i>Figure 4.44. Représentation schématique d'un élément de surface d'une particule soumise à aux champs électriques interne E_1 et externe E_2 [82].</i>	119
<i>Figure 4. 45. Système de coordonnées utilisé pour le profil d'une gouttelette.</i>	123
<i>Figure 4. 46. Profils d'une gouttelette d'eau de 2 mm de rayon en fonction de l'angle de contact $B_0=2$ et $W_e=1$.</i>	125
<i>Figure 5. 1. Représentation schématique des différentes configurations de gouttelettes d'eau par rapport aux électrodes.</i>	130
<i>Figure 5. 2. Probabilité de coalescence de deux gouttelettes d'eau de taille identique en fonction du volume pour les configurations (1) à (5). La distance de séparation entre les gouttelettes est de 3 mm pour une distance inter-électrodes de 30 mm.</i>	132
<i>Figure 5. 3. Photographies d'une séquence de coalescence d'une paire de gouttelettes de 25 μl de volume alignée avec le champ électrique. La distance de séparation entre les gouttelettes est de 4 mm et la distance inter-électrodes est de 30 mm.</i>	133
<i>Figure 5. 4. Photographies d'une séquence de coalescence d'une paire de gouttelettes de 40 μl de volume. L'axe des gouttelettes fait un angle approximatif de 45° avec le champ électrique, la distance inter-électrodes est de 30 mm</i>	134
<i>Figure 5. 5. Variation du champ électrique moyen de coalescence en fonction du volume des gouttelettes pour différentes distances de séparation, $d=40$ mm</i>	136
<i>Figure 5. 6. Evolution de la distance de séparation des gouttelettes en fonction de la tension appliquée pour différents volumes de gouttelettes, $s=6$ mm ; $d=40$ mm</i>	136
<i>Figure 5. 7. Effet de la conductivité des gouttelettes sur le champ critique de coalescence. Distance de séparation des gouttelettes : 4 mm, distance inter-électrode 40 mm</i>	137

<i>Figure 5. 8. Evolution typique du courant électrique mesuré à l'instant de jonction des pôles d'une paire de gouttelettes de 30 μl de volume ; $d=40$ mm</i>	138
<i>Figure 5. 9. Evolution typique du courant électrique mesuré au moment de la fusion d'une paire de gouttelettes de 30 μl de volume ; $d=40$ mm</i>	138
<i>Figure 5. 10. Phénomène de coalescence partielle des gouttelettes</i>	139
<i>Figure 5. 11. Représentation mathématique (a) et modélisation par l'approche de Cahn-Hilliard (b) d'un point triple</i>	142
<i>Figure 5. 12. Représentation d'un potentiel f double-puits</i>	143
<i>Figure 5. 13. Représentation schématique de la géométrie pour l'étude de la coalescence d'une paire de gouttelettes</i>	145
<i>Figure 5. 14. Maillage utilisé pour l'étude de la coalescence de deux gouttelettes.</i>	149
<i>Figure 5. 15. Séquences de coalescence de deux gouttelettes d'eau de même taille ($R=2$ mm) alignées avec le champ électrique ($\alpha=0$)</i>	152
<i>Figure 5. 16. Séquences de coalescence d'une paire de gouttelettes de même taille ($R=2$ mm). L'axe des gouttelettes fait un angle de 60° avec la direction du champ électrique</i>	153
<i>Figure 5. 17. Séquences de coalescence d'une paire de gouttelettes de même taille ($R=2$ mm). L'axe des gouttelettes fait un angle de 30° avec la direction du champ électrique</i>	154
<i>Figure 5. 18. Séquences de coalescence d'une paire de gouttelettes de tailles différentes ($R_1=2$ mm et $R_2= 3,5$ mm). L'axe des gouttelettes fait un angle de 60° avec la direction du champ électrique</i>	155
<i>Figure 5. 19. Force électrique calculée à partir de tenseur de Maxwell pour deux gouttelettes de même taille ($R=2$ mm) alignées avec le champ électrique</i>	156
<i>Figure 5. 20. Force électrique calculée à partir de tenseur de Maxwell pour deux gouttelettes de même taille ($R=2$ mm) L'axe des gouttelettes fait un angle de 30° avec la direction du champ électrique</i>	156
<i>Figure 5. 21. Force électrique calculée à partir de tenseur de Maxwell pour deux gouttelettes de même taille ($R=2$ mm). L'axe des gouttelettes fait un angle de 60° avec la direction du champ électrique</i>	157
<i>Figure 5. 22. Force électrique calculée à partir de tenseur de Maxwell pour deux gouttelettes de tailles différentes ($R_1=2$ mm et $R_2= 3,5$ mm). L'axe des gouttelettes fait un angle de 60° avec la direction du champ électrique</i>	157

Liste des tableaux

<i>Tableau 1. 1. Critères de classification de l'hydrophobicité des surfaces [26].....</i>	<i>13</i>
<i>Tableau 3. 1. Correspondance volume/diamètre de gouttelettes</i>	<i>66</i>
<i>Tableau 4. 1. Propriétés physiques des matériaux.....</i>	<i>100</i>
<i>Tableau 5. 1. Paramètres utilisés pour la simulation de la coalescence</i>	<i>150</i>

Introduction générale

Les lignes à haute tension constituent le composant principal des réseaux de transport de l'énergie électrique. Elles permettent l'acheminement de l'énergie des centrales électriques vers les centres de consommation et peuvent mesurer plusieurs milliers de kilomètres. En dehors des conducteurs, les lignes électriques comportent d'autres éléments parmi lesquels les isolateurs. Ces derniers jouent un rôle à la fois mécanique et électrique dans la sécurité du transport et la distribution de l'énergie. En effet, ils doivent porter les conducteurs et les isoler du pylône.

En service, les isolateurs doivent supporter aussi bien les contraintes électriques dans les conditions normales d'exploitation (sur une large gamme) que les surtensions transitoires dans les conditions anormales imposées par la foudre et les chocs de manœuvre. Par conséquent, un bon choix et un bon dimensionnement des isolateurs s'avèrent indispensable pour assurer la fiabilité et la qualité de l'isolement haute tension. Les isolateurs sont également soumis à plusieurs contraintes environnementales pouvant conduire à leur vieillissement. En pratique, les défaillances proviennent de l'action combinée du champ électrique et des facteurs environnementaux. Trois mécanismes fondamentaux décrivent la durée de vie d'un isolant sous l'action d'un champ électrique : le vieillissement électrique, la dégradation et finalement la rupture diélectrique. Ces mécanismes sont illustrés sur la *Figure 0. 1* selon le temps et le champ électrique où ils peuvent avoir lieu.

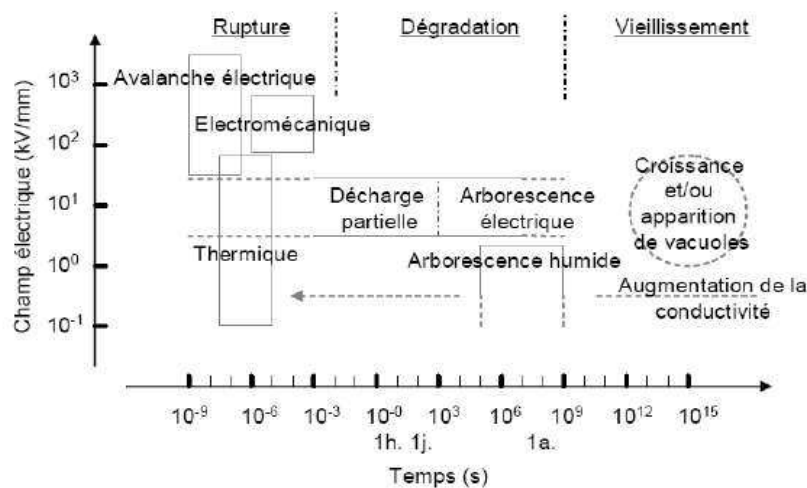


Figure 0. 1. Vieillissement, dégradation et rupture d'un diélectrique en fonction des temps et des champs électriques où ces mécanismes ont lieu [2]

La présence des gouttelettes d'eau sur la surface des isolateurs constitue l'un des principaux facteurs impliqués dans le mécanisme de vieillissement. En effet, les variations brutales de température, la rosée matinale, les pluies, la fonte de la neige sont autant d'éléments qui favorisent le dépôt des gouttelettes d'eau sur les surfaces des isolateurs extérieurs des réseaux de transmission. Leur présence peut provoquer une baisse de la rigidité diélectrique de ces isolateurs [3], [4]. L'influence de ces gouttelettes d'eau sur le mécanisme de contournement de la surface des jupes de l'isolateur est largement déterminée par la forme des gouttelettes. Il est bien connu que sous l'influence d'un champ électrique, une gouttelette d'eau peut se déformer et en retour, elle peut perturber le champ électrique à travers la formation d'un champ local de forte intensité dans ses environs immédiats. Ce champ local intense peut conduire à un allongement des gouttelettes accompagné d'une réduction de la distance d'isolement entre l'électrode de terre et l'électrode haute tension [5]. Ce qui peut engendrer des décharges partielles pouvant se développer en un arc électrique et conduire au contournement de l'isolateur. Au cours des dernières années, l'utilisation des isolateurs en polymère encore appelés isolateurs composites ou isolateurs non-organiques a été massive dans les réseaux de transport et de distribution de l'énergie électrique en raison de multiples avantages qu'ils offrent, comparé aux traditionnels isolateurs en porcelaine ou en verre (grande résistance à la contamination, légèreté, bonne résistance mécanique, etc.) [6]. L'hydrophobicité de la surface en particulier, est l'un des facteurs importants qui contribuent à la performance supérieure des polymères de silicone pour résister au mouillage en raison de leur faible énergie libre de surface. Cette propriété participe à la réduction des courants de fuite et à la minimisation de la probabilité de l'apparition des bandes sèches. En service, la surface polymérique tend à se détériorer, affectant négativement l'hydrophobicité du matériau. La perte d'hydrophobie va influencer les propriétés électriques de la surface mouillée et donc la tension de claquage ; le niveau de tension de génération des décharges sera plus faible et les courants de fuite élevés. Toutefois, les surfaces composites ont une propriété autonome de recouvrement de l'hydrophobicité. Pour les isolateurs composites ou non-céramiques, la perte ou la réduction de l'hydrophobicité peut engendrer de graves répercussions sur le réseau électrique. L'hydrophobicité affecte les isolateurs polymères de silicone de deux façons. D'une part, la perte d'hydrophobicité diminue les propriétés isolantes de l'isolateur ainsi que

ses performances de résistance à la pollution [6][7]. D'autre part, elle a une influence sur le processus de vieillissement des isolateurs polymériques, réduisant ainsi leur durée de vie.

La compréhension des mécanismes de dégradation de la surface des polymères est fondamentale pour la conception et le dimensionnement des isolateurs. Pour mieux étudier et comprendre ces mécanismes complexes, il est important de caractériser les matériaux utilisés en menant des investigations expérimentales en laboratoire et des simulations.

L'objectif de ce travail est d'examiner le comportement des gouttelettes d'eau à la surface d'un isolateur composite notamment l'élastomère de Silicone. Sous un champ électrique, le comportement des gouttelettes d'eau se traduit généralement par leur déformation. La déformation des gouttelettes provoquent l'intensification du champ électrique autour de celles-ci puis des décharges partielles prennent naissance à la surface de l'isolateur. Ces décharges peuvent entraîner une dégradation de la surface du matériau, et conduire éventuellement au claquage électrique. L'influence des paramètres tels que le volume des gouttelettes d'eau, la conductivité de l'eau, la position et le nombre des gouttelettes, et la géométrie des électrodes (forme et distance inter-électrode) sera investiguée.

D'un point de vue industriel, l'objectif principal est d'améliorer la compréhension des mécanismes responsables du vieillissement des isolateurs composites de façon à pouvoir anticiper les conséquences générées par les différentes contraintes et/ou être capable de mieux y remédier.

Le présent manuscrit est organisé autour de cinq chapitres.

Le premier chapitre est consacré à une revue de l'état des connaissances sur les isolateurs composites. Leur structure, les phénomènes de vieillissement des isolateurs composites induits par le dépôt des gouttelettes d'eau sur leurs surfaces y sont décrits.

Le deuxième chapitre porte sur les interactions entre le champ électrique et les gouttelettes d'eau. Nous évoquerons spécifiquement les mécanismes liés à la déformation et à la coalescence des gouttelettes d'eau sur les surfaces des isolateurs composites.

Le troisième chapitre a pour objet la présentation des systèmes expérimentaux que nous avons développés et utilisés durant ces travaux de thèse ainsi que les procédures expérimentales relatives à la caractérisation des différentes réponses des gouttelettes d'eau à l'application d'un champ électrique.

Le quatrième chapitre est consacré principalement à l'étude expérimentale de la déformation des gouttelettes d'eau sous l'effet du champ électrique appliqué. L'étude de l'influence des paramètres principaux tels que le volume, le nombre, la conductivité des gouttelettes et leurs positions par rapport aux électrodes sur la déformation d'une gouttelette est réalisée. Un intérêt particulier est porté à la charge accumulée sur la surface d'une gouttelette. Une étude à l'aide d'une méthode numérique de l'influence de la présence des gouttelettes sur le champ électrique est également proposée. Le facteur d'amplification du champ électrique dû à la présence des gouttelettes d'eau est analysé. Les résultats obtenus par les différents essais réalisés peuvent servir à prédire la performance des isolateurs composites en présence des gouttelettes d'eau. Une formulation mathématique de la déformation d'une gouttelette d'eau posée sur une surface diélectrique solide est développée.

L'étude de la coalescence des gouttelettes d'eau sur une surface isolante polymérique est proposée dans le cinquième chapitre. L'objet de cette étude est de clarifier l'influence de certains paramètres sur les mécanismes de coalescence d'un doublet de gouttelettes d'eau sous l'effet du champ électrique. Un modèle mathématique permettant d'analyser la coalescence d'une paire de gouttelettes d'eau posées sur une surface diélectrique en présence du champ électrique est proposé. Il est basé sur un modèle à interface diffuse qui consiste essentiellement en un couplage entre les équations de Navier-Stokes, le calcul de la force électrique et une équation de type Cahn-Hilliard décrivant l'évolution de l'interface en prenant en compte les phénomènes de tensions superficielles.

Dans la conclusion générale, nous soulignons les principaux résultats obtenus ainsi que les perspectives de recherche qui en découlent.

Chapitre 1

Les isolateurs composites haute tension

1. Introduction

Depuis leur développement dans les années soixante, les isolateurs composites remplacent de plus en plus les isolateurs en porcelaine dans les réseaux de transport de l'énergie électrique. Ils présentent de nombreux avantages par rapport aux isolateurs traditionnels en porcelaine et céramique. L'utilisation massive des isolateurs polymériques a entraîné de nombreuses études visant à maîtriser et améliorer les performances en service de ce type d'isolateurs. Dans ce chapitre, plusieurs questions liées à l'état de l'art sur les isolants polymériques sont abordées. Dans la première partie, la structure des isolateurs polymériques est introduite. Ensuite, les principales caractéristiques des surfaces composites sont traitées. La dernière partie porte sur les mécanismes de vieillissement de ces surfaces.

2. Les isolateurs composites

Les matériaux composites ont connu une utilisation croissante dans les systèmes et composants haute tension au cours des dernières décennies. La *Figure 1. 1* présente des isolateurs composites sur une ligne électrique. Au début de leur utilisation, les industriels et les équipes de recherches attendaient qu'ils présentent une très bonne résistance à la dégradation due aux conditions de service rencontrées (humidité, oxygène, rayons ultra-violet, variation de température). Cependant, l'expérience, l'observation et les recherches menées ces dernières années ont montré que tous les diélectriques polymères font l'objet de dégradation sous contraintes appliquées ou induites durant leur exploitation pouvant mener à une avarie du système [8][9][10][11].

Ces dernières années, des matériaux isolants composites présentant une excellente résistance aux contraintes environnementales ont été développés. La recherche et le développement relatifs à ce type de matériaux ont été intensifiés [12].



Figure 1. 1. Isolateurs composites sur une ligne électrique 220 kV

3. Structure des isolateurs composites

Les isolateurs composites ont été introduits à la fin des années soixante. Le concept de base consiste à combiner divers matériaux qui peuvent répondre, grâce à la combinaison de leurs propriétés spécifiques, aux différentes fonctions remplies par les isolateurs.

Un isolateur composite est globalement constitué d'une partie isolante qui consiste en un noyau interne d'un matériau approprié, d'un revêtement extérieur et d'une partie métallique solidaire du noyau et qui permet de transmettre au noyau la charge mécanique en assurant la fixation de l'isolateur au pylône, à un conducteur ou à un autre isolateur. La Figure 1. 2 illustre les détails de construction d'un isolateur composite.

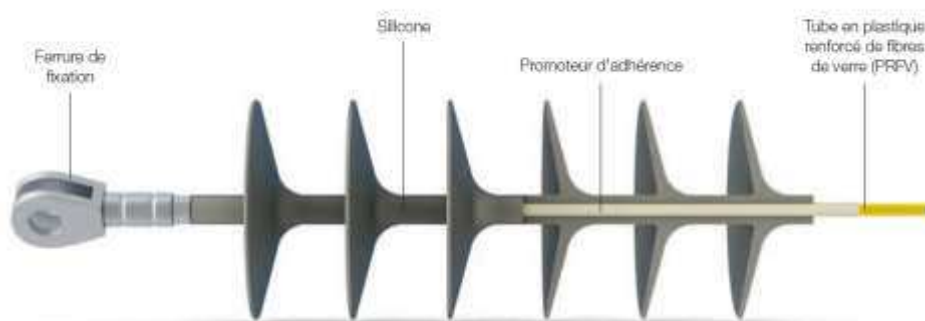


Figure 1. 2. Détails de construction d'un isolateur composite

4. Nature des matériaux

Plusieurs types de matériaux diélectriques composites ont été développés par les fabricants, chacun présentant des propriétés particulières. Dans le domaine des isolateurs extérieurs, trois familles sont particulièrement utilisées : les résines époxy, les élastomères éthylène-propylène et les élastomères silicones.

Les résines époxy sont adaptées aux réseaux de distribution HTA compte tenu de leurs mauvaises performances sous environnement pollué.

Les élastomères éthylène-propylène qui se déclinent sous trois types à savoir l'éthylène propylène monomère (EPM), l'éthylène propylène diène monomère (EPDM) et les alliages éthylène –propylène et silicone sont utilisés sur une large plage de tension des réseaux de transport et distribution. Toutefois, leurs performances en environnement pollué sont limitées.

Les élastomères silicones sont les plus utilisés dans les systèmes d'isolation extérieurs des réseaux de transmission. Une étude réalisée par le groupe de travail 22.03 de la CIGRE [13] a montré que les isolateurs composites utilisent pour la plupart l'élastomère de silicone comme matériau de revêtement. L'EPDM et les autres matériaux ne sont utilisés que minoritairement. Selon S. Gurbanski et A. E Vlastos [14] les isolateurs en silicone ont un meilleur comportement que les isolateurs en EPDM. En effet, tous les isolateurs en Silicone qu'ils ont testés ont pu recouvrir leur hydrophobicité, ce qui ne fut pas le cas des isolateurs en EPDM. De nombreux travaux ont montré que les surfaces en élastomère de silicone recouvraient plus rapidement leur hydrophobicité que les surfaces en EPDM [7][15][16][17].

4.1. Caractéristiques des surfaces diélectriques composites

4.1.1. Energie de surface et angle de contact

L'hydrophobicité d'une surface est caractérisée par l'angle de contact. Lorsqu'une goutte de liquide est déposée sur une surface solide plane, l'angle entre la tangente à la goutte au point de contact et la surface solide est appelé angle de contact (θ). La mesure de cet angle permet de déduire le caractère hydrophobe (grand angle, faible énergie de surface) ou hydrophile

(petit angle, grande énergie de surface) de la surface. L'angle de contact d'une goutte est indépendant de la taille de cette goutte. T. Young a montré en 1805 [18] que cet angle est fixé par l'équilibre de trois tensions de surface (comme indiqué sur la *Figure 1. 3*) : une énergie de surface est aussi une force par unité de longueur qui tire l'interface pour en réduire l'aire. La tension de surface est une manifestation des forces intermoléculaires à une interface. La tension de surface s'obtient par le rapport d'une énergie d'interaction (de Van der Waals) par une surface moléculaire.

$$\gamma = \frac{dW}{dA} \quad (1. 1)$$

où W l'énergie de cohésion des molécules et A la surface exposée des molécules

Les tensions de surface s'appliquent en particulier sur la ligne de contact (point d'arrêt des interfaces ou point triple) et leur équilibre mécanique, exprimé suivant la direction du plan solide, donne l'angle de contact θ (*Figure 1.3*). La forme d'une goutte à la surface d'un solide est régit par trois paramètres :

- La tension interfaciale solide-liquide : γ_{ls}
- La tension interfaciale solide-vapeur : γ_{sv}
- La tension interfaciale liquide-vapeur : γ_{lv}

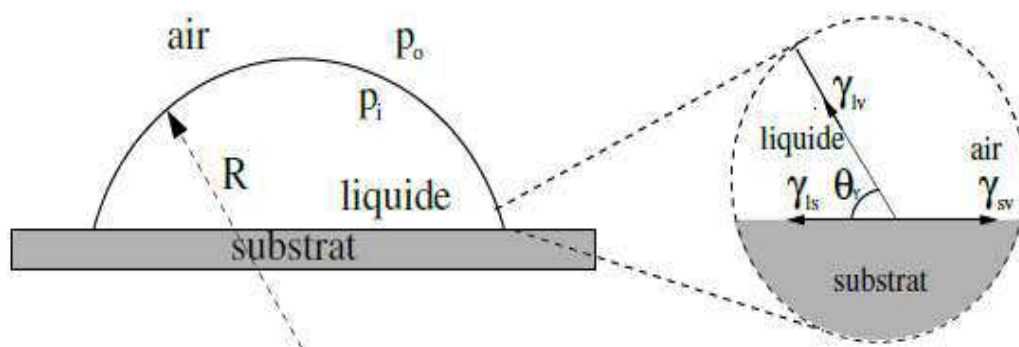


Figure 1. 3. Gouttelette d'eau déposée une surface solide.

θ est l'angle de contact caractérisant le caractère hydrophobe ou hydrophile de la surface solide. La *Figure 1. 4* illustre le comportement d'une gouttelette d'eau sur une surface hydrophile et hydrophobe.

- si $\theta \leq 90^\circ$ la surface est hydrophile
- si $\theta > 90^\circ$ le surface est hydrophobe.

Des travaux ont montré que l'angle de contact d'une gouttelette d'eau sur une surface d'élastomère silicone peut varier entre 95° et 105° suivant la taille de la gouttelette.

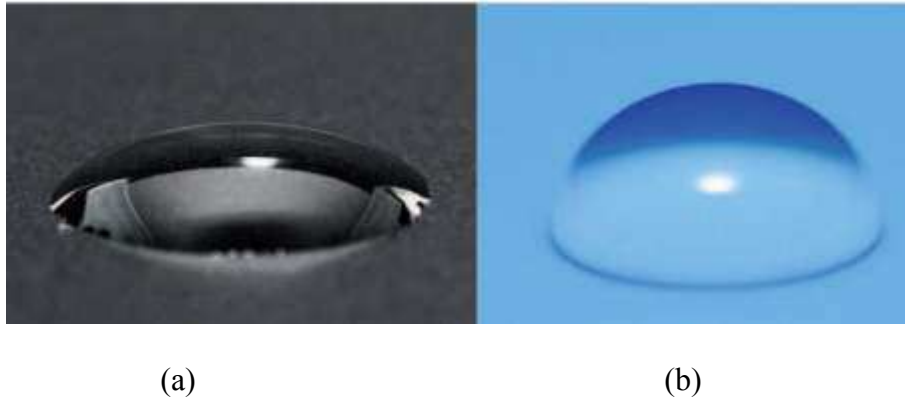


Figure 1. 4. Comportement d'une gouttelette d'eau sur une surface isolante : (a) surface hydrophile (porcelaine) et (b) surface hydrophobe (silicone) [19]

L'angle de contact peut-être obtenu de plusieurs manières :

- ✓ Par l'équation de Young lorsque les valeurs de tensions inter-faciales sont connues [18]

$$\cos \theta = \frac{\gamma_{sv} - \gamma_{ls}}{\gamma_{lv}} \quad (1.2)$$

Cette relation n'est vraie que dans le cas où la gouttelette est en équilibre sur la surface sur laquelle elle est posée, celle-ci doit être lisse, homogène et plane. La relation de Young prédit l'existence d'un angle de contact unique. Or, en pratique, on observe toute une plage d'angles. L'angle de contact varie donc entre deux valeurs extrêmes appelées angles de reculée et d'avancée qui sont dues aux inévitables imperfections de la surface solide qui permettent l'accrochage de la ligne de contact. On appelle ce phénomène hystérésis de l'angle de contact. Une conséquence bien connue de cet effet est l'accrochage des gouttelettes sur les surfaces en pente, l'asymétrie d'angle de contact entre l'avant et l'arrière de cette goutte engendrant une force capable de s'opposer au poids [20]

Il est connu que, les surfaces ayant des tensions superficielles importantes favorisent la tendance à l'étalement pouvant de ce fait provoquer la formation d'un film d'eau en surface qui serait à l'origine de l'écoulement d'un courant de fuite [21][22][23][24][25]. Sur les surfaces ayant une faible énergie, l'eau aura tendance à se présenter sous forme de gouttelettes provoquant une augmentation du champ électrique local [25].

Un autre moyen de détermination de l'état hydrophobique d'une surface est l'utilisation du guide des classes d'hydrophobicité définie par le STRI (Swedish Transmission Research Institute). C'est un moyen simple qui permet d'obtenir manuellement une mesure des propriétés hydrophobes de l'isolant. Le degré de mouillabilité d'une surface est divisé en sept classes (HC-1 à HC-7) [26]. HC-1 est la classe la plus hydrophobe et HC-7 est la classe la plus hydrophile. Cette méthode consiste à garder une surface diélectrique inclinée à 35 degrés par rapport à l'horizontal et ensuite y pulvériser de l'eau. Après la pulvérisation, la surface diélectrique est laissée au repos pendant 45 secondes et ensuite, une prise des clichés de la surface est réalisée. Ces clichés sont comparés avec le guide STRI pour affecter une classe d'hydrophobicité entre HC-1 à HC-7. Chaque classe est caractérisée par des paramètres décrits dans le *Tableau 1. 1* et son apparence présentée par la *Figure 1. 5*. Le guide du STRI a été incorporé dans les spécifications techniques de la CEI, sous la référence IEC TS 62073.

Tableau 1. 1. Critères de classification de l'hydrophobicité des surfaces [26]

HC	Description
1	Only discrete droplets are formed. $\theta=80^\circ$ or larger for the majority of droplets.
2	Only discrete droplets are formed. $50^\circ < \theta < 80^\circ$ for the majority of droplets.
3	Only discrete droplets are formed. $20^\circ < \theta < 50^\circ$ for the majority of droplets. Usually they are no longer circular.
4	Both discrete droplets and wetted traces from the water runnels are observed. Completely wetted areas $< 2\text{cm}^2$. Together they cover $< 90\%$ of the test area.
5	Some completely wetted areas $> 2\text{cm}^2$, which cover $< 90\%$ of the test area.
6	Wetted areas cover $> 90\%$, i.e. small unwetted areas are still observed.
7	Continuous water film over the whole tested area.

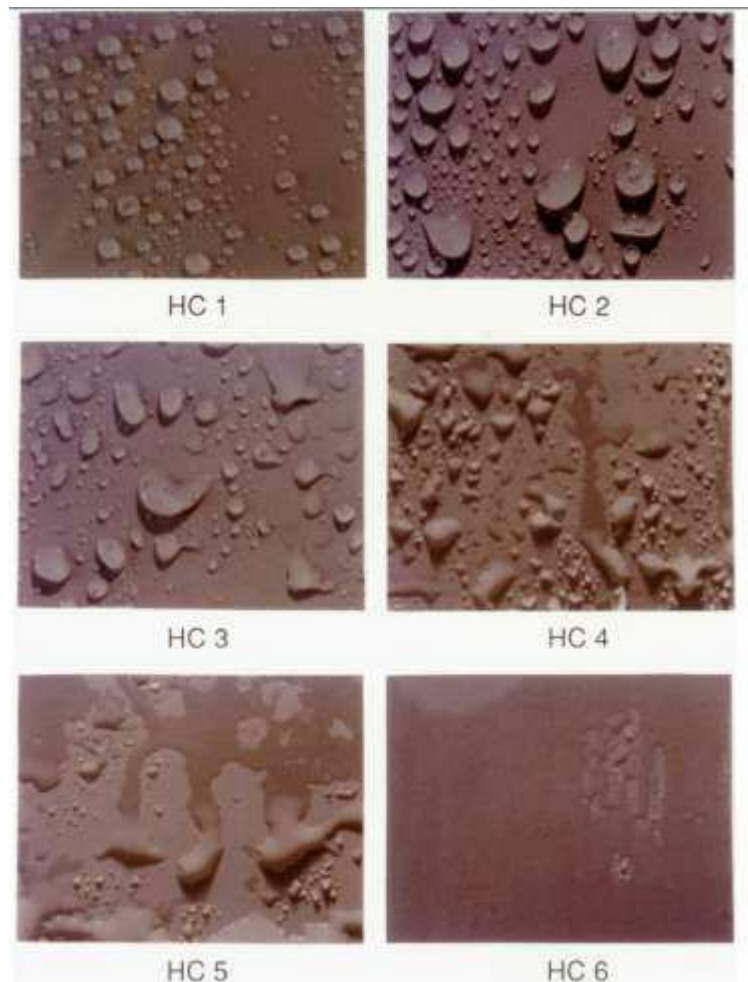


Figure 1. 5. Classe d'hydrophobicité suivant le guide STRI [26]

- ✓ En utilisant des paramètres géométriques, on peut également déterminer l'angle de contact (*Figure 1. 6*). Le modèle est donné par la relation [27]

$$\theta = 90^\circ - \tan^{-1} \left(\frac{r-b}{\sqrt{2rb-b^2}} \right) \quad (1.3)$$

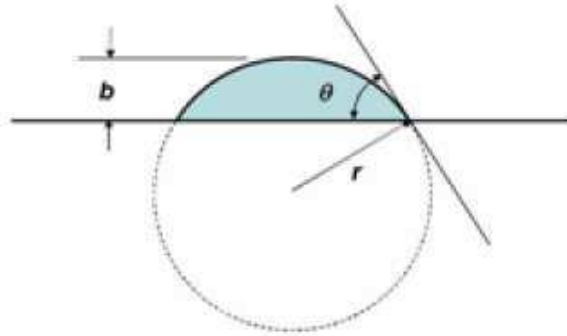


Figure 1. 6. Modèle théorique de calcul de l'angle de contact [27]

Où b est la hauteur de la gouttelette et r le rayon de la gouttelette.

La mesure des angles de contact a été le centre d'intérêt de nombreux travaux. M. Ali et R. Hackam [28] dans leur étude sur les effets des solutions salines et de la température sur les surfaces des élastomères silicone, ont déterminé l'évolution de l'angle de contact en fonction du temps sous différentes températures. Ils ont observé (*Figure 1. 7*) que pour des spécimens conservés dans l'air à des températures allant de 0 à 98° C, l'angle de contact passe de 100° à 94° à 0° C et de 103° à 100° à 22° C ; après 3000 h cet angle augmente pour les températures de 50 à 98°.

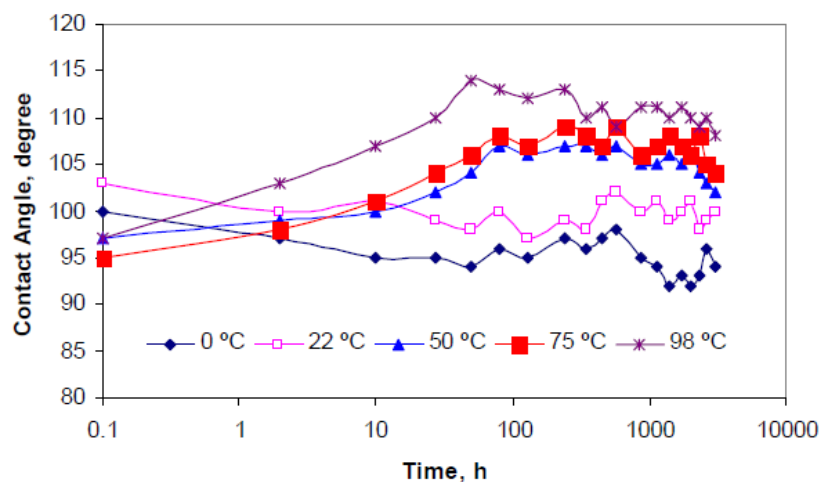


Figure 1. 7. Variation de l'angle de contact en fonction de la température et du temps [28].

4.1.2. L'hydrophobicité des surfaces isolantes

L'hydrophobie constitue une propriété essentielle des isolateurs composites. Cette propriété particulière des polymères diélectriques garantit l'hydrophobicité de l'isolateur en service. L'hydrophobicité des matériaux polymères peut influencer leur performance spécialement pendant les conditions d'humidité et de pollution [7][29][30]. Les expériences sur le terrain et en laboratoire ont montré que les surfaces isolantes en Silicone et en EPDM perdent leur hydrophobicité initiale et deviennent hydrophiles quand elles sont soumises aux arcs au niveau des bandes sèches. Lorsqu'elles sont exposées à l'humidité, à la pluie ou en présence de la pollution, ces surfaces perdent leur hydrophobicité du fait de la diffusion des chaînes moléculaires de faible masse. Cependant, le silicone peut recouvrer son hydrophobicité. Plusieurs travaux de recherche ont porté sur la perte et le recouvrement de l'hydrophobicité des matériaux composites. [9][30][31][32]. La perte et le recouvrement de l'hydrophobicité dus à l'exposition des diélectriques composites aux décharges partielles (Corona ou plasma) a fait l'objet de nombreuses études. Les traitements par plasma ont été utilisés pour augmenter l'hydrophobicité de l'élastomère de silicone pour une meilleure compatibilité avec d'autres matériaux. Dans ces domaines, le recouvrement de l'hydrophobicité est considéré comme un problème et beaucoup d'efforts ont été faits pour élucider le mécanisme fondamental sous-jacent. La complexité de l'exposition aux décharges corona et plasma est en partie dû au fait que le polymère est simultanément soumis à un mélange d'espèces énergétiques et de rayonnement (tels que les électrons, les ions, l'ozone) conduisant à un grand nombre de réactions.

4.1.2.1. Perte de l'hydrophobicité

Les décharges surfaciques sont considérées comme la cause principale de la perte de l'hydrophobicité par les matériaux composites. Selon S. Wang et al. [32], il existe des contradictions sur le mode d'amorçage des décharges surfaciques. Soit par des arcs électriques dus à la présence des bandes sèches avec une forte énergie, soit par des décharges couronnes de faible énergie.

Des études [33][34][35][36] ont montré que les propriétés hydrophobes des surfaces de caoutchouc de silicone peuvent être temporairement perdues par oxydation de surface lors de

l'exposition aux décharges corona dans l'air ou au cours des essais sous brouillard salin. L'oxydation conduit à la formation de structures inorganiques d'oxydes de silicium (SiOx). Kim et al. [34][37] ont montré que l'exposition au brouillard salin du silicone soumis à une forte contrainte électrique entraîne la formation d'une couche superficielle d'oxyde de silicium. Zhu et al. [38] et d'autres encore [39][40][41][42], ont montré la perte des propriétés hydrophobes (relèvement de l'énergie de surface) après l'application des décharges sur une surface de silicone. A. Philips et al. [9][43] ont montré que la perte de l'hydrophobicité par le silicone peut être due aux décharges induites par les gouttelettes d'eau.

4.1.2.2. Mécanismes de transfert et de recouvrement de l'hydrophobicité

Le recouvrement de l'hydrophobicité s'opère après l'exposition de la surface composite aux décharges corona et plasmas. De grandes différences sur la cinétique de recouvrement rapportées par plusieurs travaux de recherche indiquent que ce phénomène est un processus très complexe. Ces différences peuvent être dues à la nature des matières premières, aux procédés de séchage de ces matériaux, aux conditions prévalant tout au long de la perte ou de la réduction de l'hydrophobicité ainsi qu'aux conditions pendant le recouvrement. Tous ces paramètres affectent considérablement la cinétique de recouvrement de l'hydrophobicité par le matériau polymère [41]. Owen et al [40] résumant le plausible mécanisme de recouvrement de l'hydrophobicité du silicone après exposition aux décharges corona et plasmas en six étapes :

- réorientation des groupes polaires de la surface vers le volume
- condensation des groupements silanol à la surface
- contamination externe de la surface
- modifications dans la rugosité de surface
- perte d'espèces volatiles riches en oxygène dans l'atmosphère
- migration des espèces à faible masse molaire du volume à la surface.

5. Vieillissement des isolateurs polymères

Le vieillissement est caractérisé surtout par une dégradation des propriétés électriques, mécaniques ou chimiques (par exemple: augmentation des pertes diélectriques, diminution de

la résistivité ou de l'hydrophobicité). Très souvent, différentes réactions apparaissent simultanément et influent mutuellement l'une sur l'autre [44]. Ces réactions déterminent ainsi l'état final du matériau composite. Ces réactions sont illustrées par la *Figure 1. 8*.

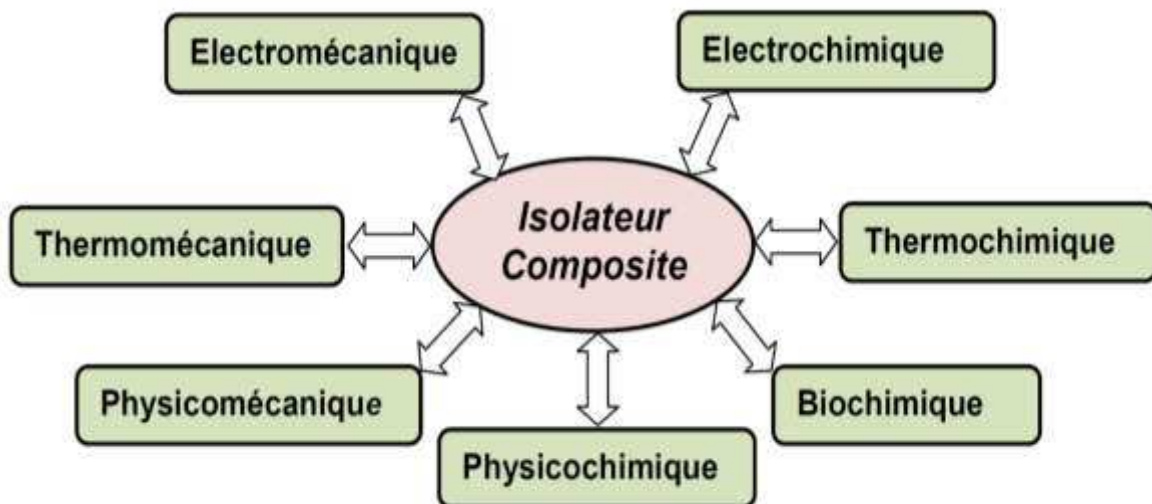


Figure 1. 8. Différentes réactions produites sur le matériau composite

Soumis à différentes contraintes durant l'exploitation, les isolants vieillissent. Et selon le type de réaction produite sur le matériau composite, on distingue plusieurs types de vieillissement dont les principaux sont :

- Le vieillissement thermique provoqué par l'action de longue durée de hautes températures, sur le diélectrique.
- Le vieillissement électrochimique engendré par certains processus dont la cause est le phénomène d'électrolyse ayant lieu dans le diélectrique.
- Le vieillissement électrique (ionisation - décharges partielles) résultant des décharges à la surface et dans les cavités surtout gazeuses enfermées dans les diélectriques.

5.1. Vieillissement thermique

Le vieillissement thermique dépend de la structure du diélectrique. La dégradation du matériau est activée par la présence d'oxygène. Les principaux processus de vieillissement thermique sont:

- ✓ la rupture des chaînes multimoléculaires, accompagnée par une dégradation des propriétés électriques et mécaniques,
- ✓ le dégagement de gaz à faible poids moléculaire,
- ✓ l'oxydation conduisant à l'apparition d'acides carboxyliques.

5.2. Vieillessement Electrochimique

Le processus de vieillissement électrochimique a lieu surtout sous l'action d'une tension continue de longue durée d'application, ainsi que d'une tension alternative de faible fréquence. Le courant de fuite circulant à travers le diélectrique a un caractère électrolytique, lié au transfert d'ions. Ces ions peuvent être métalliques ou non. Les ions non métalliques se déchargent au niveau des électrodes et peuvent former des substances actives se combinant avec le diélectrique. Les ions métalliques peuvent, après neutralisation, pénétrer dans le diélectrique et y créer souvent des chemins conducteurs appelés "dendrites".

Lors du processus de vieillissement électrochimique, la température du diélectrique augmente. Cette augmentation engendre non seulement une augmentation de la conductivité du matériau mais aussi une activation des réactions chimiques qui sont la cause du vieillissement [44].

5.3. Vieillessement Electrique

Le vieillissement électrique est caractérisé par une dégradation des propriétés diélectriques du matériau, sous l'action prolongée d'une contrainte électrique (champ électrique) relativement élevée. Il est caractérisé par l'augmentation des pertes diélectriques et une diminution de la résistivité transversale du matériau. La dégradation est particulièrement accentuée par la présence d'impuretés de différentes natures, plus particulièrement des vacuoles de gaz au sein du diélectrique ou des particules à la surface du diélectrique. Ces impuretés sont en général le siège de décharges partielles qui peuvent engendrer, après un temps relativement long, l'érosion du matériau et finalement la rupture diélectrique. En pratique, la tension seuil d'apparition des décharges partielles correspond à la tension appliquée au matériau à partir de laquelle la charge apparente fournie par le réseau est égale à un seuil donné. La tension seuil d'apparition des décharges partielles risque de diminuer en fonction du temps de vieillissement pour les champs appliqués relativement intenses. La tension seuil d'apparition

des décharges partielle diminue aussi dans le cas du vieillissement thermique (application de fortes températures sur de longues périodes) [45].

L'action combinée des contraintes environnementales et électriques sur l'isolation conduit à un vieillissement qui est une des causes prédominantes de défaillance du système d'isolation. Afin de décrire le processus de vieillissement des surfaces diélectriques polymériques, plusieurs modèles ont été développés. H. Kloes et al [46] ont décrit le vieillissement en deux stades à savoir le stade prématuré et le stade avancé. Selon U. Kaltenborn et al [44] le processus de vieillissement des matériaux composites peut être divisé en trois périodes : le vieillissement à court terme, le vieillissement tardif et la phase transitoire (phase de cheminement). Amin et al. [47] ont présenté un modèle à trois paramètres (contraintes, effets et résultats). La *Figure 1. 9* présente un modèle du processus de vieillissement d'une surface composite sous contraintes environnementale et électrique.

5.3.1. La phase de vieillissement à court terme

L'hydrophobicité de la surface polymérique est encore élevée à ce stade. On note une résistance élevée de la surface mais il est possible d'enregistrer des décharges électriques. Ceci est dû au fait que sous l'action du champ électrique, les gouttes se déforment, coalescent et deviennent de plus en plus volumineuses pour former ponctuellement un film d'eau par lequel peut s'écouler un courant électrique.

5.3.2. La phase transitoire

Cette phase est caractérisée par des augmentations fréquentes de la résistance de surface dues à des ruptures instantanées du film d'eau. La dégradation des propriétés de surface se poursuit lors de cette phase.

5.3.3. Phase tardive du vieillissement

Au cours de cette période, les dégradations des propriétés de surface du matériau s'accroissent, le film d'eau en surface devient permanent, large et stable.

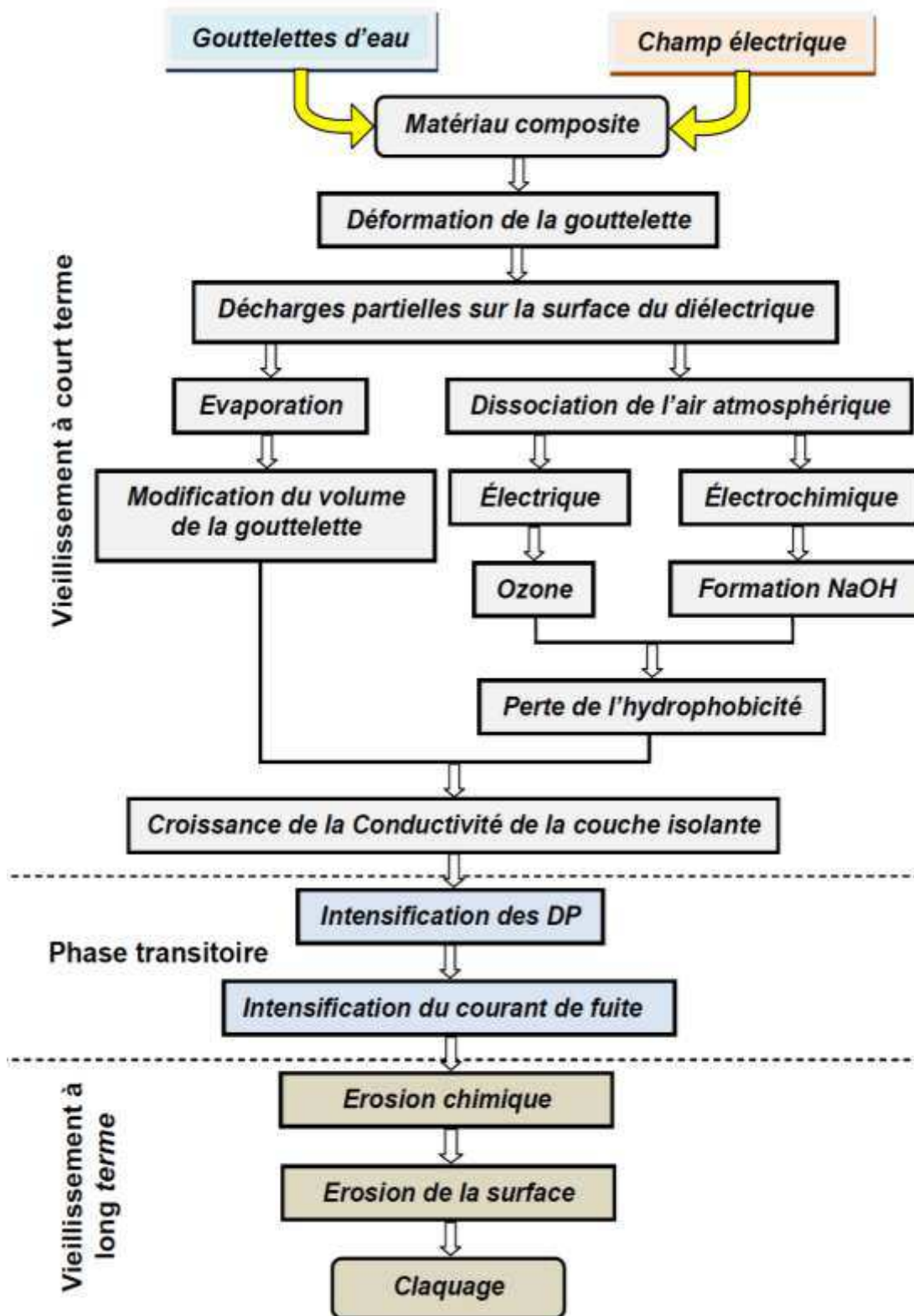


Figure 1. 9. Processus de vieillissement des surfaces composites [44]

5.4. Suivi du vieillissement de la surface diélectrique

Le niveau de dégradation d'une surface diélectrique peut être suivi par un certain nombre d'outils parmi lesquels :

5.4.1. Les outils physico-chimiques

Il s'agit des outils tels que la spectroscopie photo-électronique, la spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier, l'analyse thermogravimétrique. Les outils physico-chimiques sont très peu utilisés dans le domaine des matériaux haute tension compte tenu de leur difficulté de mise en œuvre dû surtout à leur prix et à un encombrement important.

5.4.2. Les outils physiques et d'examen visuel

Ils sont essentiellement basés sur l'observation de l'état de la surface du matériau par la mesure de l'angle de contact pour les premiers. L'examen visuel permet d'identifier une érosion de la surface ou l'apparition d'une arborescence ou des fissures sur la surface diélectrique.

5.4.3. Outils électriques

Ce sont des outils qui sont généralement utilisés en temps réel dans le suivi du vieillissement. Ils indiquent l'évolution d'un paramètre électrique pertinent qui permet de donner le niveau de dégradation du matériau. Un grand nombre d'outils électriques est disponible.

5.4.3.1. La tension de claquage

La mesure de la tension de claquage de l'isolant est la technique la plus communément utilisée lors des tests électriques des isolants [31][48]. Afin de déterminer la tension de claquage des isolants, on augmente la tension appliquée par paliers successifs jusqu'à ce qu'intervienne le claquage. Il est évident que la tension de claquage diminue avec le vieillissement du matériau. La tension appliquée peut être continue ou alternative. Il a été montré que la nature de la tension pouvait considérablement modifier les performances d'un matériau. En effet, d'après S. Gorur [49][50], des tests réalisés sur des échantillons de silicone et d'EPDM chargés de trihydrate d'alumine et/ou de la silice ont montré que la tension de

claquage en tension continue négative était quatre fois moins importante qu'en tension alternative ou en tension continue positive.

5.4.3.2. Le courant de fuite

Le courant de fuite est reconnu comme étant l'un des plus importants paramètres pour suivre l'évolution des performances électriques d'un isolant [51][52]. L'amplitude mesurée de ce courant est souvent associée à une composante haute fréquence. Les méthodes d'analyse du courant varient considérablement. Dans le cas des tests de courte durée, on analyse la forme et l'amplitude du courant ainsi que la différence de phase entre la tension appliquée [52] dans le cas du courant alternatif ou alors l'amplitude de l'impulsion du courant dans le cas du courant continu. Pour des tests de longue durée, seul le courant maximum est enregistré périodiquement [51][53].

En fonction de la méthode de vieillissement utilisée, le courant de fuite mesuré peut varier de quelques μA à des dizaines de mA [17][52]. Des courants de l'ordre de grandeur de 30 mA peuvent indiquer une mouillabilité totale, mais n'indiquent pas nécessairement l'imminence de la rupture du caractère isolant du matériau.

5.4.3.3. Les décharges partielles

La mesure des décharges partielles peut être utilisée comme outil pour suivre l'évolution du vieillissement. En effet, Hoffman et al. [54] ont montré que pour une surface diélectrique ayant subi des dégradations, le nombre de décharges partielles était plus important, mais la probabilité de reproductibilité de ces mesures ne permet pas de tirer des conclusions effectives sur le vieillissement du matériau.

5.5. Facteurs influençant le vieillissement des surfaces composites

Le processus de vieillissement des surfaces composites est conditionné par plusieurs facteurs dont certains contribuent à son ralentissement alors que d'autres en sont des accélérateurs. Parmi ces facteurs on peut citer : les rayonnements ultraviolets, la température, les biofilms, les charges minérales.

5.5.1. Les rayonnements ultraviolets

Les isolateurs polymériques installés à l'extérieur subissent l'effet du rayonnement ultraviolet provenant du soleil. Bien que très peu cités comme facteur à l'origine de la dégradation des matériaux polymères isolants, les rayonnements ultraviolets peuvent jouer un rôle notable dans le vieillissement. Dans une étude portant sur le rôle des rayonnements ultraviolets dans la dégradation des surfaces d'isolateurs en résine époxy, V. Dureault-Ollier [55] a mis en évidence leur effet sur l'augmentation de la conductivité de surface par la mesure du potentiel de surface. Cette augmentation de la conductivité est due à une diminution du caractère hydrophobe, facilitant la formation d'une couche d'eau en surface par laquelle s'écoule le courant de fuite. Des résultats similaires ont aussi été obtenus par d'autres équipes de recherche [51][56][57]. Outre l'augmentation de la conductivité de surface, C. de Tourel et al. [58] ont montré aussi un changement de coloration des matériaux.

5.5.2. La température

Des travaux réalisés par N. Fujioka et al. [59] ainsi que par J. Ryenders et al. [31] sur des silicones ont montré que l'augmentation de la température des tests accélérerait le vieillissement des matériaux. Cette accélération du vieillissement peut provenir de la perte précoce du caractère hydrophobe suite à une diffusion plus rapide des molécules de faible poids moléculaire à l'origine des bonnes performances d'hydrophobicité de ces matériaux vers la surface, ou à une fragmentation des chaînes pouvant aussi contribuer à une perte du caractère hydrophobe. Mais d'autres auteurs affirment que la température n'a pas que des effets néfastes. D'après R.J. Hill [60] et J.W. Chang et al. [61], l'augmentation de la température favoriserait un regain d'hydrophobicité sur les matériaux siliconés. Dans le cas des matériaux contenant des charges d'alumine tri-hydratée, l'augmentation de la température peut être un avantage car elle permet de libérer les molécules d'eau qui contribuent à dissiper la chaleur locale produite par effet joule et les décharges partielles.

5.5.3. Les biofilms

Les isolateurs composites sont parfois colonisés par des micro-organismes qui forment un biofilm sur leur surface. Dans les écosystèmes naturels, les micro-organismes vivent

généralement au sein de communautés microbiennes appelées biofilms. Un biofilm est constitué de micro-organismes adhérant à une surface ou à une interface en milieu humide ou aqueux [62] ; on parle alors de communautés microbiennes sessiles. Ces micro-organismes sont englobés dans une matrice généralement constituée de polymères extracellulaires (EPS, de l'anglais "Extra Polymeric Substances") sécrétés par ces mêmes micro-organismes [63][64]. La première étude scientifique consacrée aux biofilms date de 1943 [65]. Depuis, des biofilms ont été observés dans de nombreux environnements. Il a été montré que plus de 99% des bactéries se développent en biofilms sur une grande variété de surfaces telles que les métaux, les plastiques, les tissus vivants (tissus humains, feuilles et racines des végétaux), les surfaces minérales (pierres, bétons) et organiques (polymères) [66][67]. Un biofilm peut être constitué d'une seule ou de plusieurs espèces de bactéries mais aussi de champignons, algues, et protozoaires. La formation d'un biofilm bactérien sur une surface solide est un phénomène complexe dans lequel des processus physiques, chimiques et biologiques sont impliqués. Le cycle de mise en place et l'évolution d'un biofilm peuvent être résumés en 5 étapes principales [68]:

- Le transport des bactéries sur les surfaces, par diffusion ou par flux turbulent.
- L'adsorption : pratiquement instantanée, elle entraîne une modification physico-chimique des surfaces.
- L'adhésion : elle est due à différents types de forces qui interviennent entre la surface inerte et la cellule vivante (Van der Waals, électrostatiques).
- La colonisation : c'est la phase de maturation et mise en place. C'est cette colonisation qui aboutit à la formation d'un biofilm.

Les cellules bactériennes peuvent jouer un rôle dans l'altération et la dégradation fonctionnelle des surfaces polymériques. En effet, certaines bactéries dites « sulfato-réductrices » ont un métabolisme énergétique qui implique des mécanismes de transfert d'électrons. Ce phénomène est appelé bio-corrosion. La bio-corrosion ou corrosion induite par les micro-organismes est souvent caractérisée par l'attaque localisée et en profondeur de la surface. Des travaux réalisés par S. Wallström [69] ont montré que la présence des micro-organismes altère considérablement les performances d'un isolateur en élastomère de silicone.

5.5.4. Les charges minérales

L'incorporation d'une charge dans un polymère peut modifier un nombre important de propriétés de ce dernier telles que : la résistance au déchirement et à la rupture, la dureté, le coût. Deux types de charges sont le plus souvent utilisés : le carbonate de calcium et le tri hydrate d'aluminium. Le carbonate de calcium sert à améliorer l'état de surface ; le tri hydrate d'aluminium est choisi pour la tenue au feu. La dimension moyenne des particules de charges s'étend de quelques microns à 100 μm . Des mélanges de charges peuvent être effectués pour obtenir des combinaisons de propriétés.

Fuse et al. [70] ont évalué l'effet des renforts inorganiques ajoutés à une résine polymérique sur l'amélioration de l'endurance à la dégradation par DP. Deux types de système d'électrodes ont été employés pour effectuer une comparaison entre des nano-composites à base d'époxy ou de poly-imide chargé soit de silice, d'oxyde de titane ou d'alumine sur l'effet des nano-charges et sur l'amélioration de la résistance aux DP. Il s'est avéré que la morphologie des nano-composites et la taille des renforts jouent un rôle important dans l'amélioration de la résistance à la dégradation aux décharges partielles.

6. Comportement des isolateurs sous pollution

La pollution est un phénomène qui agit négativement sur le comportement des isolateurs haute tension. Selon l'emplacement et les zones environnantes, les isolateurs rencontrent différents types de polluants : les grains de sable dans les régions désertiques et les zones minières, des substances métalliques et chimiques dans les zones industrielles et agricoles, et les particules de sel dans les régions côtières. Elle est un paramètre important à prendre en considération lors du choix et du dimensionnement des isolateurs ou chaînes d'isolateurs. En effet, la pollution provoque la formation d'une couche sur la surface des isolateurs. Ces couches de pollution, quand elles sont humidifiées, réduisent considérablement la résistivité surfacique des isolateurs ce qui conduit à la diminution de leur tenue diélectrique. Notons que dans la pratique, cette couche de pollution n'est pas homogène et sa distribution n'est pas uniforme. La non-homogénéité est due à la présence de différents agents polluants dans une même région, et la non-uniformité de la répartition sur les surfaces des isolateurs est due aux

profils des isolateurs, le sens et la direction des vents dans cette région, la pluie, la position de la chaîne d'isolateurs par rapport au sol (verticale, horizontale, inclinée), la position de l'isolateur dans la chaîne, le degré de pollution du site où se trouve les isolateurs ainsi que la surface inférieure ou supérieure de l'isolateur [71][72].

Le comportement des isolateurs sous pollution est un facteur essentiel pour la conception et l'exploitation des lignes électriques en zones polluées. Il convient donc de connaître les différents phénomènes de conduction sous pollution. Lors de la mise en place d'un isolateur ou d'une chaîne d'isolateurs, la longueur de la ligne de fuite de l'ensemble est telle que le champ électrique en chaque point est très inférieur à la rigidité diélectrique de l'atmosphère ambiante. La conductivité superficielle, créée par la couche de pollution, modifie la répartition de la tension selon les contraintes en présence. Trois cas peuvent se présenter :

- Arc non localisé : l'arc électrique s'éteint rapidement, puis se réamorçait à un autre endroit et ainsi de suite. Ces arcs peuvent être dus soit à la formation d'une zone sèche à la suite du passage d'un courant de fuite, comme ils peuvent être dus à l'état de surface de l'isolateur.
- Arc fixe : l'arc électrique se fixe sur la surface, soit en s'y maintenant (source continue), soit en se réamorçant au même endroit (source alternative). L'impédance de dépôt et celle de la surface de l'isolateur étant en série avec l'arc, limitent le courant de l'arc et sa longueur. Si le courant est trop faible, l'arc s'éteindra. Généralement ce type d'arc entraîne par effet thermique une dégradation du support isolant nécessitant le remplacement de l'élément défaillant.
- L'arc se propage et conduit au contournement.

Le contournement des isolateurs pollués est accompli selon les phases suivantes:

- ✓ Phase 1: création et écoulement d'un courant de fuite à travers la couche électrolytique qui recouvre l'isolant. Ce courant provoque un échauffement de l'électrolyte, qui a pour effet d'accroître la conductivité du milieu. Cela conduit à l'augmentation du courant de fuite. Le niveau du courant de fuite dépend du temps, de la nature et de la quantité des polluants

- ✓ Phase 2: la température s'élève par effet joule, ce qui provoque un assèchement local de la couche polluante et une diminution du courant de fuite.
- ✓ Phase 3: la tension se trouve reportée aux bornes de la bande sèche et des arcs locaux sont susceptibles de s'amorcer, élargissant ainsi la zone sèche.
- ✓ Phase 4 : à partir de ce stade, l'arc s'allonge longitudinalement jusqu'à atteindre les électrodes et provoquer ainsi le contournement. L'existence de ces phases dépend de nombreux paramètres caractéristiques de l'isolateur pollué: tension appliquée, conductivité de la couche, largeur de la zone sèche, profil de l'isolateur, longueur de fuite...

En clair, lorsque la surface des isolateurs est conductrice en présence d'humidité, la pollution devient un paramètre dimensionnant important.

Le mécanisme de contournement des isolateurs en porcelaine et en verre a fait l'objet de nombreuses études bien connues. Pour un isolant EPDM, la surface isolante des jupes devient hydrophile, après une courte période d'exposition à un environnement pollué. Ainsi, le mécanisme de contournement d'un isolant en EPDM est similaire à celui d'un isolateur céramique en raison de la surface hydrophile. Le mécanisme de contournement d'un isolateur en élastomère silicone est différent de celui d'un isolateur céramique en raison du transfert de l'hydrophobicité aux couches de pollution. Plusieurs travaux de recherche ont porté sur le contournement des isolateurs en SiR [49][50].

7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une synthèse des principales caractéristiques des surfaces polymériques. Cette synthèse montre l'importance de cette thématique qui continue de faire l'objet de nombreuses études. En effet, la fiabilité des systèmes de transport et de distribution de l'énergie électrique est tributaire de la qualité du système d'isolation. Les principaux mécanismes intervenant dans la dégradation et le vieillissement prématuré des isolateurs composites ont été examinés. L'hydrophobicité est la principale caractéristique de ces surfaces. Le processus de perte et de recouvrement de l'hydrophobicité reste un problème complexe. Les performances des isolateurs composites sous pollution et en présence des gouttelettes d'eau sont très différentes de celles des isolateurs céramiques ou en verre. Les

aspects importants concernant les contraintes de service ainsi que la détermination et le contrôle de la distribution de champ électrique ont été particulièrement mis en évidence. Les interactions entre le champ électrique et les gouttelettes d'eau génèrent de nombreux phénomènes dont les effets ne sont pas encore entièrement maîtrisés et qui peuvent conduire à la destruction du système d'isolation.

Le chapitre suivant traite des différents effets relatifs à la réaction des gouttelettes d'eau dans un champ électrique.

Chapitre 2

Réponses de gouttelettes d'eau à une contrainte électrique

1. Introduction

Le comportement des gouttelettes d'eau sur la surface des isolateurs des réseaux électriques haute tension est fortement influencé par le champ électrique. La présence d'un champ électrique à l'interface entre des milieux ayant des propriétés électriques différents (l'isolateur, la gouttelette d'eau et l'air ambiant) génère une force électrique. Plusieurs phénomènes permettent de caractériser cette force électrique. Parmi lesquels, la polarisation, l'accumulation des charges électriques aux interfaces, la déformation des gouttelettes d'eau et la fusion des gouttelettes voisines.

Ce chapitre traite des interactions entre le champ électrique et les gouttelettes d'eau présentes sur les surfaces des isolateurs polymériques. Il s'intéresse aux diverses réponses des gouttelettes sous un champ électrique et spécifiquement aux phénomènes de déformation de gouttelettes et de leur coalescence.

2. Gouttelettes d'eau sous champ électrique

Le comportement des gouttelettes d'eau sous un champ électrique est un problème classique. Longtemps étudié dans le domaine de la physique de l'atmosphère afin de comprendre les phénomènes de pluie et d'orages, l'étude du comportement des gouttelettes d'eau dans le domaine de l'ingénierie de la haute tension connaît un essor particulier depuis l'introduction des isolateurs composites dans les lignes de transport et de distribution de l'énergie électrique. En effet, les conditions atmosphériques et environnementales (pluie, neige, condensation, vent...) concourent au dépôt des gouttelettes d'eau sur les isolateurs. Ces gouttelettes vont interagir avec le champ électrique. Il en résultera une amplification de ce dernier, ce qui engendre des décharges qui peuvent conduire à la destruction de l'isolateur. En retour, différentes réponses des gouttelettes sont observées. Une revue des principales réponses de gouttelettes sous contrainte électrique est faite dans ce qui suit.

2.1. La polarisation

2.1.1. Principe et différents types de polarisation

Lorsqu'une gouttelette se trouvant dans un milieu est soumise à un champ électrique, la répartition des charges en son sein et autour d'elle va subir des modifications (*Figure 2. 1*). Les charges positives s'orientent dans le sens du champ électrique pendant que les charges négatives se déplacent vers le sens opposé à celui du champ électrique pour former un dipôle électrique.

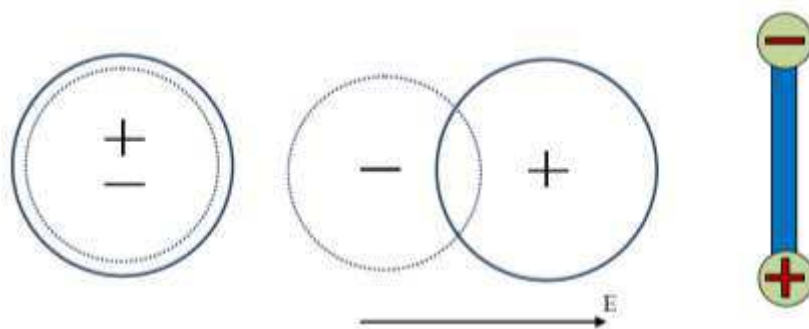


Figure 2. 1. Polarisation d'une particule sous un champ électrique, séparation des centres de charges positives et négatives sous l'effet du champ électrique appliqué.

Quatre types de polarisation peuvent être associés à la déformation de gouttelettes d'eau sous un champ électrique :

- La polarisation électronique: issue de la déformation du nuage électronique de chaque atome sous le champ, cette déformation dépend de la taille de l'atome.
- La polarisation ionique: elle résulte du déplacement des atomes liés par des liaisons ioniques. L'élongation des liaisons se produit pour aligner les charges avec le champ appliqué.
- La polarisation dipolaire si le matériau possède des dipôles permanents : cette polarisation consiste à aligner ces dipôles dans le sens du champ avec une modification du moment dipolaire. L'eau, qualifiée de polaire est particulièrement affectée par ce type de polarisation compte tenu de sa structure moléculaire. L'alignement des dipôles dans les diélectriques polaires est un phénomène qui laisse

prévoir un effet de saturation qui apparaît lorsque tous les dipôles sont orientés bien que l'intensité du champ appliqué continue à croître.

- La polarisation inter-faciale apparaît quand deux milieux sont en contact, formant ainsi une interface. Elle résulte d'une accumulation de charges dues à l'ensemble des phénomènes de migration à la frontière des deux milieux sous l'effet du champ électrique appliqué. Elle est issue de la différence des propriétés électriques (permittivité, conductivité) des milieux.

Pour les différents types de polarisabilités, le moment dipolaire est proportionnel au champ électrique appliqué. La polarisation totale du matériau est obtenue en tenant compte de l'ensemble des contributions électronique, ionique et dipolaire.

Le moment dipolaire dû à l'application du champ électrique peut s'exprimer par :

$$M_e = q_e \cdot d \quad (2.1)$$

Où q_e est la charge électrique et d la distance entre les charges positives et négatives. Le moment dipolaire est représenté par le vecteur M_e orienté des charges négatives vers les charges positives. La force électrique due au moment dipolaire peut être donnée par :

$$F_e = M_e \cdot \nabla E \quad (2.2)$$

où ∇E le gradient du champ électrique.

Selon la nature de la gouttelette, la sensibilité au champ électrique est différente. Ce phénomène est appelé la susceptibilité électrique du matériau (χ). Ainsi on peut écrire l'expression de moment dipolaire sous la forme:

$$M_e = \chi \varepsilon_0 E \quad (2.3)$$

avec ε_0 la permittivité diélectrique du vide et E le champ électrique appliqué. On parle aussi de permittivité relative pour un matériau, définie par :

$$\varepsilon_r = (1 + \chi) \quad (2.4)$$

Le comportement d'une gouttelette sous un champ électrique sera donc fonction de ses propriétés électriques et du milieu environnant. Dans le cas où la gouttelette est considérée conductrice, les charges libres se déplacent jusqu'à atteindre ses extrémités. Le déséquilibre de charges va induire un champ électrique qui s'oppose au champ électrique qui régnait en l'absence de la gouttelette. Lorsque ces deux champs s'opposent en tout point intérieur du conducteur, un équilibre électrostatique s'établit. La gouttelette étant déformable, la polarisation des charges aux surfaces va induire une pression électrostatique, maximale dans le sens de polarisation et donnant à la goutte une forme quasi ellipsoïdale [73]. Sous un champ électrique uniforme, la gouttelette d'eau reste stable vu que les forces aux deux pôles sont identiques. La *Figure 2. 2.* illustre les effets des différents champs électriques sur une gouttelette selon sa nature.

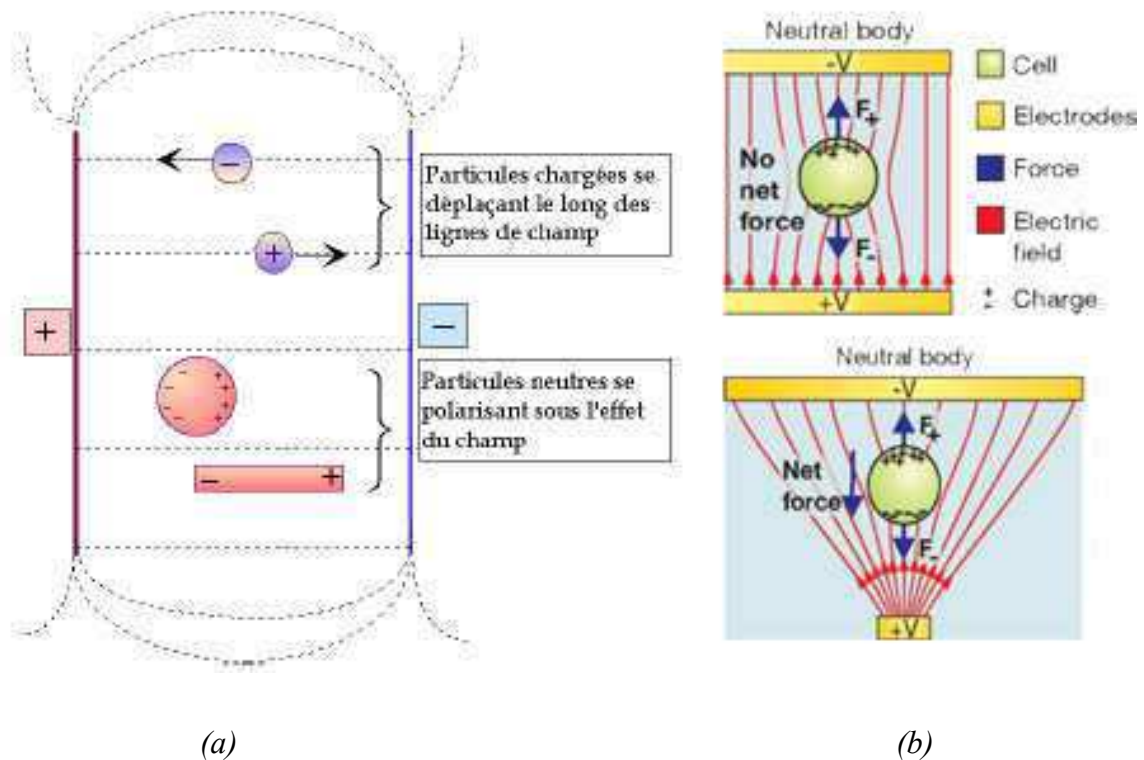


Figure 2. 2. Action d'un champ électrique uniforme et continu sur des particules chargées et neutres (a) et effet d'un champ électrique uniforme ou non sur une particule supposée neutre électriquement (b)

1.1.1. Relaxation des dipôles

Si l'on considère que le champ électrique appliqué est maintenu constant pendant un temps suffisant pour obtenir l'équilibre de la distribution des dipôles dans la gouttelette, et que ce champ électrique est subitement supprimé, les dipôles se déconstituent et la polarisation s'annule. Ce phénomène ne peut s'opérer instantanément. En effet, un dipôle donné ne peut modifier son orientation que par des interactions avec d'autres dipôles. Ce qui nécessite un temps caractéristique dépendant de la durée des collisions avant que le moment du dipôle ne s'annule complètement. Ce temps caractéristique est le temps de relaxation du système (*Figure 2. 3*).

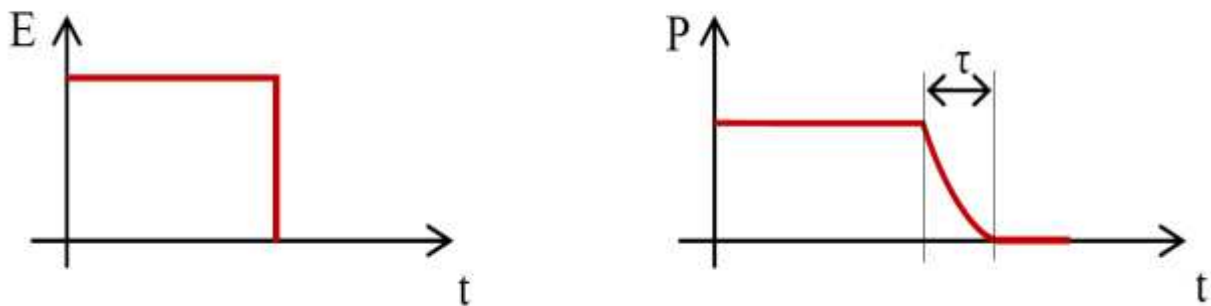


Figure 2. 3. Relaxation des dipôles [74]

La polarisation décroît selon la relation :

$$p(t) = p_0 e^{-t/\tau} \quad (2. 5)$$

Pour une gouttelette de conductivité σ et de permittivité ε , le temps de relaxation peut être défini par :

$$\tau_e = \frac{\varepsilon}{\sigma} \quad (2. 6)$$

où ε est la permittivité absolue ($F \cdot m^{-1}$) et σ la conductivité électrique ($\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$) du liquide de la gouttelette. En ce qui concerne l'eau pure, sa conductivité à 23° C est de 5,48 $\mu S/m$ et sa résistivité de 18,2 $M\Omega \cdot cm$, ce qui conduit à un temps de relaxation de $1,3 \times 10^{-4} s$. Pour une eau de robinet ayant une conductivité approximative de 20 $\mu S/m$, le temps de relaxation

est de 7×10^{-8} s. On peut en conclure que les temps caractéristiques électriques sont très faibles dans le cas des champs continus sont utilisés ou des champs électriques alternatifs à faibles fréquences. Par conséquent les effets dépendant du temps pourront être négligés.

La densité volumique de charge générée dans la gouttelette sous un champ électrique d'intensité E peut alors s'exprimer par [75]:

$$q_v = \frac{1}{\tau_e} \varepsilon E \nabla \tau_e \quad (2.7)$$

Il en résulte que la charge électrique accumulée à la surface de la gouttelette est exprimée par :

$$q_s = \varepsilon E (1 - e^{-t/\tau_e}) \quad (2.8)$$

Cette relation montre que l'effet du champ électrique sur la gouttelette dépend du temps de relaxation. Pour une gouttelette soumise à un champ électrique, le temps de relaxation correspond au temps nécessaire aux charges libres de se déplacer du volume vers l'interface air/liquide. On peut donc comparer le temps de relaxation τ_e à un temps caractéristique exprimé par la durée d'application du champ électrique τ_a .

Si $\tau_e \gg \tau_a$, la gouttelette peut être assimilée à un diélectrique. Dans ce cas, le champ électrique est distribué entre les deux phases, liquide et air. Ainsi, aucune charge n'apparaît ni dans la gouttelette ni à l'interface air/liquide, le champ électrique est très faible.

Si $\tau_e \ll \tau_a$, la gouttelette se comporte comme un conducteur, les charges libres se retrouvent à l'interface air/liquide.

2. Phénomène de charge électrique des gouttelettes d'eau

Lorsqu'une gouttelette d'eau relativement conductrice est soumise à un champ électrique, les espèces conductrices contenues dans la gouttelette sont ionisées et il en résulte une charge nette (*Figure 2. 4*). Si la conductivité est suffisante, ces espèces vont migrer à la surface de la gouttelette. Ces charges vont alors suivre les lois de déplacement des charges libres.

La charge électrique portée par les gouttelettes d'eau présentes sur la surface des isolateurs est un paramètre important, car elle peut fortement influencer leur comportement. En effet, les forces électrostatiques sont souvent largement supérieures aux autres forces exercées sur les gouttelettes. Selon la loi de Gauss, la charge totale accumulée sur la surface d'une particule sphérique peut être égale à l'intégrale de la normale du vecteur déplacement électrique D_n à cette surface.

$$q_{ps} = \iint \rho_s dS = \iint D_n dS \quad (2.9)$$

ρ_s est la densité de charge surfacique, D_n est la composante normale du déplacement électrique et q_{ps} la charge totale de saturation.

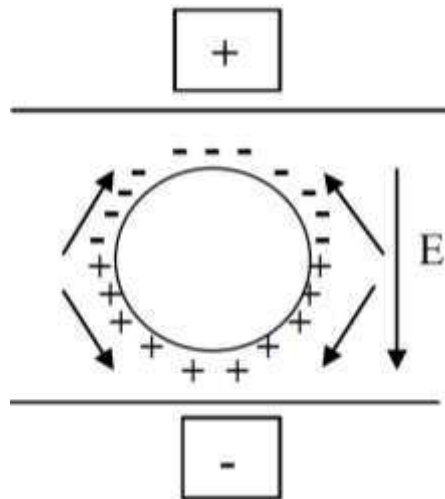


Figure 2. 4. Représentation de la distribution des charges et de leur mouvement

L'application d'un champ électrique sur un fluide induit le mouvement des charges électriques contenues dans le fluide suivant les lignes de champ. Une particule telle qu'une gouttelette d'eau, lorsqu'elle est présente dans ce champ électrique, déforme localement les lignes de champ. Cette distorsion du champ est fonction des propriétés électriques de la gouttelette et du milieu ambiant.

Divers mécanismes physiques sont attribués à l'acquisition des charges électriques. On peut citer, par exemple : l'électrisation statique associant la charge par contact et par frottement, le phénomène par charge d'espace ionique qui désigne la charge par champ et la charge par diffusion.

2.1. Mécanismes de charge

L'accumulation des charges électriques sur la surface des gouttelettes d'eau dépend de plusieurs paramètres tels que l'intensité du champ électrique, la taille de la gouttelette d'eau, la concentration des ions dans le milieu environnant et la durée pendant laquelle les gouttelettes restent exposées au champ électrique. Pour les gouttelettes présentes sur la surface des isolateurs, trois principaux mécanismes peuvent être associés au processus d'accumulation de charges sur la surface des gouttelettes : l'électrisation statique, la charge par diffusion et la charge par champ.

2.1.1. L'électrisation statique

Celle-ci peut être générée par frottement ou par contact. Dans la charge par frottement, c'est-à-dire quand une gouttelette et un substrat (ou deux gouttelettes) différents sont en contact, il y a un transfert de charges à partir de la surface du substrat vers celle de la gouttelette. Ce processus utilise la différence de structure électronique des deux surfaces en fonction desquelles une des particules devient positivement chargée et l'autre négativement chargée. La charge par contact se produit pendant la séparation d'une particule de la surface diélectrique. Dans ce processus, quand une particule touche une surface, des charges sont transférées, si bien que la particule acquiert une charge nette positive ou négative quand elle se sépare de la surface. La polarité de la particule chargée et le nombre de charges sur celle-ci sont fortement influencés par la constante diélectrique du liquide constituant les gouttelettes et les paramètres environnementaux comme l'humidité de l'air.

2.1.2. La charge par diffusion

Elle résulte du bombardement de la gouttelette par des ions atmosphériques animés d'un mouvement aléatoire d'agitation thermique (mouvement brownien). Elle correspond à la charge des particules lorsque le champ électrique appliqué est faible voire nul. Dans une zone où le champ électrique appliqué est nul, les ions ont tendance à adopter une répartition uniforme autour des particules. Ce qui peut permettre à tous les éléments de surface de la particule d'avoir la même probabilité de choc avec les ions et la particule peut alors acquérir une certaine quantité de charge électrique qui peut être donnée par l'expression suivante [76]:

$$q_p(t) = q' \ln(1 + t/\tau') \quad (2.10)$$

$$\text{avec, } q' = \frac{2\pi\epsilon_0 d_p kT}{e}$$

$$\text{et, } \tau' = \frac{8\epsilon_0 kT}{d_p C_i n_i e^2} = 8\epsilon_0 \left(\frac{m_i kT}{3}\right)^{1/2} \left(\frac{\mu_i E}{d_p J e}\right)$$

τ' la constante de temps de charge par diffusion (s), k la constante de Boltzmann ($\approx 1.38 \times 10^{-23}$ J/K), e est la charge électronique ($\approx 1.6 \times 10^{-19}$ C), C_i la vitesse thermique de l'ion (m/s), n_i la concentration des ions dans l'espace (m^{-3}), m_i la masse d'un ion (kg) et μ_i la mobilité d'un ion ($\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$).

2.1.3. La charge par champ

Elle détermine la charge acquise par les gouttelettes du fait de la force électrostatique causée par le champ électrique appliqué. Ce mécanisme dépend fortement des propriétés électriques de la gouttelette. Les premières théories sur la charge de particules ont été développées par Rohmann (1923) [77], puis par Pauthenier (1932) [78]. Ces auteurs ont montré que les ions atteignent la surface de la particule tant que la charge de celle-ci demeure insuffisante pour les repousser. La charge d'une particule sphérique peut être déterminée par l'équation de charge de Pauthenier [78]:

$$q_p(t) = q_{ps} \frac{t/\tau}{1+t/\tau} \quad (2.11)$$

$$\text{où, } q_{ps} = \pi\epsilon_0 \frac{3\epsilon_r}{\epsilon_r+2} d_p^2 E \quad \text{et, } \tau = 4 \frac{\epsilon_0}{\rho_i \mu_i} = 4 \frac{\epsilon_0}{e n_i \mu_i} = 4 \frac{\epsilon_0}{J}$$

q_{ps} étant la charge de saturation (C), t le temps de charge (s), τ la constante de temps de charge par champ (s), ϵ_0 la permittivité du vide ($\approx 8.85 \times 10^{-12}$ F/m), ϵ_r la permittivité relative du fluide constituant la particule, d_p le diamètre de la gouttelette, E le champ électrique (V/m), J la densité de courant (A/m^2), ρ_i la densité de charges, μ_i la mobilité ionique ($\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$), e la charge élémentaire ($\approx 1.6 \times 10^{-19}$ C) et n_i la concentration des ions dans l'espace (m^{-3}).

Pour une gouttelette conductrice, l'équation (2.11) devient :

$$q_{ps} = 3\pi\epsilon_0 d_p^2 E (\epsilon_r \rightarrow \infty) \quad (2.12)$$

Lorsqu'une gouttelette conductrice est posée sur une électrode plane en présence d'un champ électrique, la charge acquise par cette gouttelette sous l'effet du champ s'exprime d'après Felici [79]:

$$q_p = \frac{1}{6}\pi^3 \epsilon_0 d_p^2 E \quad (2.13)$$

Les mécanismes de charge par diffusion et par champ agissent souvent simultanément, notamment lorsque le système d'électrodes agit comme un chargeur à effet couronne. Toutefois, la charge totale accumulée sur la surface de la gouttelette n'est pas la somme des charges apportées par chacun des deux mécanismes [80].

3. Charge limite de Rayleigh

Tant que les gouttelettes d'eau restent soumises au champ électrique, la densité de charge électrique augmente à leur surface jusqu'à la limite de stabilité de Rayleigh. Les gouttelettes vont se désagréger lorsque les forces de répulsion coulombienne deviennent supérieures aux forces de cohésion du liquide (forces attractives de tension de surface). Cette désintégration se produit généralement à environ 70 ou 80% de la charge limite de Rayleigh et donne naissance à de fines gouttelettes multichargées.

En appliquant le théorème de Gauss, le champ électrique autour de la surface de la gouttelette peut s'exprimer par :

$$-\left(\frac{dV}{dr}\right)_{r \rightarrow R} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r R^2} \quad (2.14)$$

V étant le potentiel électrique appliqué à la gouttelette, ϵ_0 représente la permittivité électrique du vide et ϵ_r la permittivité relative de l'eau.

L'énergie totale du système gouttelette-air peut s'écrire sous la forme :

$$W_{totale} = W_s + W_{el} \quad (2.15)$$

avec

$$W_s = \gamma_{lv} \cdot S_{sphère} = 4\pi\gamma_{lv}R^2 \quad (2.16)$$

$$W_{el} = \int_0^q \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r} dq = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_r R} \quad (2.17)$$

W_s représente l'énergie de tension superficielle de la gouttelette et W_{el} , l'énergie électrique à la surface de la gouttelette.

Ainsi, l'énergie totale à la surface de la gouttelette est :

$$W_{totale} = 4\pi\gamma_{lv}R^2 + \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_r R} \quad (2.18)$$

Suivant le principe des travaux virtuels, la force à l'interface gouttelette-air s'obtient en dérivant l'énergie par rapport au rayon de la gouttelette.

$$F = \frac{dW}{dR} = 8\pi\gamma_{lv}R - \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_r R^2} \quad (2.19)$$

Le premier terme de cette force exprime la force de tension de surface et le second terme la force électrique.

Un critère de stabilité peut être établi à travers le paramètre de Rayleigh X défini par :

$$X = \frac{F_{électrique}}{F_{tension\ de\ surface}} = \frac{q^2}{64\pi^2\gamma_{lv}\epsilon_0\epsilon_r R^3} \quad (2.20)$$

Pour $X > 1$, les forces électriques dominent sur les forces de tension de surface et l'inverse pour $X < 1$.

A l'équilibre entre les deux types de force ($X = 1$), on aura

$$\gamma_{lv} = \frac{q^2}{64\pi^2\epsilon_0\epsilon_r R^3} \quad (2.21)$$

En assimilant la gouttelette d'eau à un condensateur sphérique de capacité C qui se charge sous une tension électrique U , on peut écrire:

$$\gamma_{lv} = \frac{(CU)^2}{64\pi^2\epsilon_0\epsilon_r R^3} = \frac{(4\pi\epsilon_0\epsilon_r R)^2 U^2}{64\pi^2\epsilon_0\epsilon_r R^3} = \frac{\epsilon_0}{8R} U^2 \quad (2.22)$$

Les gouttelettes d'eau présentes sur la surface de l'isolateur, une fois qu'elles ont acquis des charges par ces différents mécanismes, subissent la force de Coulomb lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique. Cette force électrostatique est responsable de leur déformation.

4. Déformation de gouttelettes d'eau

4.1. Théorie de la déformation de gouttelettes

Lorsqu'une gouttelette (pendante, posée sur une surface ou libre) se trouvant dans un fluide non miscible est soumise à un champ électrique, elle peut se déformer suivant la direction du champ électrique appliqué (*Figure 2. 5*). De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été conduites sur la déformation des gouttelettes. Plusieurs applications industrielles des phénomènes de déformations d'interfaces telles que l'électro-pulvérisation, la microfluidique, l'impression à jet d'encre et la coalescence des gouttelettes dans les processus raffinage des émulsions existent. Cependant, ces phénomènes de déformations constituent un facteur handicapant dans le transport et la distribution de l'énergie électrique.

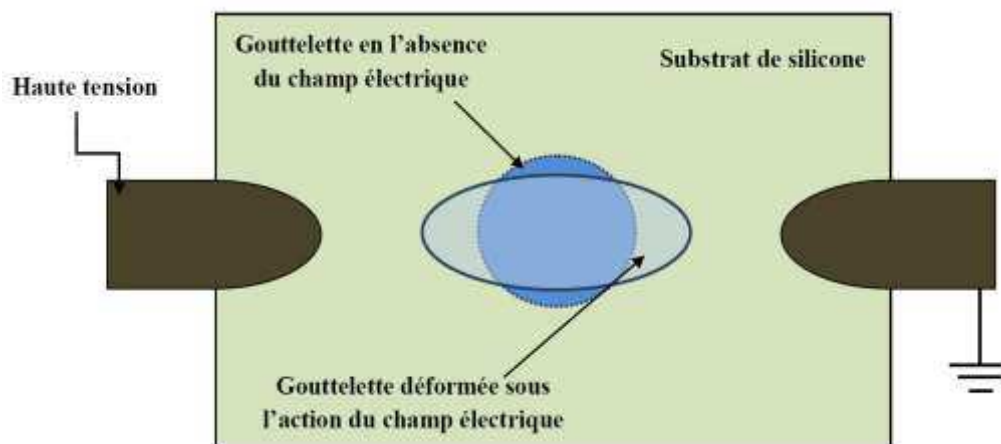


Figure 2. 5. Déformation d'une gouttelette sous l'action d'un champ électrique

Les premiers travaux sur la déformation des gouttelettes ont été menés par Rayleigh au début des années 1880. La littérature sur la thématique des déformations des interfaces a retenu deux principaux modèles suivant les propriétés physiques des gouttelettes et du fluide

environnant : le modèle infiniment diélectrique et le modèle conducteur ou modérément diélectrique.

4.2. Effet d'un champ électrique sur une gouttelette diélectrique

Considérons une gouttelette d'eau sphérique de centre O , de rayon r_0 et de permittivité ϵ_{int} immergée dans un fluide de permittivité ϵ_{ext} et soumise à un champ électrique homogène (Figure 2. 6).

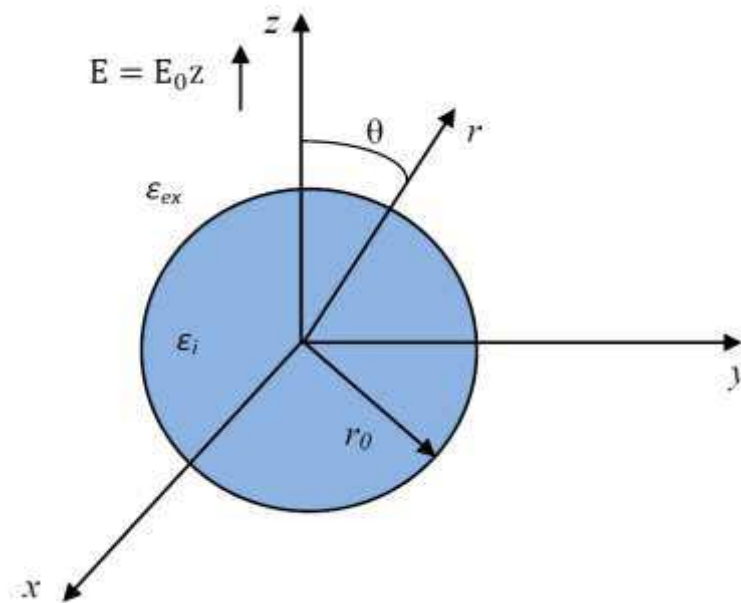


Figure 2. 6. Représentation d'une gouttelette d'eau dans à un champ électrique

Les deux phases sont considérées comme étant non conductrices. Le potentiel électrique créé par le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (2. 23)$$

En utilisant le théorème de Maxwell-Gauss défini par :

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2. 24)$$

où ρ est la densité de charge et ϵ_0 la permittivité du vide.

En combinant les équations (2. 23) et (2. 24) et tenant compte de l'absence de charges libres, l'équation (2. 23) se reformule pour donner l'équation de Laplace.

$$\nabla^2 V = 0 \quad (2. 25)$$

Les conditions aux limites électrostatiques pour un milieu diélectrique s'écrivent [81]:

$$V_i = V_e \text{ pour } r = r_0 \quad (2. 26)$$

$$\varepsilon_i \frac{\partial V_i}{\partial r} = \varepsilon_{ext} \frac{\partial V_e}{\partial r} \text{ pour } r = r_0 \quad (2. 27)$$

$$V_e = -E_0 r \cos \theta \text{ pour } r \gg r_0 \quad (2. 28)$$

La condition (2. 26) est due à la continuité du potentiel électrique à travers l'interface. La deuxième condition (2. 27) s'impose par l'inexistence de charges libres à l'interface air/liquide. La troisième condition implique l'invariance de la distribution des charges par rotation de l'axe Oz .

La solution de l'équation de Laplace avec les conditions aux limites (2.26) - (2.28) donnent le potentiel électrique à l'intérieur de la gouttelette qui peut s'exprimer par :

$$V_{int}(r, \theta) = -\frac{3\varepsilon_e E_0}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e} r \cos \theta = -\frac{3\varepsilon_e E_0}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e} z \quad (2. 29)$$

Ce qui permet d'avoir un champ électrique uniforme à l'intérieur de la gouttelette exprimée par :

$$\vec{E}_{int} = \frac{3\varepsilon_e}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e} \vec{E}_0 \quad (2. 30)$$

La *Figure 2. 7* illustre le champ électrique à l'intérieur et à l'extérieur d'une gouttelette.

Le potentiel électrique à l'extérieur de la gouttelette s'exprime par [82]:

$$V_e(r, \theta) = -E_0 r \cos \theta + \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_e}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e} E_0 \cos \theta \frac{r_0^3}{r^2} \quad (2. 31)$$

L'équation montre que le potentiel électrique à l'intérieur de la gouttelette est proportionnel à la tension appliquée. Cependant, l'équation (2. 31) présente une structure plus complexe du potentiel à l'extérieur de la gouttelette. Le potentiel à l'extérieur est la somme du potentiel appliqué V_0 et du potentiel dipolaire V_{dip} . Dans un champ électrique, une particule sphérique va acquérir un moment dipolaire induit qui peut s'exprimer par

$$p = 4\pi\epsilon_0 \frac{\epsilon_i - \epsilon_e}{\epsilon_i + 2\epsilon_e} r_0^3 E_0 \quad (2. 32)$$

La polarisation étant constante à l'intérieur de la gouttelette, le moment dipolaire total est l'intégrale sur le volume du moment dipolaire induit.

$$\vec{P} = \frac{p}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = 3\epsilon_0 \frac{\epsilon_i - \epsilon_e}{\epsilon_i + 2\epsilon_e} E_0 \quad (2. 33)$$

Le vecteur polarisation étant $\vec{P} = P\vec{z}$ où \vec{z} est le vecteur unitaire parallèle au champ \vec{E}_0 , avec la charge de polarisation sur la surface de la gouttelette

$$q_s = \vec{P} \cdot \vec{n} = P \cos \theta \quad (2. 34)$$

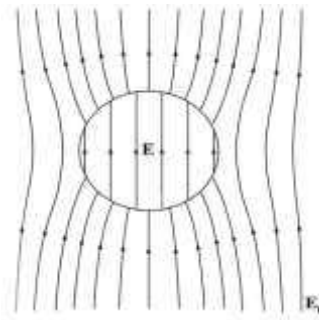


Figure 2. 7. Lignes du champ électrique à l'intérieur et à l'extérieur d'une gouttelette sphérique diélectrique dans un champ électrique homogène. [81]

4.3. Le modèle « diélectrique parfait »

La gouttelette et le fluide extérieur sont considérés comme des diélectriques parfaits. Ce qui suppose qu'aucun courant électrique ne passe entre les deux milieux et donc aucune charge électrique libre n'est présente ni sur la surface de la gouttelette ni sur l'interface. Les premiers travaux relatifs à cette approche ont été faits par O'Konski et Thacher [83]. En négligeant les

effets de la gravité, ces auteurs ont montré que la gouttelette prend la forme d'un sphéroïde dont l'excentricité pour de faibles déformations est donnée par

$$e = \frac{3}{2} \left[\frac{E_0(\varepsilon_i - \varepsilon_e) \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_e r_0 / \gamma}}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e} \right] \quad (2.35)$$

Où E_0 est le champ électrique appliqué, r_0 le rayon initial de la gouttelette, γ la tension interfaciale, ε_i et ε_e représentent respectivement les permittivités diélectriques de la gouttelette et du fluide extérieur, ε_0 la permittivité du vide.

De nombreux travaux [84][85][86] ont montré qu'une gouttelette d'eau considérée comme un diélectrique sous l'effet du champ électrique et des contraintes hydrodynamiques peut se déformer en adoptant une forme ellipsoïdale. Dans ce cas, la déformation est donnée par l'expression :

$$D = \frac{9}{16} \frac{(\varepsilon_i - \varepsilon_e)^2}{(\varepsilon_i + 2\varepsilon_e)^2} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_e}{\gamma} r_0 E_0^2 \quad (2.36)$$

Pour une gouttelette conductrice dans un milieu diélectrique, cette expression est réduite à :

$$D = \frac{9}{16} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_e}{\gamma} r_0 E_0^2 \quad (2.37)$$

Le degré de la déformation est défini par :

$$D = \frac{a-b}{a+b} \quad (2.38)$$

où a et b sont respectivement les demi-axes majeur et mineur de l'ellipsoïde. On remarque à partir de l'équation (2.36) que la déformation D est toujours plus grande que zéro indépendamment des propriétés physiques de la gouttelette et du fluide extérieur. Ce qui implique que la gouttelette déformée a la forme d'un sphéroïde aplati.

4.4. Le modèle conducteur

L'hypothèse de la déformation de la gouttelette en une forme de sphéroïde aplati semble contraire aux théories existantes à l'époque. Taylor [16] propose donc que la gouttelette et le milieu extérieur ne puissent être considérés comme étant parfaitement diélectriques. Mais

plutôt doivent-ils être pris comme des « milieux faiblement conducteurs » pouvant admettre le passage d'un courant électrique de très faible valeur lorsque le système est soumis à un champ électrique.

L'approximation électrostatique peut alors être utilisée dans le cas conducteur étant donné que le temps caractéristique des processus électriques $\tau_e = \varepsilon/\sigma$, est très grand par rapport au temps caractéristique des processus magnétiques $\tau_m = \mu\varepsilon l^2$ [87]. μ est la perméabilité magnétique et l la dimension caractéristique de la gouttelette. Les potentiels électriques à l'intérieur et à l'extérieur de la gouttelette sont identiques à ceux relevés dans le cas du modèle diélectrique et peuvent être données par [88]

$$V_e(r, \theta) = E_0 r \cos \theta \left(r + \frac{1-\zeta}{2+\zeta} \frac{a^3}{r^2} \right) \quad (2.39)$$

et

$$V_i(r, \theta) = \frac{3}{2+\zeta} E_0 r \cos \theta \quad (2.40)$$

où $\zeta = \sigma_i/\sigma_e$ est le rapport des conductivités des deux phases.

Il détermine donc une fonction discriminatoire β qui permet d'indiquer le profil de la gouttelette déformée. Pour β supérieur à zéro, la gouttelette se déforme en un sphéroïde allongé. Si β est inférieur à zéro, la gouttelette se déforme en un sphéroïde aplati ; et elle demeure une sphère pour β nul. Le discriminant de Taylor se définit par :

$$\beta = (\zeta^2 - 2S + 1) + 3(\zeta - S) \left(\frac{2+3M}{5+5M} \right) \quad (2.41)$$

Cette équation est la forme modifiée de l'expression originale de Taylor reformulée par Melcher et Taylor [89]. Dans cette expression,

$$\zeta = \frac{\sigma_i}{\sigma_e}, S = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_e}, M = \frac{\eta_i}{\eta_e}$$

où σ est la conductivité électrique, ε est la constante diélectrique, η la viscosité du fluide, les indices i et e indiquent respectivement la gouttelette et le milieu extérieur.

Garton et Krasucki [86] en utilisant une relation de l'équilibre des forces de surface à l'interface ont obtenu une expression mathématique qui décrit le profil de la gouttelette déformée. A partir des paramètres géométriques d'un ellipsoïde, ils ont corrélé le rapport de déformation $e = a/b$ (excentricité) au champ électrique appliqué E_0 . a et b sont les demi-axes majeur et mineur de l'ellipsoïde.

Pour une gouttelette non chargée, E_0 s'exprime par :

$$E_0 = \left(\frac{\gamma}{\epsilon_0 \epsilon_1 r_0} \right)^{1/2} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 \epsilon_2} - L \right) \left(2Ae^{-1/3} \right)^{1/2} \quad (2.42)$$

Et pour une gouttelette chargée, E_0 est donnée par l'expression :

$$E_0 = \left(\frac{\gamma}{\epsilon_0 \epsilon_1 r_0} \right)^{1/2} \left(2Ae^{-1/3} \right)^{1/2} L \quad (2.43)$$

Avec $L = \frac{e^2}{3} \left[1 + \frac{3}{5}(1 - e^2) + \frac{3}{7}(1 - e^2) + \dots \right]$ et $A = 2e^{-1} - 1 - e^2$

L est le facteur de dépolarisation approximé par les trois premiers termes d'une série de Taylor.

Vizika et Saville [90] ont conduit plusieurs études expérimentales à partir desquelles ils ont obtenu une autre expression de la déformation qui s'écrit :

$$D = mr_0 E_0^2 \quad (2.44)$$

où

$$m = \frac{9}{16} \frac{\epsilon_0 \epsilon_e}{\gamma} \frac{\beta}{(2 + \zeta)}$$

Avec m le coefficient de déformation. Ils ont montré que lorsque la conductivité de la gouttelette est très élevée par rapport à celle du fluide ambiant ($\zeta = \frac{\sigma_i}{\sigma_e} \gg 1$), la déformation D peut se réduire à :

$$D = \frac{9}{16} W_e \quad (2.45)$$

W_e est le nombre de Weber défini par

$$W_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon_e}{\gamma} r_0 E_0^2 \quad (2.46)$$

L'étude de la dynamique des gouttelettes a fait l'objet de nombreux autres travaux. Nous pouvons notamment citer les travaux de J. D. Sherwood [91] de F. K. Wohlhuter et al. [92] ou encore ceux de A. Ramos et A. Castellanos [93] qui ont étendu l'analyse réalisée par G. Taylor au cas de liquides diélectriques. On peut également citer les travaux théoriques de A. M. Gañán-Calvo [94] décrivant une approche analytique de ce problème complexe ou encore ceux de H. Li et al. [95] et H. Stone et al. [96] concernant les morphologies coniques adoptées par une goutte sous champ électrique. Plus récemment, Moukengue et al [5] [97], ont réalisé une étude analytique sur la déformation des gouttelettes d'eau déposées sur une surface diélectrique en présence d'un champ électrique AC. Ils ont développé un modèle mathématique permettant de faire la simulation de l'élongation axialement asymétrique d'une gouttelette d'eau d'un volume donné. Le modèle présenté a permis d'obtenir des formes en 3D de gouttelettes axialement asymétriques.

5. Comportement d'une paire de gouttelettes

Lorsque deux gouttelettes proches l'une de l'autre sont soumises à un champ électrique, chacune d'elles sera influencée par l'autre. Elles se comportent comme des dipôles et le champ électrique entre les deux gouttelettes est amplifié du fait des interactions mutuelles des charges de polarisation. On définit alors un facteur d'amplification du champ électrique local par :

$$\Sigma = E_A / E_0 \quad (2.47)$$

où E_A est le champ sur le pôle interne au point A de la gouttelette et E_0 est le champ électrique appliqué. Davis [98] a réalisé une étude numérique de la déformation d'une paire de gouttelettes sphériques rigides dans un champ électrique. Il a montré que le facteur d'amplification du champ électrique dépend uniquement de la distance de séparation des gouttelettes exprimée par

$$h = h_0 + 2(a - R). \quad (2.48)$$

où h_0 la distance initiale entre les gouttelettes, R le rayon initial des gouttelettes, h la distance entre les gouttelettes après application du champ électrique et a le demi-axe majeur de l'ellipsoïde,

Le facteur d'amplification du champ croît lorsque la distance de séparation entre les gouttelettes diminue. L'évolution du facteur d'amplification du champ électrique en fonction de la distance de séparation des deux gouttelettes est reproduite dans la *Figure 2. 8*.

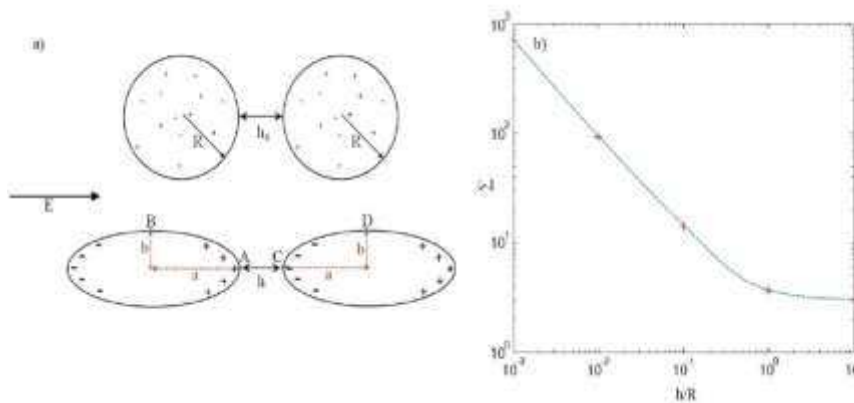


Figure 2. 8. Amplification du champ électrique entre deux gouttelettes en fonction de leur séparation [98]

L'étude du comportement d'une paire de gouttelettes d'eau soumises à un champ électrique a fait l'objet d'autres travaux [99][100]. Il en ressort que l'influence d'une gouttelette sur l'autre est très faible lorsque la distance de séparation des deux gouttelettes est très grande (près de dix fois le rayon des gouttelettes). Dans ce cas les gouttelettes peuvent être considérées comme isolées. Elles peuvent alors se déformer et s'éloigner l'une de l'autre du fait des interactions hydrodynamiques répulsives. Les interactions hydrodynamiques résultant de la circulation du fluide peuvent être significatives et devenir plus importantes que les interactions électriques entre les deux gouttelettes. Pour de faibles distances de séparation, (de l'ordre de 1,3 fois le rayon des gouttelettes distance pôle à pôle), les interactions électriques domineront et les deux gouttelettes vont s'attirer l'une vers l'autre [100]. Toutefois la validité de ces différentes études théoriques doit être confirmée par des travaux expérimentaux.

6. Coalescence des gouttelettes d'eau

La coalescence est la collision suivie de la fusion de deux ou plusieurs gouttelettes en une seule gouttelette. Le mécanisme qui conduit à la coalescence est très complexe. Il fait intervenir de multiples paramètres liés à l'écoulement de la phase liquide (gouttelette d'eau) et à la nature physique de la phase dispersée qui est l'air dans le présent travail. Les forces mises en présence sont dues à l'écoulement (forces hydrodynamiques), à des effets microscopiques (forces de van der Waals et électriques) et à des actions extérieures. C'est un phénomène fréquemment rencontré dans les processus industriels ou en milieu naturel. Depuis de nombreuses années, la coalescence a été étudiée dans des domaines très divers comme la météorologie, le génie chimique, la combustion. Dans le cadre de l'ingénierie de la haute tension, c'est un phénomène très peu étudié pourtant il n'est pas moins important compte tenu de son implication dans le contournement des isolateurs humides. De ce fait, il est nécessaire de connaître les principaux paramètres qui influent sur la probabilité de la coalescence de deux ou plusieurs gouttelettes d'eau présentes sur la surface des isolateurs soumis aux contraintes environnementales telles que la pluie, la rosée, la condensation, la neige....

La molécule d'eau peut être assimilée à un dipôle. De ce fait, les charges électriques qu'elle contient vont s'aligner avec le champ électrique appliqué. Les gouttelettes d'eau en tant qu'entité physique vont se charger électriquement et leurs surfaces pourront s'attirer mutuellement jusqu'à provoquer la déstabilisation des interfaces et conduire à la fusion des gouttelettes.

6.1. Mécanisme de la coalescence

La coalescence peut être décomposée en plusieurs étapes :

- Rapprochement de deux particules par déformation ou par déplacement ;
- Amincissement du film d'air entre les deux gouttes et rupture de ce film;
- Création d'un pont capillaire et fusion des gouttelettes.

Ces étapes sont représentées schématiquement par la *Figure 2. 9*.

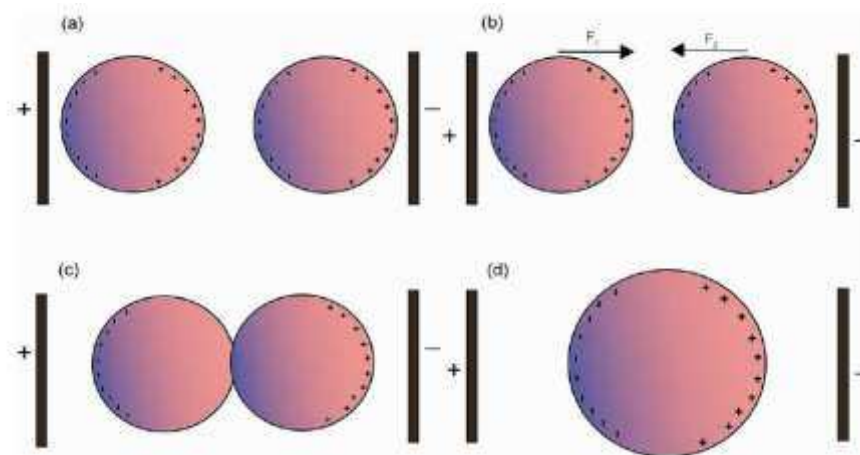


Figure 2. 9. Mécanisme de coalescence de deux gouttelettes sous un champ électrique : (a) polarisation des gouttelettes par le champ électrique ; (b) attraction entre les hémisphères portant des charges positives et négatives ; (c) expulsion du film d'air et création d'un pont capillaire ; (d) fusion complète en une gouttelette polarisée.

Une revue de ces différentes étapes a été faite par Eow et al [101] et Atten [102]. Il en ressort que la coalescence de deux gouttelettes survient lorsque ces gouttelettes entre en collision et restent en contact pendant un certain temps. Ces auteurs montrent que le champ électrique est un facteur amplifiant la coalescence de gouttelettes adjacentes.

6.2. Forces d'interaction mutuelle entre deux gouttelettes

Dans la section précédente, nous avons vu que la présence de gouttelettes d'eau modifie le champ électrique. Ce qui est susceptible de créer des forces répulsives ou attractives entre des gouttelettes voisines. Dans cette section, nous nous intéressons particulièrement aux forces attractives qui peuvent mener au contact puis à la fusion des gouttelettes voisines. La Figure 2. 10 présente deux gouttelettes d'eau soumises à un champ électrique. Deux modèles analytiques sont généralement utilisés pour exprimer les forces attractives entre deux particules. Le modèle point-dipôle et le modèle dipôle-dipôle.

La force électrostatique entre les deux gouttelettes peut être approximée par une force entre deux dipôles situés aux centres des gouttelettes. Avec les coordonnées polaires, cette force se divise en composantes radiale et tangentielle exprimées respectivement par [102][103]:

$$F_r = \frac{12\pi\epsilon_0 E_0^2 R_1^3 R_2^3}{d^4} (3 \cos^2 \alpha - 1) \quad (2.49)$$

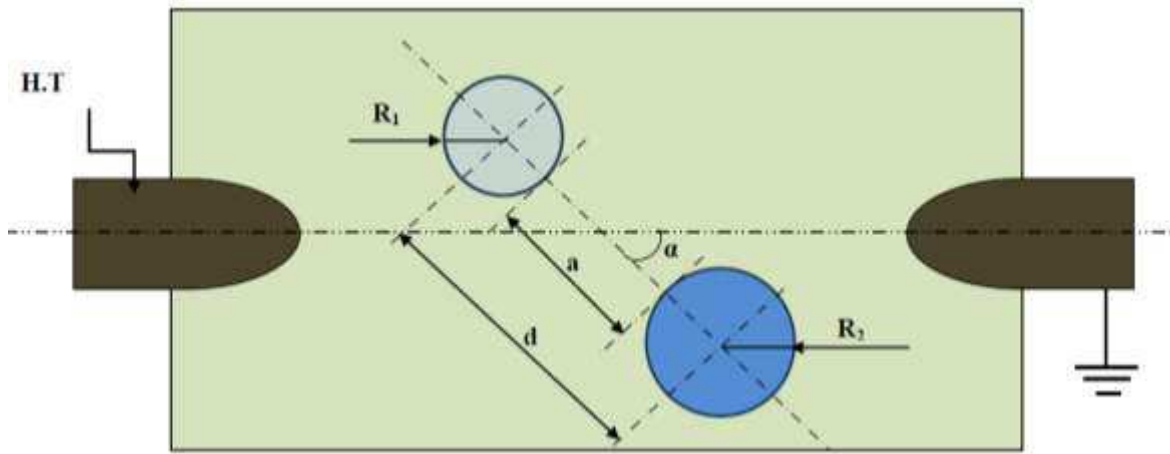


Figure 2. 10. Gouttelettes d'eau de tailles différentes sous un champ électrique

$$F_t = \frac{-12\pi\epsilon_0 E_0^2 R_1^3 R_2^3}{d^4} \sin 2\alpha \quad (2.50)$$

α est l'angle entre la direction du champ et la droite reliant les centres des gouttelettes. La force d'attraction résultante entre les dipôles s'écrit avec une dépendance en $1/d^4$. Pour des gouttelettes de même volume ($R_1=R_2=R$), le champ électrique en un point extérieur aux gouttelettes peut s'écrire en coordonnées polaire par :

$$E_r = \left(1 + 2 \frac{a^3}{R^3}\right) E_0 \cos \alpha \quad (2.51)$$

$$E_t = \left(\frac{a^3}{R^3} - 1\right) E_0 \sin \alpha \quad (2.52)$$

Lorsque le champ électrique est aligné avec les gouttelettes de même dimensions ($\alpha=0$), la composante tangentielle de la force électrostatique est nulle, la force est alors à son maximum et est donnée par :

$$F_r = \frac{-24\pi\epsilon_0 E_0^2 R^6}{d^4} \quad (2.53)$$

Il est alors possible, à partir de l'équilibre entre la force électrostatique et la force de Stokes, de déduire les temps caractéristiques de coalescence de deux gouttelettes. En réalité, le problème n'est pas exactement le même dans notre cas étant donné que les forces s'opposant à la coalescence des gouttelettes sont liées à l'évacuation de l'air entre les gouttelettes et aux contacts entre les gouttelettes et la surface diélectrique. Nous pouvons prendre pour exemple, le système expérimental utilisé pour lequel les dimensions des gouttelettes d'eau (de 3 à 8 mm de diamètre), peuvent être plus grandes que celles des électrodes (4 mm de diamètre), de ce fait, les gouttelettes d'eau peuvent fortement perturber le champ électrique appliqué.

6.3. Paramètres d'influence

Plusieurs paramètres peuvent avoir une influence sur l'issue d'une collision. Parmi ces paramètres, plusieurs auteurs [104][105][106][107] ont étudié l'effet de la nature du liquide constituant les gouttelettes. D'autres se sont intéressés à l'influence d'une modification de la composition du gaz autour de la zone de collision. Trois paramètres principaux relatifs au liquide peuvent avoir une influence sur l'issue de la collision : la tension de surface, la masse volumique et la viscosité dynamique. Ces propriétés peuvent être modifiées directement lorsque l'on change de liquide, ou indirectement par des variations des conditions physiques du milieu ambiant comme, par exemple, une augmentation de la température. La *Figure 2. 11* donne l'évolution de la masse volumique et de la tension de surface. Il est connu que la tension de surface joue sur la cohésion de la gouttelette. Plus la tension de surface est grande, plus la gouttelette tendra à diminuer l'interface avec l'air. En ce qui concerne la viscosité, une diminution de ce facteur favorise la déformation des gouttelettes.

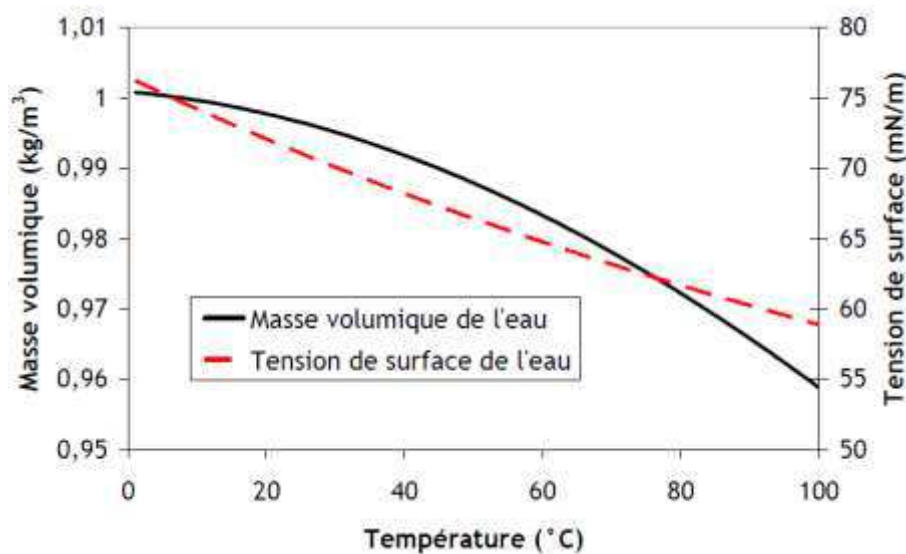


Figure 2. 11. Evolution de la masse volumique de l'eau et de la tension de surface en fonction de la température [108]

La nature du gaz peut également jouer un rôle dans la coalescence notamment pendant la phase de drainage du film d'air entre les gouttelettes. Si le gaz reste piégé entre les deux gouttelettes, le phénomène de répulsion est favorisé. Si le film d'air entre les gouttelettes peut facilement s'évacuer, les gouttelettes pourront plus facilement atteindre la distance critique à partir de laquelle le contact entre les deux gouttelettes va aboutir à la coalescence.

Les impuretés sous formes de particules solides peuvent également avoir une influence sur la coalescence des gouttelettes. Alors que plusieurs études sont consacrées à l'influence des surfactants sur la collision et la coalescence, peu d'auteurs, à notre connaissance, se sont intéressés à ce que peut engendrer la présence de particules solides dans la gouttelette. Comme les surfactants, les particules vont-elle avoir une influence sur les propriétés des gouttelettes? On peut bien imaginer qu'une gouttelette pure n'aura pas le même comportement qu'une gouttelette chargée de particules.

7. Instabilités de l'interface air/liquide

Les phénomènes aux interfaces sont très complexes. Ils dépendent de plusieurs paramètres comme les propriétés physiques et géométriques des deux phases, l'amplitude et la forme de la tension appliquée. Du fait de la différence de permittivités entre l'air ($\epsilon_{air} \approx 1$) et

l'eau ($\epsilon_{eau} \approx 80$), lorsque les lignes de champ traversent l'interface entre ces deux milieux, l'intensité du champ électrique ainsi que la densité d'énergie électrostatique sont pratiquement 80 fois plus petites dans la gouttelette d'eau que dans l'air. Il en résulte que la surface libre tend à se mouvoir vers l'air afin de minimiser son énergie. Plusieurs études ont été conduites sur l'instabilité des interfaces notamment celle de Rayleigh sur les conditions d'instabilité d'une gouttelette chargée. Les travaux de Rayleigh [109][110] ont été étendus par Zeleny [111] qui, en prenant en compte le potentiel appliqué à la gouttelette, a déterminé les potentiels électriques seuils d'instabilité pour les gouttelettes elliptiques et sphériques.

$$V_{crit} = 2 \sqrt{\pi \alpha \gamma l g \frac{\log^3 \left(\frac{1+e}{1-e} \right) \sqrt{1-e^2}}{(1+e^2) \log^3 \left(\frac{1+e}{1-e} \right) - 2e}} \quad (2.54)$$

Pour le cas d'une sphère de rayon R,

$$V_{crit} = \sqrt{12 \pi R \gamma l g} \quad (2.55)$$

De nombreux travaux ont été réalisés par Taylor sur l'instabilité des surfaces liquides. Dans [112], Taylor a étudié les effets d'un champ électrique vertical à l'interface eau/huile et eau/air. Le dispositif expérimental utilisé est représenté par la *Figure 2. 12*. La *Figure 2. 13* illustre les résultats des instabilités inter-faciales obtenus par Taylor.

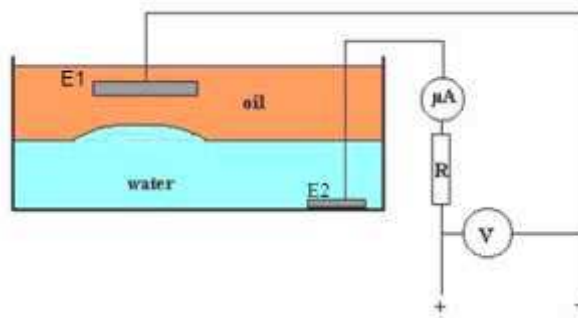


Figure 2. 12. Dispositif expérimental utilisé par Taylor pour la mesure de l'instabilité de la surface d'un liquide [112]

Dans le cas de l'interface eau/air, il a observé la formation d'aspérités à la surface de l'eau qui parviennent parfois à former un contact très bref avec l'électrode se trouvant dans l'air. Il a

montré que le seuil du gradient de champ électrique V/h_0 , pour déstabiliser l'interface eau/air peut s'exprimer par :

$$V/h_0 = 0.3[g\gamma_{lg}(\rho_{air} - \rho_{eau})]^{1/4}(8\pi/\epsilon_r)^{1/2} \quad (2.56)$$

Où $(\rho_{air} - \rho_{eau})$ est la différence de densités entre les deux milieux, ϵ_r la permittivité relative de l'eau. Ce qui donne un gradient de champ seuil de $V/h_0 = 26.1 \text{ kV/cm}$.

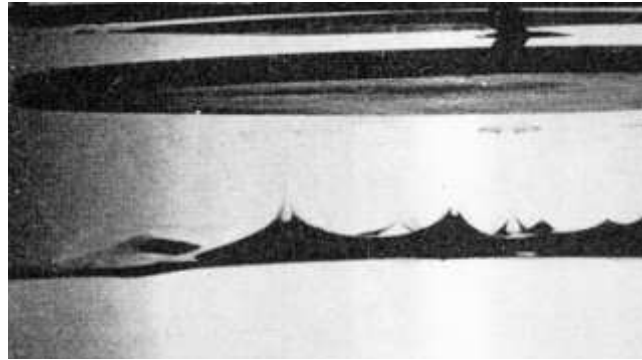


Figure 2. 13. Instabilité de l'interface air/huile observée par Taylor, $V=17,7 \text{ kV}$; $h=2,62 \text{ cm}$ [112]

Afin de calculer le seuil d'instabilité, Melcher et Smith [113] considèrent une interface initialement plane soumise à un champ électrique normal. Dans le cas où le liquide inférieur est le plus conducteur et possède un temps de relaxation électrique petit devant n'importe quel temps électromécanique, il est vérifié que l'interface est instable à la longueur d'onde de Taylor ($2\pi/k^*$) si:

$$\epsilon_1 E_1^2 + \epsilon_2 E_2^2 > 2\gamma k^* \text{ avec } k^* = \left(\frac{\Delta\rho g}{\gamma}\right)^{1/2} \quad (2.57)$$

Une autre approche de l'étude sur l'instabilité d'une interface fluide/liquide a été réalisée par Mohan et al.[1]. Quand une différence de potentiel est appliquée aux électrodes, la pression électrostatique T_e qui s'exerce sur l'interface peut s'écrire à partir de la Figure 2. 14:

$$T_e = \frac{1}{2} \frac{D^2}{\epsilon_0} \left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2}\right) \quad (2.58)$$

Avec $D = \epsilon_0 \epsilon_1 E_1 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2$

Pour former un dénivellement de rayon r à l'interface entre les deux milieux, il faudrait que la force superficielle soit dépassée et une force supérieure à celle de gravité devrait exister. On obtient ainsi l'inégalité :

$$\text{Force de gravité} + \text{Force superficielle} - \text{Force électrostatique} \leq 0$$

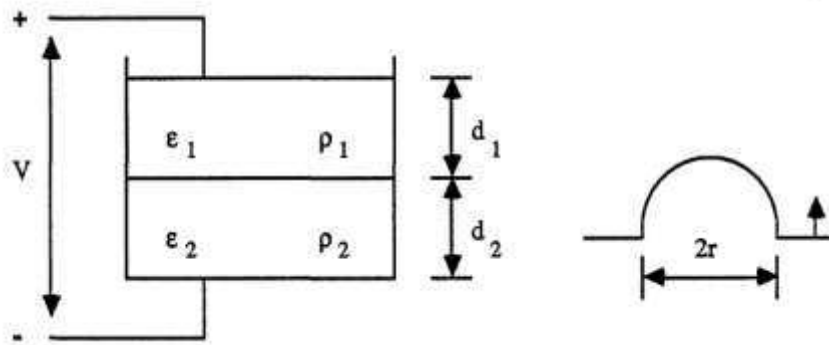


Figure 2. 14. Schéma de la cellule d'essai [1].

Cette relation permet d'évaluer la valeur minimale de la tension pour que le processus d'instabilité de l'interface entre les deux fluides puisse s'initier:

$$V_{min}^2 = \left(\frac{4}{3} \Delta \rho g \gamma \right)^{1/2} \frac{2 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)} \left(\frac{d_1 - d_2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \right)^2 \quad (2. 59)$$

Le sujet des instabilités interfaciales dans différents systèmes liquide/fluide a fait l'objet d'investigations récentes. Cloupeau et Prunet-Foch [114] dans leur étude sur différentes formes d'interfaces chargées ont montré que pour des systèmes à fortes conductivités, il existe un équilibre des forces à chaque point de l'interface. Eow et Ghadiri [115] puis Eow et al. [101] ont déterminé des seuils d'instabilité d'interface eau/huile compris entre 3,5 et 3,8 kV/cm pour des gouttelettes de l'ordre de 1,2 mm de diamètre.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré l'énorme intérêt de la phénoménologie des gouttelettes d'eau présentes sur les surfaces solides diélectriques (isolateurs). L'étude des phénomènes liés à la présence des gouttelettes d'eau est justifiée par l'impact de ces gouttelettes sur la fiabilité des réseaux de transport et distribution de l'énergie électrique et sur les conséquences qui

peuvent en découler. Dans cette optique, nous avons présenté différents comportements de gouttelettes d'eau sous l'effet d'un champ électrique. Il apparaît clairement qu'une gouttelette d'eau sous l'effet d'un champ électrique peut exhiber plusieurs réponses très complexes. Nous avons présenté le phénomène de polarisation d'une gouttelette, qui résulte de la redistribution des charges dans la gouttelette suite à l'application du champ électrique. Les théories portant sur la déformation de la gouttelette ont été traitées dans les deux cas limites de gouttelettes conductrice et purement diélectrique.

Les mécanismes qui gouvernent la coalescence des gouttelettes ont été traités. Il apparaît que la coalescence est due aux interactions entre les forces électriques et hydrodynamiques. Les théories sur les instabilités aux interfaces air/liquide et sur la charge électrique accumulée à la surface de la gouttelette ont également été rappelées.

Chapitre 3

Dispositifs et procédures expérimentales

1. Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté une analyse du comportement des gouttelettes d'eau sous champ électrique. L'impact de la présence de gouttelettes d'eau sur la surface d'isolateurs a été également rapporté. Dans ce chapitre, sont présentées plusieurs séries d'expériences qui permettent de mettre en évidence les phénomènes d'instabilités interfaciales et d'évaluer leur impact sur la fiabilité du système d'isolation des réseaux électriques haute tension.

Jusqu'à présent, il n'existe aucune norme permettant de standardiser l'étude du comportement des gouttelettes d'eau soumises à un champ électrique. Les dispositifs expérimentaux ainsi que les conditions d'essais varient d'une équipe de recherche à une autre. Le but de cette étude expérimentale est de caractériser la réponse de gouttelettes d'eau présentes sur la surface d'un substrat hydrophobe en élastomère de silicone sous un champ électrique non uniforme. En particulier, la déformation, la coalescence, la charge électrique apparente accumulée seront étudiées ainsi que les conditions de contournement de l'isolateur avec et sans la présence de gouttelettes d'eau. Pour cela, plusieurs séries de tests ont été effectuées. Tous les tests ont été réalisés avec un modèle d'isolateur plan.

Dans ce chapitre, nous présentons le dispositif expérimental utilisé ainsi que les différentes étapes de la procédure expérimentale.

2. Dispositif expérimental

La *Figure 3.1* présente le schéma du dispositif expérimental utilisé. Il permet de réaliser simultanément des mesures électriques et vidéographiques. Il est constitué d'un modèle d'isolateur et du système d'électrodes. Il comporte outre un générateur de tension et le diviseur de tension, un système de visualisation et de détection des phénomènes générés dans l'intervalle inter-électrodes et un système de mesures de signaux électriques associés aux phénomènes observés.

2.1. Cellule de mesure et système d'électrodes

Deux systèmes d'électrodes sont utilisés. La structure de la cellule de mesure principale est donnée en *Figure 3. 2*. Elle est constituée d'une base parallélépipédique de $200 \times 300 \times 30 \text{ mm}^3$ portant deux bras cylindriques en PVC (traversés) de 250 mm de hauteur et de 40 mm de diamètre percés chacun d'un trou à travers lequel passe l'électrode. Chaque bras est muni d'une tige filetée en téflon (PFTE) permettant de régler et maintenir la distance inter-électrode fixe. Les deux électrodes sont en acier inoxydable de diamètre 4 mm et sont inclinées chacune d'un angle de 41° par rapport à l'horizontale afin d'éviter le claquage dans l'air. L'inclinaison des deux électrodes forme un angle interne de 72° . Une des électrodes est reliée à la haute tension et l'autre à la masse. Le deuxième est une configuration cylindre-plan. Il constitué d'une tige cylindrique et d'une électrode plane de 20 mm d'épaisseur et de 90 mm de diamètre. Les deux électrodes sont en laiton. Deux systèmes d'électrodes ont été utilisés, ils sont présentés dans les *Figure 3. 3* et *Figure 3. 4*.

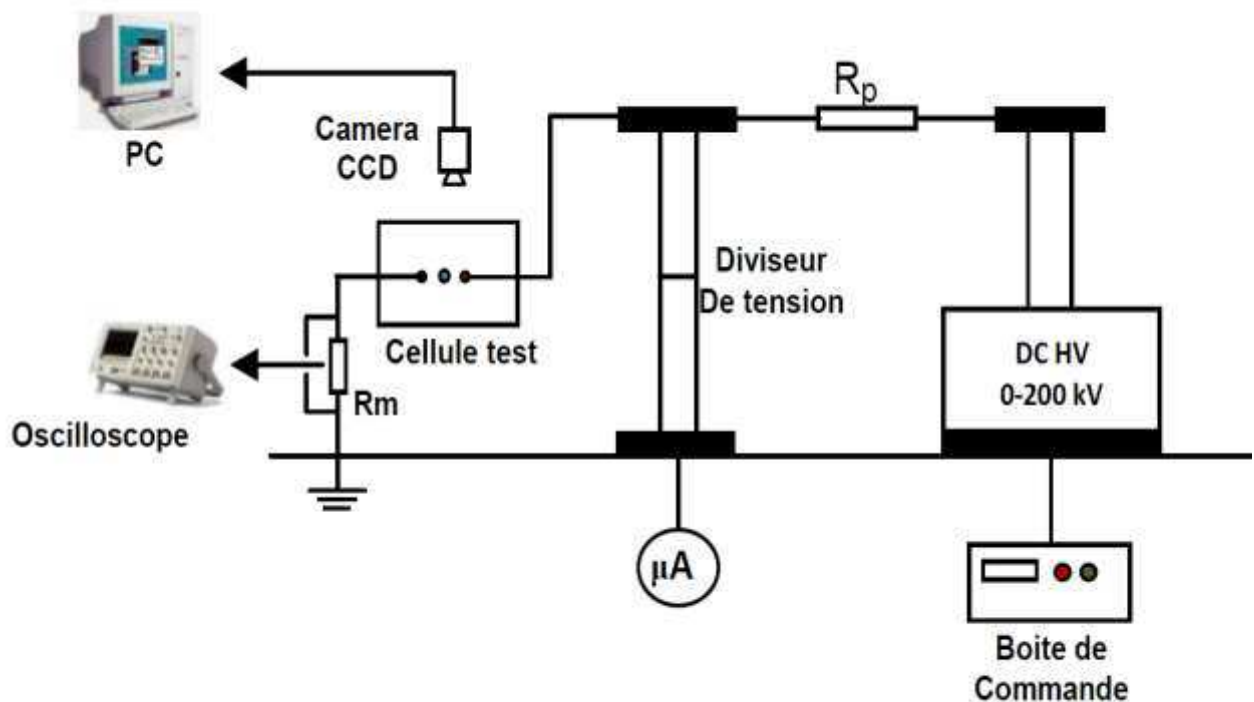


Figure 3. 1. Schéma du dispositif expérimental

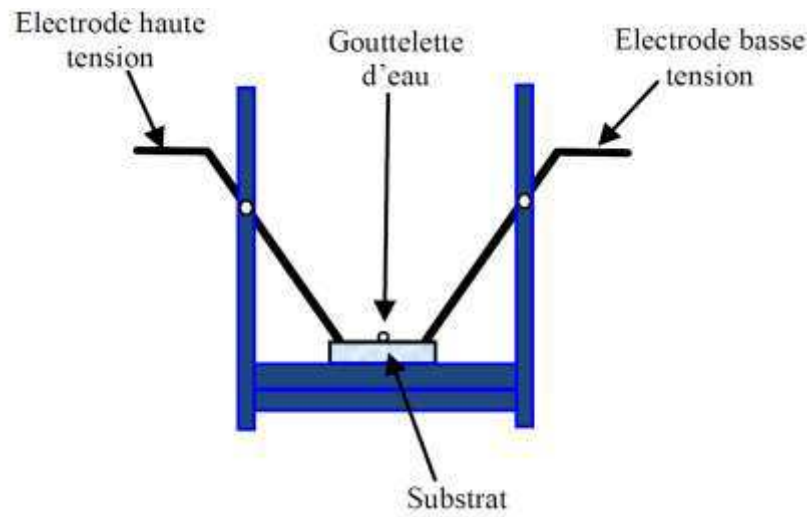


Figure 3. 2. Schéma de principe de la cellule d'essai.

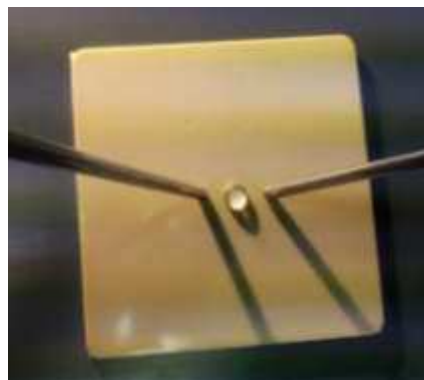
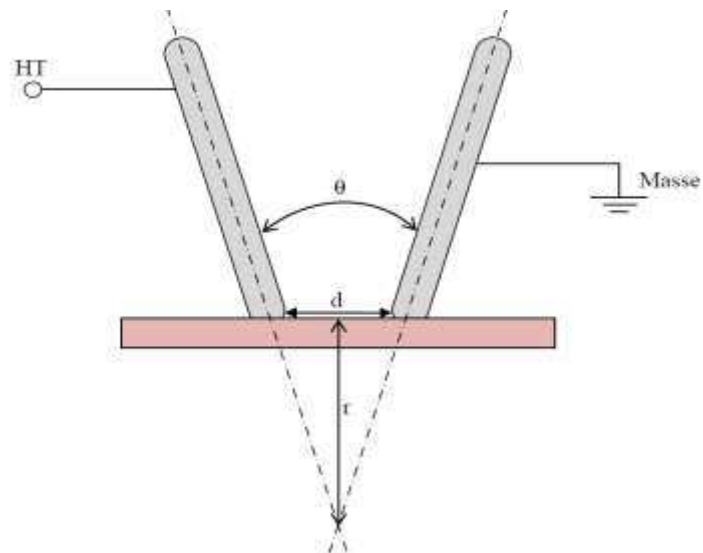


Figure 3. 3. Système d'électrodes cylindriques inclinées associé à la cellule d'essai.

La configuration cylindre-cylindre inclinée est utilisée pour se rapprocher de la situation réelle. Pour ce système d'électrodes, le champ électrique est non-uniforme et peut s'exprimer sous la forme [116]:

$$\vec{E} = \frac{V}{r \cdot \theta'} \vec{\theta'} \quad (3.1)$$

Avec θ' l'angle interne entre les deux électrodes (rad), V la différence de potentiel appliquée et r la distance entre le point d'intersection des axes des électrodes et le milieu de la distance inter-électrodes (cm).

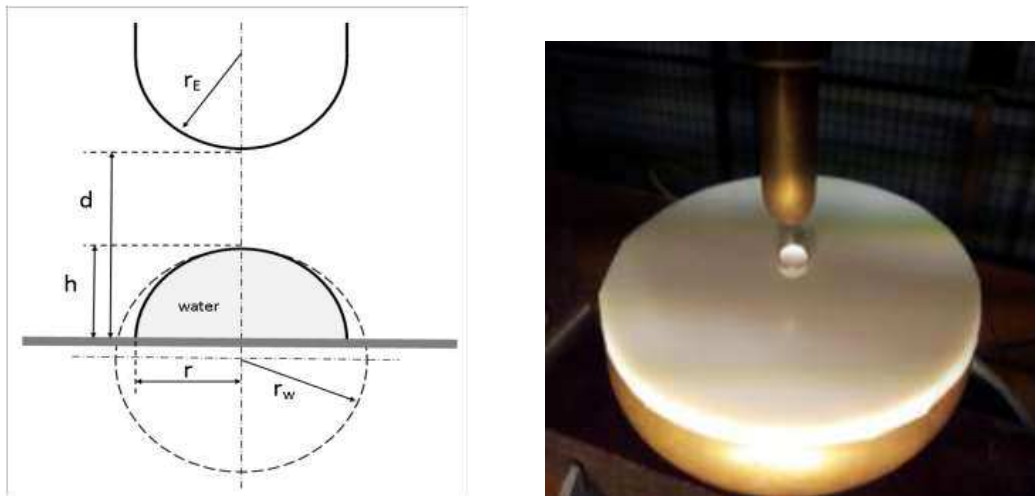


Figure 3. 4. Système d'électrodes tige - plan avec une gouttelette posée sur le substrat.

2.2. Les substrats

Des essais sur des systèmes réels tels que les isolateurs composites sont coûteux et délicats à mettre en œuvre. Dans notre étude nous avons utilisé deux modèles d'isolateurs constitués d'échantillons solides en élastomère de silicone (Si) qui nous ont été fournis par un industriel. Ils sont fabriqués sous forme de plaques de taille $90 \times 90 \times 3,5 \text{ mm}^3$ pour le modèle plan (*Figure 3. 3*). L'autre modèle se présente sous la forme d'un disque de 45 mm de rayon et 4 mm de hauteur (*Figure 3. 4*).

L'éclairage du dispositif d'essai est fait par une lampe halogène placée au-dessus de la cellule et suffisamment éloignée (à 120 cm environ du substrat) afin que l'effet de la chaleur émise

soit négligeable sur le processus d'évaporation de la gouttelette d'eau. L'illumination est focalisée sur l'échantillon.

2.3. Source d'alimentation haute tension

La source d'alimentation haute tension est une génératrice à courant continu de marque Spellman (SPELLMAN High Voltage DC supply ; Input : 220 V AC ; Output : 0 - 200 kV DC, 2 mA) fournissant une tension de polarité positive.

2.4. Système de détection électrique

La mesure du courant est effectuée au travers de la tension détectée par une sonde connectée en série avec la cellule et placée du côté basse tension. Cette sonde est constituée d'une résistance de 75Ω (0,25 W) et de deux diodes rapides montées en tête-bêche, en parallèle avec la résistance, assurant la protection de l'entrée de l'oscilloscope contre les surtensions ou les surintensités (*Figure 3. 5*). Un oscilloscope à mémoire de haute résolution temporelle type Agilent Mixed Signal Oscilloscope (MSO 6104A ; 4x1Ghz ; 4 Gs/s) permet la visualisation et la mesure des signaux de courants.

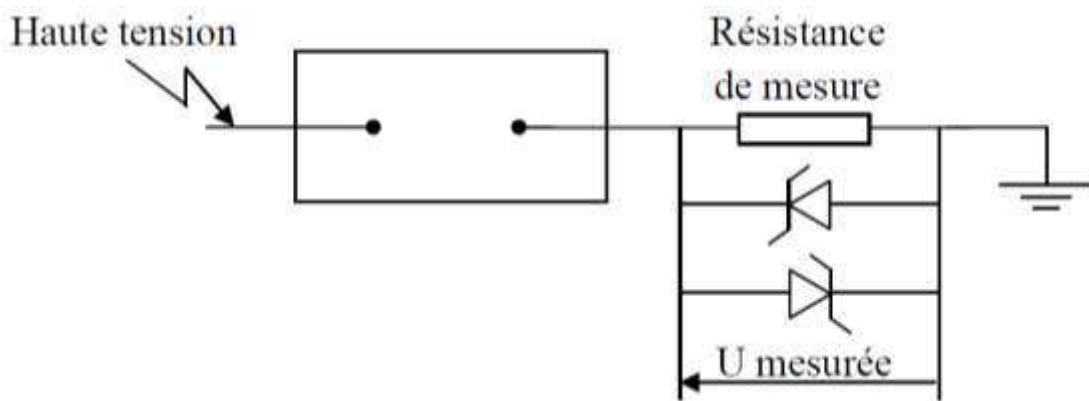


Figure 3. 5. Principe de la mesure du courant

2.5 Système optique

La dynamique des gouttelettes est suivie au moyen d'un système constitué d'une camera CCD (Charge Coupled Device) de type SVGA (SONY XC-HR58) de haute résolution (757x580 pixels) sur laquelle est monté un objectif optique de grandissement variable. La camera CCD

est reliée à un ordinateur à travers une carte d'acquisition vidéo haute performance (METEOR-II/Multichannel). La cadence d'acquisition est de 50 images par seconde. Les images enregistrées sont analysées à l'aide du logiciel d'imagerie interactif Matrox Inspector 8.5.

2.5. Les solutions

La solution aqueuse qui constitue les gouttelettes est essentiellement de l'eau désionisée ultra pure dont la résistivité est de 18,2 M Ω .cm à 25° C, soit une conductivité de 0,055 μ S.cm⁻¹. Les gouttelettes d'eau présentes sur les surfaces des isolateurs subissent l'influence de l'environnement. La constitution chimique des gouttelettes d'eau déposées sur les isolateurs de lignes dépend des lieux (situation géographique) où ceux-ci sont installés. Cet état est simulé en laboratoire par plusieurs degrés de conductivités.

Pour moduler les conductivités de la solution aqueuse, nous avons procédé à l'ajout de sels minéraux notamment le chlorure de sodium (NaCl). On admet que la conductivité (μ S.cm⁻¹) correspond approximativement à la salinité (mg.L⁻¹). Le rapport entre la conductivité et la concentration ionique s'exprime par approximation sachant que 2 μ S.cm⁻¹ = 1 mg.L⁻¹. La mesure de conductivité est dépendante de la température. Pour des conductimètres ne possédant pas de correction automatique, une table de correction donnant des coefficients de températures est utilisée. Le conductimètre utilisé est de type Consort C561 qui est muni d'un système automatique de correction de température (précision de \pm 1 μ S.cm⁻¹). Les mesures ont été faites à température ambiante autour de 23 °C.

3. Protocoles expérimentaux

Les principaux protocoles expérimentaux sont présentés dans ce paragraphe et seront rappelés par la suite dans chacune des parties correspondantes. Sauf précision explicite, les expériences sont réalisées avec des gouttelettes d'eau dé-ionisée ultra-pure de conductivité 0,055 μ S/cm. Les volumes des gouttelettes d'eau utilisés dans les essais varient entre 20 et 100 μ l. Les gouttelettes de tailles plus petites n'ont pas été utilisées compte tenu du problème d'évaporation. En effet, avec des gouttelettes plus petites, leur évaporation dans l'air serait

plus rapide et perturberait davantage nos expériences. Le *Tableau 3. 1.* donne la correspondance entre le volume et le diamètre de mouillage des gouttelettes.

Tableau 3. 1. Correspondance volume/diamètre de gouttelettes

Volume de la gouttelette (μl)	Diamètre correspondant (mm)
20	3.36
30	4.00
40	4.28
50	4.70
60	5.00
70	5.20
80	5.40
90	5.86
100	6.28

Les étapes sont pratiquement identiques pour toutes les expérimentations. Cinq groupes d'expérimentations ont été conduites. Il s'agit d'expérimentations relatives (1) à la déformation de gouttelettes ; (2) à l'impact de la présence de gouttelettes d'eau sur le contournement de l'isolateur ; (3) à la coalescence de gouttelettes ; (4) à l'estimation de la charge électrique accumulée par la gouttelette ; et (5) à la dynamique de l'interface air/liquide.

Pour nous assurer de la reproductibilité des résultats, les mêmes essais ont été réalisés plusieurs fois et les résultats consignés représentent la moyenne de plusieurs essais. Avant et après chaque essai, le substrat de silicone est lavé puis séché. Après cinq essais en moyenne, le substrat est changé afin de limiter l'influence de l'érosion de la surface hydrophobique sur les résultats. L'application de la tension est faite après réglage et ajustement de la distance inter-électrodes. Toutes les expérimentations ont été conduites à la température ambiante. L'effet de plusieurs paramètres a été étudié :

- Le volume des gouttelettes
- La conductivité des gouttelettes
- Le nombre de gouttelettes

- La position des gouttelettes par rapport l'espace intra-électrodes
- La distance inter-électrodes
- Le champ électrique appliqué.

Dans la suite nous présentons les procédures expérimentales relatives à chaque groupe d'expériences.

3.1. Etude de la dynamique d'une gouttelette

La déformation de gouttelette est un phénomène qui n'est pas encore entièrement maîtrisé. Elle dépend non seulement du champ électrique appliqué mais aussi des paramètres physiques des deux phases en présence et des propriétés du matériau sur lequel elles sont posées. Afin d'apporter plus de lumière sur ce phénomène, nous avons conduit plusieurs séries d'expérimentations permettant d'évaluer le seuil d'instabilité d'une gouttelette soumise à un champ électrique non-uniforme et d'observer son comportement. Le montage expérimental utilisé est celui présenté précédemment (*Figure 3. 1*). Le mode opératoire suivi peut se résumer comme suit. Une gouttelette d'eau d'un volume défini est soigneusement déposée avec l'aide d'une micro-pipette sur un substrat de silicone dans l'espace intra-électrodes préalablement réglé à une valeur précise. La micro-pipette est tenue perpendiculairement à la surface du substrat afin d'éviter un étalement de la gouttelette. Une tension continue positive est appliquée entre les électrodes. Cette tension est incrémentée par paliers de 2 kV/min avec une pause de 30 secondes entre deux paliers jusqu'à ce qu'un changement s'opère sur la morphologie de la gouttelette. A chaque fois, le seuil d'initiation de la déformation est relevé et la valeur enregistrée correspond à la moyenne de six essais. La dynamique de la gouttelette d'eau est enregistrée via la camera CCD et stockée dans l'ordinateur sous forme d'images qui seront par la suite analysées. Avant et après chaque essai, la surface diélectrique est nettoyée puis séchée. Après un nombre d'essais conséquent, le substrat est changé.

3.2. Contournement de l'isolateur

En ce qui concerne l'étude du contournement de l'isolateur, le système d'électrodes est le même que celui utilisé dans l'étude de la dynamique des gouttelettes. L'étude du contournement a été faite en deux phases. Dans la première phase, nous avons cherché à

déterminer la tension de contournement de l'isolateur sans gouttelettes. Dans la deuxième phase, une ou plusieurs gouttelettes ont été placées sur la surface du substrat d'élastomère silicone afin d'estimer la contribution de la présence de gouttelettes sur la tension de contournement. L'effet de quatre paramètres a été spécifiquement étudié : (1) le volume des gouttelettes ; (2) le nombre de gouttelettes ; (3) leur position et (4) la conductivité des gouttelettes.

Pour déterminer la tension de contournement, une tension est appliquée entre les électrodes. Cette tension est augmentée progressivement jusqu'à ce qu'un arc de contournement s'établisse entre les électrodes. La tension d'établissement de l'arc est relevée et l'essai est repris plusieurs fois (en moyenne quatre essais) suivant la méthode de montée et descente (up and down). Après le premier contournement de l'isolateur, la tension est abaissée de 1,5 kV et maintenue pendant deux minutes. Ce temps permet à la gouttelette de répondre complètement à l'action du champ électrique. Si aucun contournement ne se produit, la tension est incrémentée de 0,5 kV jusqu'à ce qu'un nouveau contournement ait lieu. Cette valeur de tension de contournement est alors enregistrée.

3.3. Coalescence de deux gouttelettes

La démarche expérimentale est la même que pour le cas de la déformation de deux gouttelettes. Après avoir soigneusement déposé deux gouttelettes de volume défini sur la substrat d'élastomère silicone, la tension est appliquée et augmentée légèrement par paliers de 2 kV toutes les 60 secondes jusqu'à l'obtention de la coalescence ou de la non-coalescence des deux gouttelettes. Lorsque l'essai réalisé a abouti à la fusion des gouttelettes, la tension de coalescence est relevée et l'essai est repris plusieurs fois. La valeur enregistrée correspond à une moyenne de quatre essais. L'estimation de la distance entre deux gouttelettes est faite par la mesure de l'écart en nombre de pixels sur l'image à l'aide d'une fonction du logiciel Matrox Inspector, puis le nombre de pixels est converti en unité de longueur. La distance consignée est la moyenne de trois mesures.

3.4. Estimation de la charge accumulée sur une gouttelette

Toute gouttelette d'eau soumise à un champ électrique, se polarise. Le gradient de permittivités entre la gouttelette et l'air induit l'accumulation des charges électriques à la

surface de la gouttelette. Dans cette partie de l'étude expérimentale, sera abordé le problème de l'estimation de la charge électrique apparente sur la surface d'une gouttelette posée sur un substrat hydrophobe en élastomère de silicone. Le dispositif expérimental est le même que celui décrit à la *Figure 3. 1*. Toutefois, en plus du système d'électrodes cylindriques inclinées présenté à la *Figure 3. 4*, nous avons utilisé le système d'électrodes tige-plan. L'utilisation de ce système d'électrode se justifie par le fait que cette configuration d'électrodes nous permet d'avoir des tensions seuil de déformation plus élevées comparé au premier système. Le système d'électrodes tige/plan est constitué d'une tige à extrémité hémisphérique à rayon de courbure caractérisé aussi par un champ électrique peu divergent. La procédure expérimentale suivie se résume en quatre étapes. Tout d'abord, nous procédons au réglage de la distance inter-électrodes, puis une gouttelette de volume donnée est déposée sur le substrat. Ensuite, une série de tests préliminaires est entreprise pour déterminer les tensions seuil d'instabilités (U_{inst}). En effet, la mesure de la charge transférée est faite pour des états stables de la gouttelette. Après les tests préliminaires, pour différents volumes (de 10 à 40 μ l) de la gouttelette, une différence de potentiel variant de 0 à U_{inst} est appliquée entre les électrodes pendant une durée de 60 secondes. Comme indiqué précédemment, les impulsions de courant résultant du transfert de charges électriques à la gouttelette sont enregistrées sur l'oscilloscope à travers la mesure de la tension aux bornes d'une résistance (75 Ω , $\frac{1}{4}$ W). La charge électrique apparente ainsi accumulée à la surface de la gouttelette est obtenue par intégration directe du signal enregistré à l'aide la fonction « math » de l'oscilloscope numérique. Les expérimentations ont été faites pour deux valeurs de la conductivité des gouttelettes d'eau (0,05 μ S/cm pour l'eau dé-ionisée ultra pure et 285 μ S/cm pour l'eau de robinet) et trois valeurs de distance inter-électrodes (7,5 mm ; 11 mm et 16,5 mm). La variation de la distance entre la gouttelette et l'électrode haute tension est extraite des images enregistrées à l'aide du logiciel Matrox Inspector.

3.5. Dynamique de l'interface air/liquide

Les instabilités électro-hydrodynamiques aux interfaces air/liquide constituent le point de départ de la déformation et donc de la coalescence de gouttelettes d'eau sous un champ électrique. Des expérimentations ont été réalisées pour évaluer les seuils d'instabilités des gouttelettes d'eau. Le dispositif expérimental est le même que celui des expérimentations

précédentes. Deux types de champs électriques (champ électrique vertical et horizontal) ont été appliqués à l'interface air/liquide. Après avoir réglé la distance inter-électrodes, une gouttelette d'eau d'un volume donné est déposée sur la surface du solide diélectrique à l'aide d'une micropipette. Pour la configuration cylindre-plan, le substrat est posé sur l'électrode plane et la tige à extrémité hémisphérique est séparée du plan d'une distance fixe de 15 mm. Une tension continue est ensuite appliquée entre les électrodes. Le comportement de l'interface liquide/air est suivi par la camera CCD et enregistrée dans l'ordinateur à travers la carte d'acquisition METEOR-II/Multichannel. La différence de potentiel appliquée est graduellement incrémentée jusqu'à l'apparition des premières décharges partielles. Cette valeur est enregistrée et l'essai est repris. Les valeurs retenues correspondent à une moyenne de trois essais concluant.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les éléments constitutifs du dispositif expérimental permettant de faire une caractérisation à la fois mécanique et électrique de la gouttelette ainsi que les modes opératoires pour l'étude de la déformation et la coalescence de gouttelettes d'eau, l'estimation de la charge apparente transférée à la gouttelette et l'étude des instabilités à l'interface air/eau. La procédure expérimentale relative à l'étude sur le contournement de l'isolateur a été également présentée.

Les systèmes d'électrodes utilisés dans ce travail présentent un champ électrique non-uniforme pouvant simuler au mieux le champ réel sur les isolateurs. Le dispositif de suivi de la dynamique des gouttelettes dans l'espace inter-électrodes est l'un des composants essentiels du système expérimental.

Les paramètres qui seront étudiés sont le volume, la conductivité, le nombre et la position des gouttelettes par rapport l'espace intra-électrodes. L'influence de champ électrique appliqué à travers la distance inter-électrodes, la configuration des électrodes et le potentiel électrique seront également analysés. Les résultats des différentes expérimentations sont exposés et discutés dans les chapitres suivants.

Chapitre 4

Etude de la déformation d'une gouttelette d'eau sous contrainte électrique

1. Introduction

Les différentes réponses de gouttelettes d'eau sous une contrainte électrique sont caractérisées par un ensemble de phénomènes complexes qui contribuent négativement à la fiabilité du système d'isolation des réseaux électriques. Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de l'étude relative à la déformation d'une gouttelette d'eau posée sur la surface de modèles d'isolateurs composite de laboratoire sous tension continue. Le choix d'axer notre travail sur le courant continu se justifie par le fait que les réseaux de transport de l'énergie électrique du futur seront en courant continu (réseaux HVDC) et que des recherches intenses sont en cours dans ce sens.

Le comportement des gouttelettes d'eau présentes sur la surface d'isolateurs des réseaux électriques haute tension est fortement influencé par le champ électrique. De nombreux paramètres conditionnent la dynamique des gouttelettes qui résulte de la combinaison multiforme des différentes contraintes exercées sur la gouttelette. Certaines de ces forces sont motrices et favorisent la déformation ou le mouvement (c'est le cas des forces électriques), d'autres sont résistantes et tendent à maintenir la gouttelette dans un état stable (les tensions de surface). Ce chapitre est constitué de deux parties.

Dans la première partie de ce chapitre, nous réalisons une étude expérimentale de la déformation d'une gouttelette d'eau. L'implication de la présence de gouttelettes d'eau sur la tension de contournement de l'isolateur est montrée par la suite ainsi que l'estimation de la charge apparente accumulée sur la surface d'une gouttelette. Toutes les mesures ont été réalisées dans l'air à température ambiante et à pression atmosphérique. Par la suite, une étude numérique de la distribution du champ électrique à la surface d'un solide diélectrique est réalisée.

Dans la deuxième partie, nous proposons, en adaptant les travaux de Moukengue et Beroual [5] [97], un modèle mathématique permettant de décrire l'élongation de la surface d'une gouttelette posée sur une surface diélectrique sous l'action des pressions hydrostatique, gravitationnelle et électrique au niveau de la ligne triple.

2. Etude expérimentale de la déformation de gouttelettes

Plusieurs séries d'expérimentations ont été conduites afin d'étudier les mécanismes de la déformation des gouttelettes d'eau posées sur une surface diélectrique solide.

Une ou plusieurs gouttelettes d'eau sont déposées à diverses positions dans l'espace inter-électrodes. Trois principales positions des gouttelettes sont retenues. La *Figure 4. 1* présente les différentes configurations. (1) la gouttelette est placée côté haute tension, la distance entre la gouttelette et l'électrode est fixée à 4 mm ; (2) la gouttelette est placée coté électrode de masse, la distance entre la gouttelette et l'électrode est fixée à 4 mm ; et (3) la gouttelette est placée à équidistance entre les deux électrodes.

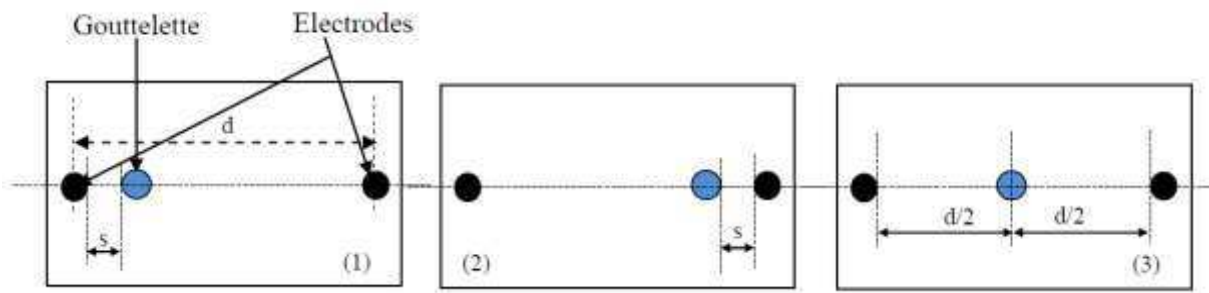


Figure 4. 1. Représentation des différentes configurations, s est la distance entre la gouttelette et l'électrode ; d la distance inter-électrode (30 – 50 mm).

2.1. Cas d'une gouttelette

Les techniques de mesures présentées dans le chapitre précédent ont permis d'obtenir un grand nombre de photographies du comportement de gouttelettes d'eau sous une contrainte électrique. La *Figure 4. 2* présente le comportement d'une gouttelette d'eau de 30 μl sous un champ électrique continu positive placée à équidistance des deux électrodes. Les images ont été enregistrées au fur et à mesure de l'incrément de la tension appliquée. La distance inter-électrodes est de 40 mm. Des travaux antérieurs ont montré qu'une gouttelette d'eau se déforme sous une tension continue lorsque le champ électrique auquel elle est soumise atteint une certaine valeur. En effet, la gouttelette se déforme pour compenser les forces de surface et les forces électriques s'exerçant sur elle. Précédemment, nous avons vu que la déformation d'une gouttelette, évaluée par son excentricité e , est proportionnelle à $E_0 \left(\frac{r_0}{\gamma}\right)^{1/2}$. Ceci montre

que la tension inter-faciale est le facteur qui détermine l'amplitude de la déformation, pour une intensité du champ électrique donnée. Les expérimentations ont montré que l'élongation de la gouttelette se fait à partir d'une valeur du champ électrique (E_{crit}) vers l'électrode de masse suivie d'un état de stabilité. Pour une autre valeur de champ (E_2) telle que $E_2 > E_{crit}$, l'élongation de la gouttelette se fait vers l'électrode haute tension. Ce phénomène de va et vient vers l'électrode de masse dans un premier temps suivi d'une période de stabilité et ensuite vers l'électrode haute tension se répète jusqu'à ce que le champ électrique atteigne une valeur pour laquelle les distorsions et élongations de la gouttelette joignent l'électrode haute tension à l'électrode de masse. Ce qui crée un arc électrique intense dans la majorité des cas. Z. X. Cheng et al. [63] ont observé les mêmes développements dans la déformation d'une gouttelette dans un champ électrique continu. Mais il arrive aussi que la jonction par les distorsions et élongations d'une gouttelette d'eau des électrodes haute tension et de masse ne donne pas lieu à un arc électrique. Sous champ électrique continu, les déformations et distorsions ont lieu sans vibrations visibles de la gouttelette.

Nous allons présenter dans cette section quelques mesures relatives à la détermination de la tension d'initiation de la déformation d'une gouttelette d'eau tenant compte de l'effet du volume de la gouttelette et de la conductivité ainsi que de la distance inter électrodes.

La *Figure 4. 3* représente les variations du champ électrique critique d'initiation des déformations en fonction de la distance inter-électrodes pour différents volumes de gouttelettes d'eau ultra pure. Il apparaît clairement que le champ seuil d'instabilité décroît lorsque le volume de la gouttelette augmente. La *Figure 4. 4* illustre l'évolution du champ électrique d'initiation d'instabilités en fonction de la taille des gouttelettes. Les gouttelettes de petites tailles sont moins sensibles au champ électrique appliqué que celles de grandes tailles. Ce comportement peut trouver son explication sur le plan moléculaire. En effet, les forces de cohésion moléculaire (forces de Van Der Waals) sont plus importantes dans les éléments de petites dimensions. La distance inter-électrode a une forte influence sur le comportement de la gouttelette. En effet, le seuil d'initiation de l'instabilité de la surface d'une gouttelette dépend de la distance inter-électrodes. On observe que l'augmentation de la distance entre les électrodes conduit à un accroissement du seuil de déformation. Pour une gouttelette de 30 μ l, l'augmentation de la distance intra-électrodes de 30 mm à 50 mm produit une augmentation du seuil de déformation de 4 kV/cm à 6,48 kV/cm.

2.1.1. Influence de la conductivité

L'augmentation de la conductivité des gouttelettes d'eau correspond à un relèvement du nombre d'ions et de leur mobilité dans la solution aqueuse. De ce fait, nous nous attendions à ce que l'accroissement de la conductivité des gouttelettes d'eau ait un effet notable sur le seuil d'initiation d'instabilité des gouttelettes. Les résultats obtenus ne présentent pas cette tendance. Pour un accroissement de la conductivité de $1 \mu\text{S/cm}$ à $1000 \mu\text{S/cm}$, nous avons noté une baisse de champ d'initiation de déformation de $4,38 \text{ kV}$ à $3,90 \text{ kV}$ pour une gouttelette de $40 \mu\text{l}$, soit une réduction en valeur relative de $10,95\%$. Pour les gouttelettes de 20 et $30 \mu\text{l}$, aucune influence notable n'a été observée. Les *Figures 4. 5 et 4. 6* présentent l'effet de la conductivité sur le seuil d'initiation d'instabilité d'une gouttelette d'eau de $40 \mu\text{l}$ et $100 \mu\text{l}$ de volume respectivement.

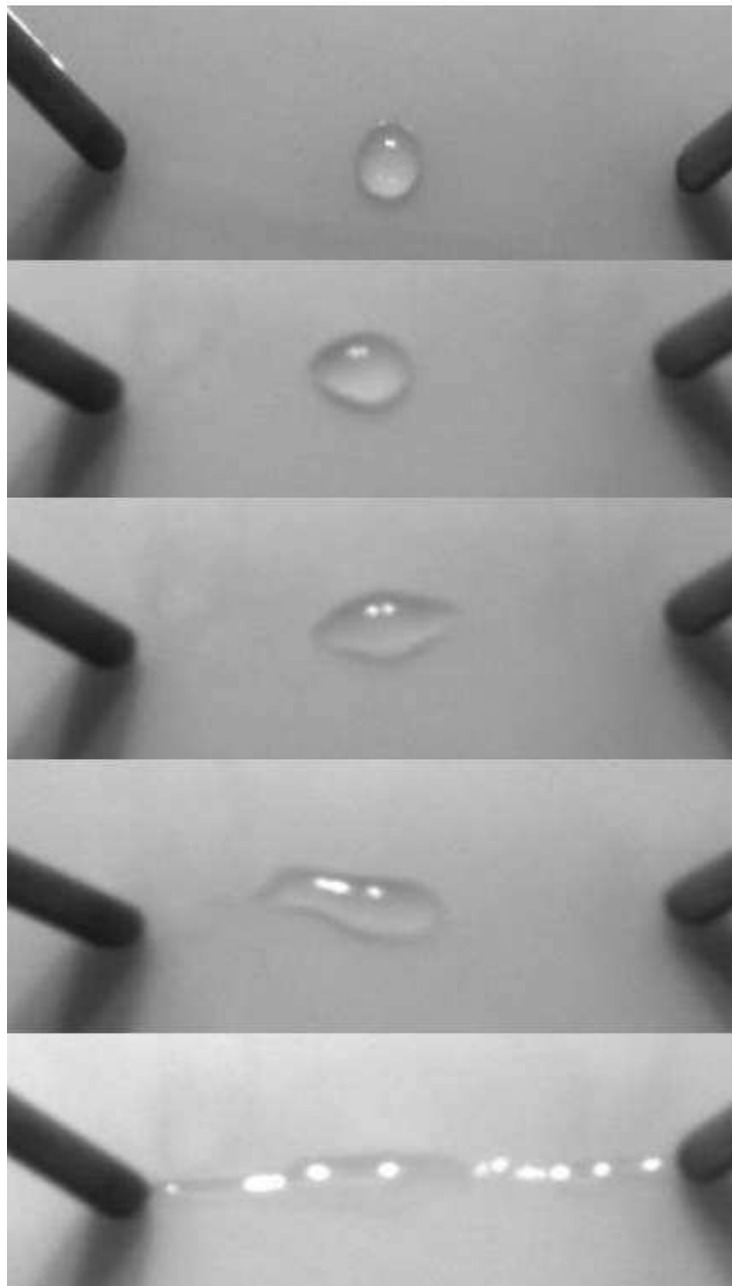


Figure 4. 2. Distorsions d'une gouttelette d'eau dé-ionisée de 30 μ l placée au milieu de la distance intra-électrodes, $d=40$ mm ; les images correspondent respectivement à $U=[0 ; 17,5 ; 21 ; 25,2 ; 32,8]$ (kV)

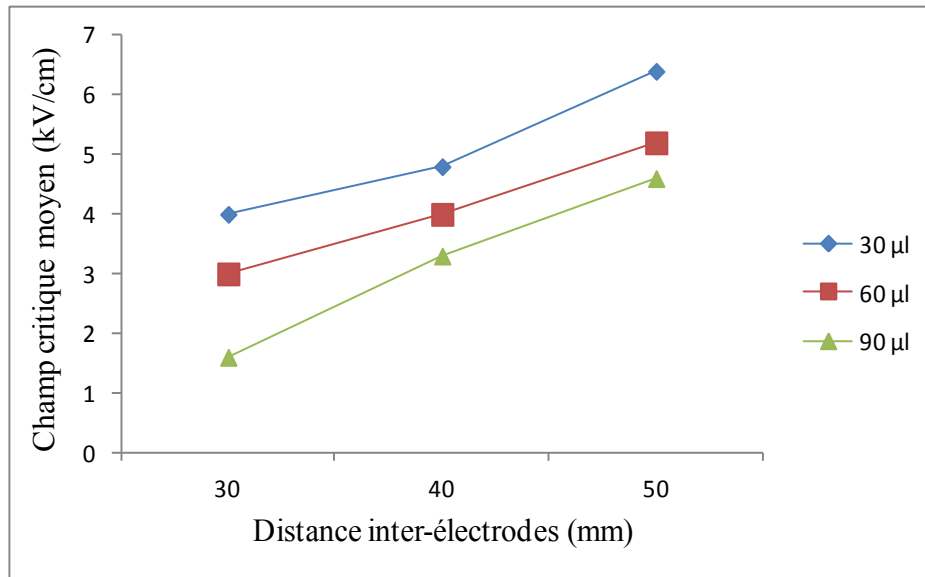


Figure 4. 3. Evolution du champ électrique moyen seuil d'instabilité en fonction de la distance inter-électrodes pour différents volume de gouttelettes

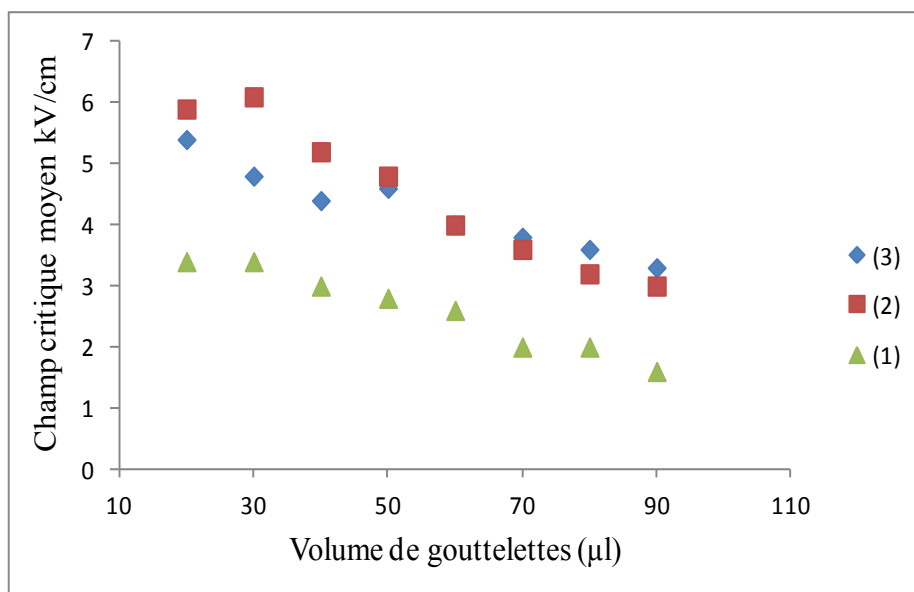


Figure 4. 4. Evolution du champ électrique moyen seuil d'instabilité en fonction du volume des gouttelettes pour différentes positions.

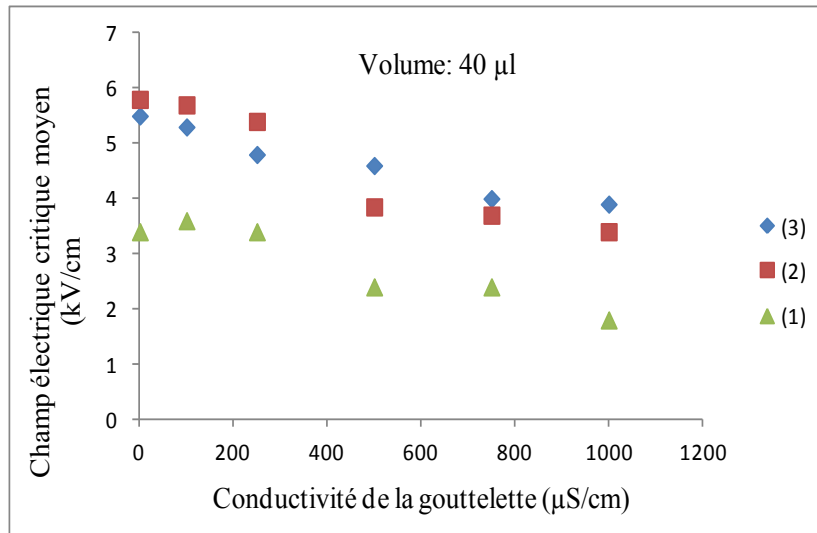


Figure 4. 5. Variations du champ électrique critique en fonction de la conductivité pour différentes positions d'une gouttelette de 40 µl.

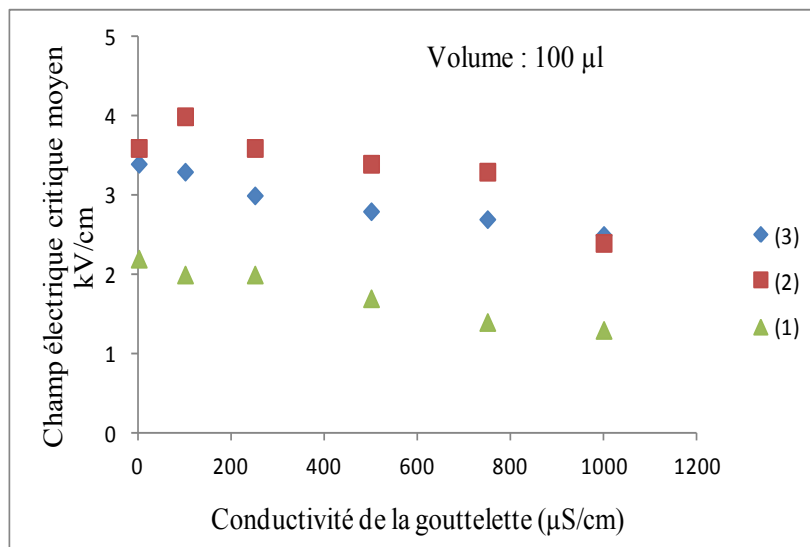


Figure 4. 6. Variations du champ électrique critique en fonction de la conductivité pour différentes positions d'une gouttelette de 100 µl.

L'effet de la position sur le seuil d'initiation de l'instabilité de la gouttelette est également observé sur les Figures 4.5. et 4.6. Le comportement de la gouttelette est fortement dépendant de sa position sur la surface diélectrique par rapport aux électrodes. On observe que le champ électrique critique d'instabilité de la gouttelette est plus intense lorsque la gouttelette est à équidistance des électrodes, comparé à celui des deux autres positions. En effet, dans cette position, les forces attractives et répulsives dipolaires sont égales. La gouttelette est dans une

forme d'équilibre électrique. On remarque également que la gouttelette se déstabilise plus facilement lorsqu'elle est plus proche de l'électrode haute tension que lorsqu'elle se trouve plus proche de l'électrode de masse.

2.1.2. Influence de la position de la gouttelette

En service, le dépôt de gouttelettes d'eau sur la surface d'un isolateur se fait de manière incontrôlée. Pour simuler cette présence aléatoire des gouttelettes, nous allons étudier le cas des deux autres positions dans l'espace inter-électrodes en plus de la position centrale sur le comportement de la gouttelette.

La *Figure 4. 7* illustre le comportement d'une gouttelette d'eau déposée près d'une des électrodes. Nous avons successivement déposé une gouttelette d'eau d'un volume connu à une distance approximativement égale à son diamètre de l'électrode haute tension puis de l'électrode relié à la masse (4 mm pour une gouttelette de 30 μ l). On remarque que la position de la gouttelette joue un rôle important sur la tension d'initiation de la déformation. Les expérimentations ont montré que pour les configurations (1) et (2), la gouttelette se déforme prioritairement vers l'électrode la plus proche (effet de la force image) ; le pôle de la gouttelette vers l'électrode la plus éloignée restant pratiquement stable. Des observations similaires ont été rapportées par Moukengue et Beroual [97]. Un comportement différent a été observé entre une gouttelette située près de l'électrode haute tension et une autre située plus près de l'électrode de masse. En effet, la gouttelette située coté haute tension, après quelques mouvement de va et vient sur elle-même, a tendance à se mouvoir vers le milieu de la distance inter-électrodes puis subit une élongation brusque qui peut conduire au contournement.

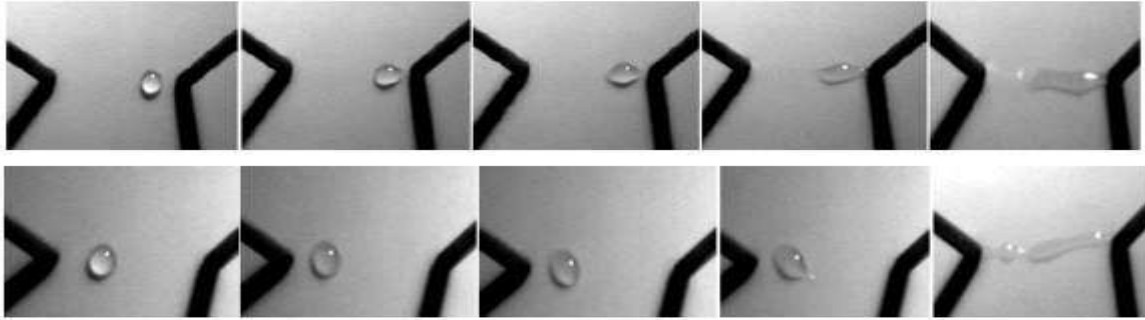


Figure 4. 7. Comportement d'une gouttelette d'eau déposée près des électrodes, au-dessus la gouttelette est à 4 mm de l'électrode de masse, en dessous, la gouttelette est située à 4 mm de l'électrode haute tension

2.1.3. Analyse du comportement de la gouttelette

Pour comprendre le comportement de la gouttelette, nous allons faire une analyse de la force électrique et de la distribution du champ électrique autour de la gouttelette.

Deux principales forces agissent sur la gouttelette, la force électrique et la force de gravité. La force électrique est due dans le cas de la configuration du système d'électrodes utilisé, aux effets combinés de la différence de permittivités entre la gouttelette et l'air et à la non-uniformité du champ électrique. Selon Pohl [117], dans un champ électrique non uniforme, la force électrique agissante sur une particule en suspension dans un fluide peut s'exprimer par :

$$F_e = 2\pi \frac{(\varepsilon_L - \varepsilon_A)\varepsilon_A}{(\varepsilon_L + 2\varepsilon_A)} R^3 \nabla E \quad (4.1)$$

où ε_L désigne la permittivité de la gouttelette, ε_A la permittivité de l'air, R le rayon de la gouttelette et E le champ électrique non uniforme appliqué. Cette force est proportionnelle au carré du gradient du champ électrique. Elle devient très significative avec l'intensification du champ électrique.

La force de gravité, quant à elle est donnée par la relation

$$F_g = \frac{4}{3}\pi R^3 (\rho_p - \rho_f)g \quad (4.2)$$

Afin de déterminer la force électrique qui s'exerce sur la gouttelette, il faut connaître le champ électrique appliqué. Pour cela, nous utilisons la relation proposée [116].

$$\vec{E} = \frac{V}{r\theta} \vec{\theta} \quad (4.3)$$

Par rapport à la cellule d'essais utilisée, une construction géométrique nous a permis d'évaluer la distance r à 33 mm et l'angle θ à 68° . Avec les relations (4. 1) et (4. 3), la force électrique peut s'écrire

$$F_e = 4\pi R^3 \frac{(\epsilon_L - 1)}{(\epsilon_L + 2)} \frac{V^2}{r^3 \theta^2} \quad (4.4)$$

A partir des équations (4. 2) et (4. 4), les forces F_g et F_e peuvent être calculées et comparées en fonction du potentiel électrique appliqué. On peut facilement remarquer que la force de gravité varie linéairement avec le rayon de la gouttelette alors que la force électrique dépend essentiellement du carré du potentiel électrique. Par conséquent, pour de faibles tensions, la force de gravité sera plus importante que la force électrique, aucune déformation ne sera observée.

2.2. Cas d'une paire de gouttelettes

Deux gouttelettes d'eau de même volume sont soigneusement déposées sur la surface de substrat de silicone dans l'espace entre les deux électrodes. Différentes valeurs de la distance entre les gouttelettes allant de 1 à 4 fois le rayon des gouttelettes ont été considérées. Seuls les cas pour lesquels les volumes de gouttelettes sont identiques ont été étudiés afin de faire une comparaison avec les expériences précédentes relatives à la déformation d'une gouttelette. Par la suite, une tension est appliquée et progressivement incrémentée à une vitesse approximative de 2 kV/min jusqu'à la détection d'une instabilité sur une des deux gouttelettes.

Le cas où les deux gouttelettes sont situées au milieu de la distance inter-électrodes a porté notre attention. L'observation de la dynamique de la paire de gouttelettes montre que la gouttelette positionnée du côté de l'électrode de masse est la première à se déstabiliser. Nous avons également observé une forte tendance des gouttelettes à se déplacer notamment lorsque la surface diélectrique ne présentait aucune trace de vieillissement, réduisant ou augmentant leur distance de séparation. Pour ce qui est des grandeurs électriques, il apparaît clairement que le nombre de gouttelettes influence aussi bien le champ électrique critique de déstabilisation que le champ électrique de contournement de l'isolateur. La *Figure 4. 8.* illustre l'effet de la distance entre les gouttelettes sur le champ d'initiation d'instabilité. Les

résultats montrent que pour des gouttelettes de petite taille (20 à 30 μl), lorsque la distance de séparation augmente, le seuil de déstabilisation augmente aussi. Par contre pour des gouttelettes de volume plus élevé (50 à 100 μl), lorsque la distance de séparation entre les gouttelettes augmente, le seuil d'instabilité croît puis décroît à partir d'une certaine valeur de l'espace entre les gouttelettes. Ce comportement est dû à l'augmentation du volume des gouttelettes qui réduit les intervalles d'air entre la gouttelette et les électrodes. Si l'on considère la gouttelette comme un dipôle, le champ électrique sur le dipôle varie suivant ($1/d^2$), d étant la distance entre l'électrode et le dipôle.

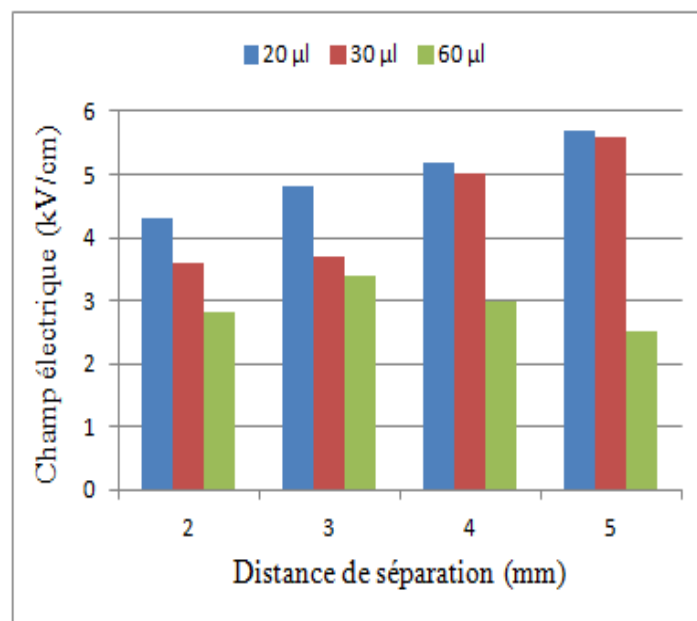


Figure 4. 8. Effet de la distance entre les gouttelettes sur le seuil d'instabilité pour deux gouttelettes d'eau dé-ionisée ultra pure de volume de même taille

2.3. Etude de la première impulsion de courant et décharges partielles

La dégradation d'un matériau isolant peut être due à l'apparition des décharges partielles. Dans cette partie, nous nous intéressons aux décharges électriques dues à la présence de gouttelettes d'eau à la surface de l'isolateur. Il s'agit particulièrement d'étudier le seuil d'apparition de la première impulsion de courant. Les expérimentations ont montré que le phénomène de déformation et l'activité des décharges électriques sont liés. Pour des gouttelettes de petite taille (entre 15 et 30 μl), le seuil d'apparition de la première impulsion de courant est proche du seuil d'initiation de la déformation. Ce qui n'est pas le cas pour des gouttelettes de taille

plus grande pour lesquelles le premier pic de courant interviendrait plus tard avec l'augmentation du champ électrique appliqué.

Pour illustrer l'activité des décharges surfaciques induites par les gouttelettes d'eau, nous étudions dans un premier temps le seuil d'apparition de la première impulsion de courant en fonction du volume et de la conductivité des gouttelettes et de leur localisation (positions) dans l'espace inter-électrodes. Par la suite, nous analysons l'amplitude de la première impulsion pour les mêmes paramètres. Pour l'eau ultra pure, la *Figure 4. 9* présente le seuil d'apparition de la première impulsion de courant en fonction de la taille d'une gouttelette pour deux positions de la gouttelette dans l'espace inter-électrodes (3) : la gouttelette est au milieu et (2) la gouttelette est située du côté de l'électrode de masse. Les résultats montrent que le seuil d'apparition des décharges est très influencé par la position de la gouttelette et par sa taille. Lorsque le volume de la gouttelette croît, le seuil d'apparition de la décharge diminue. Le seuil d'apparition de la première impulsion de courant se situe entre 7,5 kV/cm et 11,5 kV/cm pour des gouttelettes de 20 μl à 100 μl de volume quelle que soit leur position dans l'espace inter-électrodes. En augmentant le volume des gouttelettes, le seuil d'initiation de la première impulsion diminue. Pour des gouttelettes de petite taille, la tension de surface et les forces d'interactions moléculaires sont pratiquement égales. L'augmentation du volume de la gouttelette provoque la rupture de l'équilibre entre les tensions de surface et les forces moléculaires internes, la surface de contact entre la gouttelette d'eau et la surface diélectrique étant grande. Pour ce qui est de la gouttelette située près de l'électrode haute tension, aucune impulsion de courant n'a été détectée avant le contournement de l'isolateur.

L'influence de la conductivité des gouttelettes d'eau est également étudiée. Trois valeurs de conductivité ont été testées (250 $\mu\text{S/cm}$, 750 $\mu\text{S/cm}$ et 1000 $\mu\text{S/cm}$). Aucune variation significative n'est observée sur le seuil d'apparition de la première impulsion de courant comparée aux gouttelettes d'eau ultra pure.

L'influence du nombre de gouttelettes est étudiée en considérant deux gouttelettes d'eau. La *Figure 4. 10* présente l'effet de la distance de séparation entre deux gouttelettes sur le seuil d'apparition de la première impulsion de courant. Il apparaît que l'augmentation de la distance entre les gouttelettes conduit à une augmentation du seuil d'apparition de la première

impulsion de courant. Pour la même distance entre les gouttelettes, lorsque le volume des gouttelettes croît, le seuil d'apparition de la première impulsion diminue.

La *Figure 4. 11* présente la variation de l'amplitude de la première impulsion de courant en fonction du volume des gouttelettes d'eau. La gouttelette d'eau est placée au centre de la distance inter-électrodes. Les résultats montrent que l'amplitude de la première impulsion est plus importante pour les gouttelettes de petites tailles. Lorsque le volume de la gouttelette augmente, l'amplitude de la première impulsion diminue. Les résultats sont présentés avec deux valeurs de l'amplitude de l'impulsion du courant (la valeur maximale et la valeur minimale). En effet, les expérimentations ont montré que l'amplitude de l'impulsion du courant n'est pas identique pour le même volume de gouttelette. La différence entre la valeur maximale et la valeur minimale est très importante pour les gouttelettes de faible volume. La *Figure 4. 12* illustre l'évolution de la différence entre les amplitudes maximale et minimale de la première impulsion en fonction du volume de gouttelette.

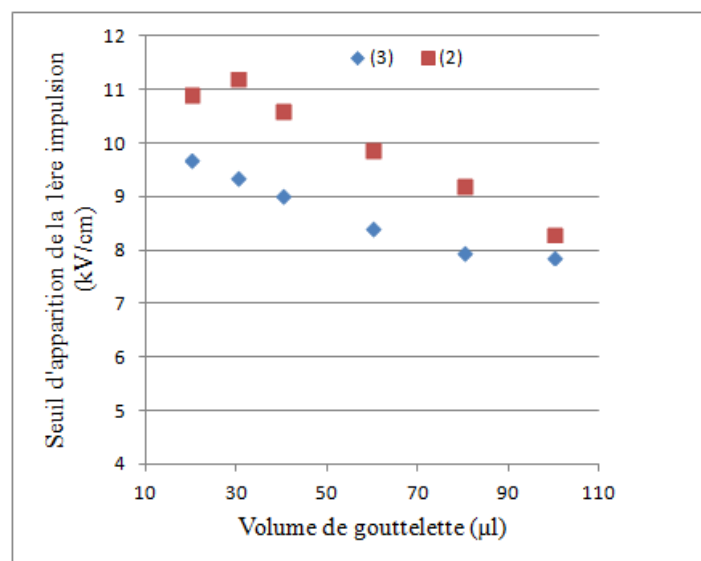


Figure 4. 9. Seuil d'apparition de la première impulsion de courant en fonction du volume de la gouttelette pour différentes position de la gouttelette.

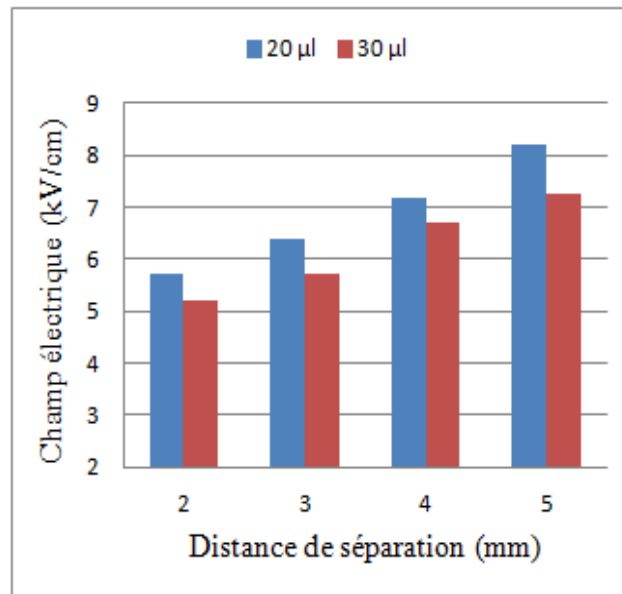


Figure 4. 10. Seuil d'apparition de la première impulsion en fonction de la distance de séparation des gouttelettes

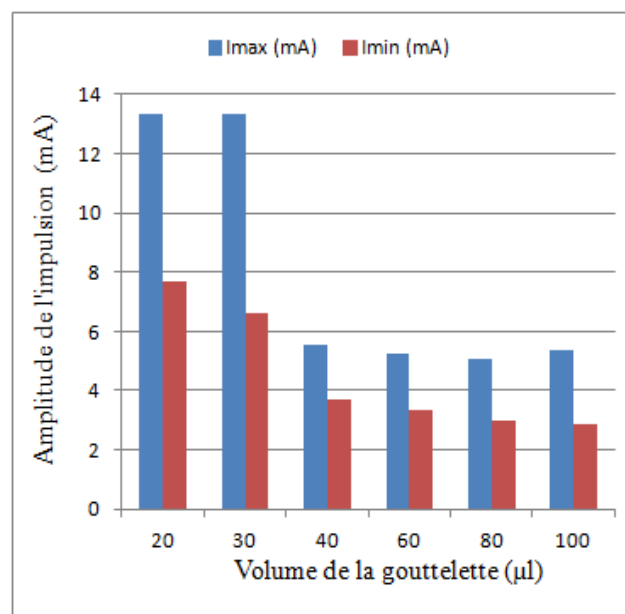


Figure 4. 11. Amplitude de la première impulsion de courant en fonction du volume de la gouttelette

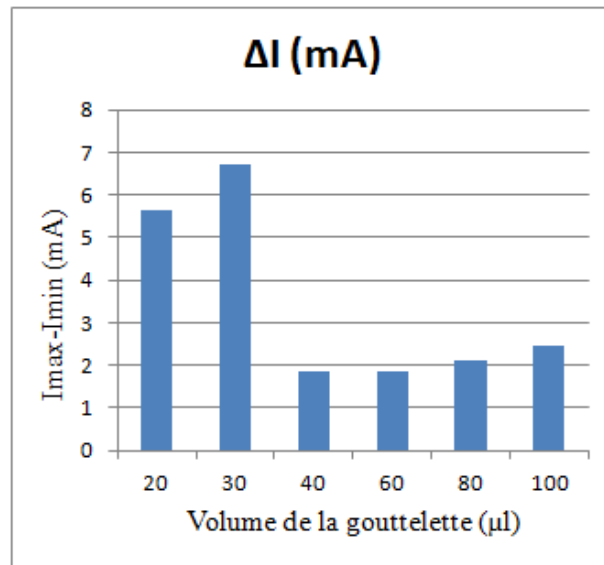


Figure 4. 12. Evolution de la différence entre les amplitudes maximale et minimale de la première impulsion en fonction du volume de gouttelette

3. Influence de la gouttelette sur le contournement

L'influence de la présence de gouttelettes d'eau sur la tenue diélectrique du modèle d'isolateur est étudiée dans cette section du chapitre. Les résultats expérimentaux sont divisés en deux parties. Tout d'abord, la tension de contournement est mesurée pour un substrat sec ensuite des mesures identiques seront faites avec des gouttelettes d'eau présentes sur le substrat afin de montrer l'influence des gouttelettes d'eau sur la tension de contournement de l'isolateur. Le système d'électrodes cylindriques inclinées est utilisé.

3.1. Echantillons secs

La distance inter-électrodes étant fixée à 35 mm, la tension est progressivement augmentée à la vitesse approximative de 2 kV/min par paliers jusqu'au contournement. Les essais ont été réalisés sur cinq échantillons. Les échantillons sont changés dès que l'érosion de la surface diélectrique est observée. Après chaque test les électrodes sont nettoyées.

Les résultats obtenus présentent une bonne distribution des tensions de contournement (de 29,90 kV à 35,86 kV). Nous obtenons alors une tension moyenne de contournement de 32,90 kV. Ce qui correspond à un champ électrique moyen de 9,40 kV/cm. Des décharges partielles sont enregistrées à des tensions inférieures aux tensions de contournement autour de 25 kV.

Plus le seuil d'apparition des décharges partielles est faible, plus la tension de contournement est réduite. Il apparaît que les décharges partielles surfaciques jouent un rôle dans le contournement des isolateurs secs. Une forte activité de décharges a été également observée au niveau du contact électrode/substrat. Celle-ci doit être due à la qualité du contact qui donne lieu à un micro intervalle d'air qui est une zone dans laquelle le champ électrique est plus intense par rapport au reste de l'espace inter-électrodes.

L'observation de la surface du substrat après contournement montre une forte érosion au niveau de l'électrode haute tension par rapport au reste de la surface. Après chaque arc de contournement, la surface diélectrique perd son hydrophobicité. Cette perte d'hydrophobicité peut s'expliquer par le fait que les charges électriques s'accumulent et restent à la surface polymérique.

3.2. Effet des gouttelettes d'eau sur la tension de contournement

Plusieurs séries de tests ont été effectuées pour évaluer l'influence de la présence des gouttelettes d'eau sur le contournement des isolateurs en élastomères de silicone. L'intensification du potentiel électrique appliqué conduit à une déformation de plus en plus importante de la gouttelette qui peut provoquer soit la désintégration de la gouttelette en une multitude de fines gouttelettes soit alors la gouttelette allongée est parcourue par un arc de contournement.

La *Figure 4. 13* présente les résultats de mesures de la tension de contournement réalisées sur des échantillons d'isolateur plan en fonction de la conductivité et du volume des gouttelettes d'eau. Ces résultats montrent bien que la tension de contournement diminue lorsque le volume des gouttelettes augmente et/ou la conductivité augmente. Cet effet peut s'expliquer par le fait que le volume de gouttelette croissant, les intervalles d'air entre la gouttelette et les électrodes se réduisent. Ce qui a pour conséquence une augmentation de l'activité des décharges électriques et un risque élevé de contournement de la surface de l'isolateur. Nous observons une réduction de la tension de contournement de près 16 % lorsque le volume de la gouttelette varie de 20 à 100 μl . Le pourcentage de réduction est presque le même lorsque la conductivité varie de 0,055 $\mu\text{S/cm}$ (pour l'eau dé-ionisée ultra pure) à 1000 $\mu\text{S/cm}$. Comme nous l'avons déjà souligné, l'augmentation de la conductivité conduit à un accroissement du nombre de charges électriques, de leur densité et de leur mobilité. En conséquence, une

augmentation de la conductivité conduit à l'éjection d'un grand nombre de charges d'où l'intensification de l'activité de décharges et donc une réduction du seuil de contournement.

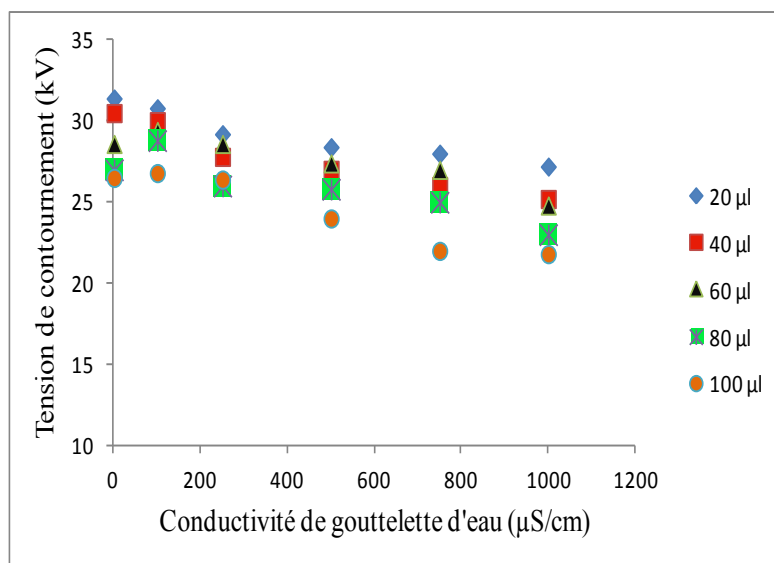


Figure 4. 13. Variation de la tension de contournement pour une gouttelette posée au centre de la distance inter-électrodes en fonction de la conductivité et du volume

La Figure 4. 14 illustre l'influence de la position des gouttelettes dans l'espace inter-électrodes. Ces résultats montrent que la position des gouttelettes joue un rôle très significatif sur la tension de contournement. La tension de contournement est réduite lorsque la gouttelette est proche de l'électrode haute tension et elle est plus élevée lorsque la gouttelette est placée à côté de l'électrode de masse.

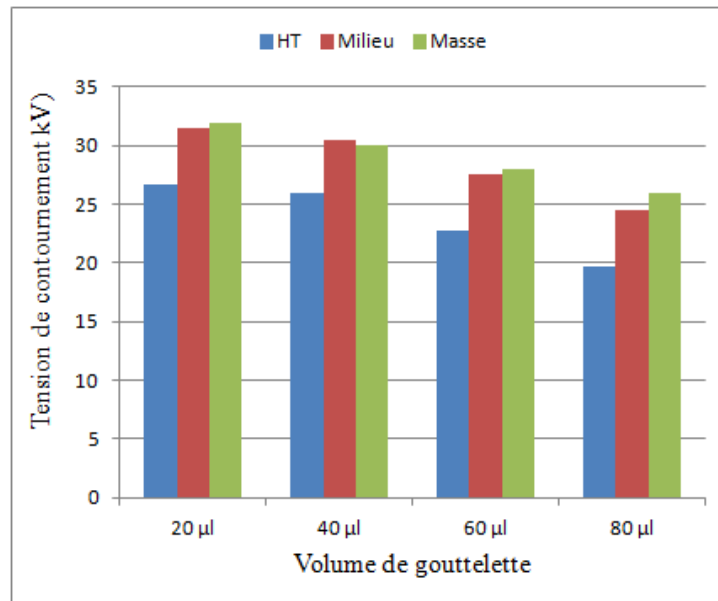


Figure 4. 14. Tension de contournement en fonction du volume des gouttelettes suivant leur position.

4. Charge accumulée par la gouttelette

4.1. Résultats

Cette section présente les résultats des essais relatifs à l'estimation de la charge électrique accumulée à la surface d'une gouttelette. Les essais sont conduits avec les deux systèmes d'électrodes. Le système d'électrode tige-plan nous a permis d'avoir de meilleurs résultats comparé à la configuration avec les électrodes cylindriques inclinées. En effet, avec le système d'électrodes cylindriques inclinées, les seuils de déformation de la gouttelette sont faibles. L'acquisition des signaux associés aux grandeurs électriques étudiées nous a permis d'obtenir les différentes formes d'ondes correspondantes. La charge accumulée est obtenue par intégration du courant de décharge. La charge mesurée est en réalité la charge apparente.

La Figure 4. 15 illustre l'évolution de la charge électrique transférée à la gouttelette en fonction de la tension appliquée. Les expérimentations ont montré que lorsque le potentiel électrique appliqué est inférieur à un certain seuil, aucun courant n'est détecté. Lorsque ce seuil est atteint, la charge accumulée évolue avec la tension appliquée. Les expérimentations conduites ont montré qu'avec l'augmentation de la tension, la gouttelette éjecte de fines particules d'eau et au-delà d'une certaine valeur de la tension appliquée, la gouttelette se

désintègre en plus plusieurs fines gouttelettes. L'effet de la distance entre les électrodes est également mis en évidence par la *Figure 4. 15*. L'augmentation de la distance entre les électrodes s'accompagne d'une diminution de la charge accumulée. En effet, plus la distance entre les électrodes augmente, plus la force électrique à l'interface air/liquide est réduite.

La *Figure 4. 16* montre l'évolution de la charge apparente accumulée en fonction du volume de la gouttelette pour les deux systèmes d'électrodes. Plus la taille de la gouttelette est grande, plus la charge accumulée est élevée. La charge électrique accumulée à la surface de la gouttelette dépend fortement de la configuration des électrodes qui détermine l'intensité du champ électrique. Dans la configuration cylindre-plan, le solide est une barrière diélectrique qui a pour effet d'augmenter l'intensité du champ électrique appliqué à la gouttelette.

L'influence de la conductivité sur la charge accumulée à la surface de la gouttelette est illustrée par la *Figure 4. 17*. La conductivité a un effet amplificateur sur la charge accumulée. En effet, la conductivité a pour effet d'augmenter la mobilité des ions dans la solution. Une augmentation de la conductivité de 0,055 $\mu\text{S}/\text{cm}$ (eau dé-ionisée ultra pure) à 285 $\mu\text{S}/\text{cm}$ (eau du robinet) induit un accroissement de la charge apparente moyenne transférée de 3,5 nC à 8,4 nC pour une gouttelette de 40 μl de volume.

Le courant électrique mesuré présente une succession de pics de différentes amplitudes très proches les uns des autres. Le premier pic généralement positif comporte un front de montée rapide suivi d'une décroissance légèrement plus lente, et présente une durée moyenne de 40 nS. Le courant électrique mesuré peut être perturbé par des oscillations de circuit dues aux mouvements de va et vient de la gouttelette sous l'influence du champ électrique. Il en résulte la présence de pics négatifs sur le courant mesuré. La *Figure 4. 18* illustre les impulsions de courants obtenus ainsi que la charge électrique correspondante. Ce qui montre que le processus de charge de gouttelette est quasi-instantané. Ainsi, plus court que le temps de relaxation des gouttelettes d'eau qui est de 0,125 ms pour l'eau dé-ionisée. La *Figure 4. 19* présente la durée de la première impulsion de courant.

Les résultats obtenus au cours de nos expérimentations donnent des valeurs de la charge électrique apparente légèrement supérieures à la charge limite qui peut être obtenue par les modèles analytiques (charge limite de Rayleigh). Pour une gouttelette de 30 μl de volume, la charge obtenue expérimentalement se situe entre 2×10^{-9} et 11×10^{-8} C.

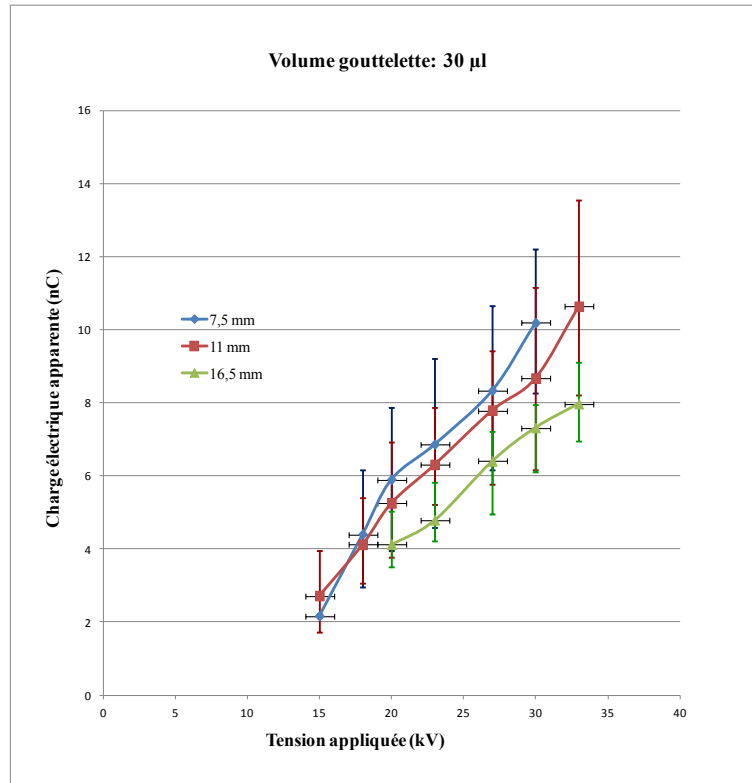


Figure 4. 15. Evolution de la charge apparente accumulée sur une gouttelette de 30 µl en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs de distance inter-électrodes.

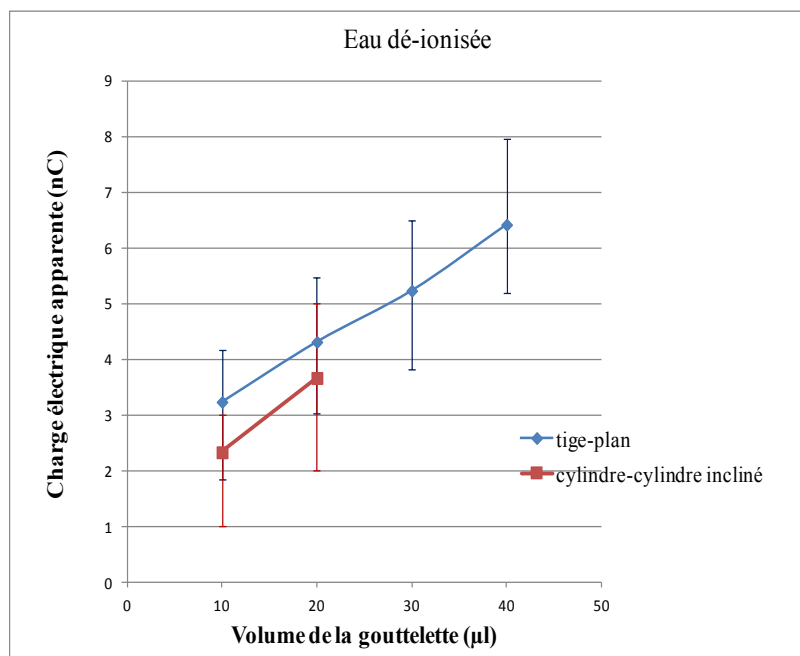


Figure 4. 16. Evolution de la charge apparente en fonction du volume de la gouttelette pour les deux systèmes d'électrodes ($\sigma=0,055 \mu S/cm$)

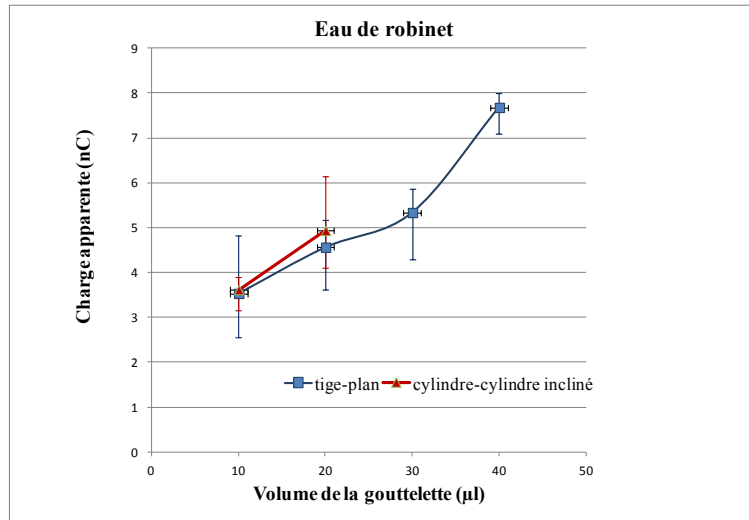


Figure 4. 17. Evolution de la charge apparente en fonction du volume de la gouttelette ($\sigma=285 \mu\text{S/cm}$).

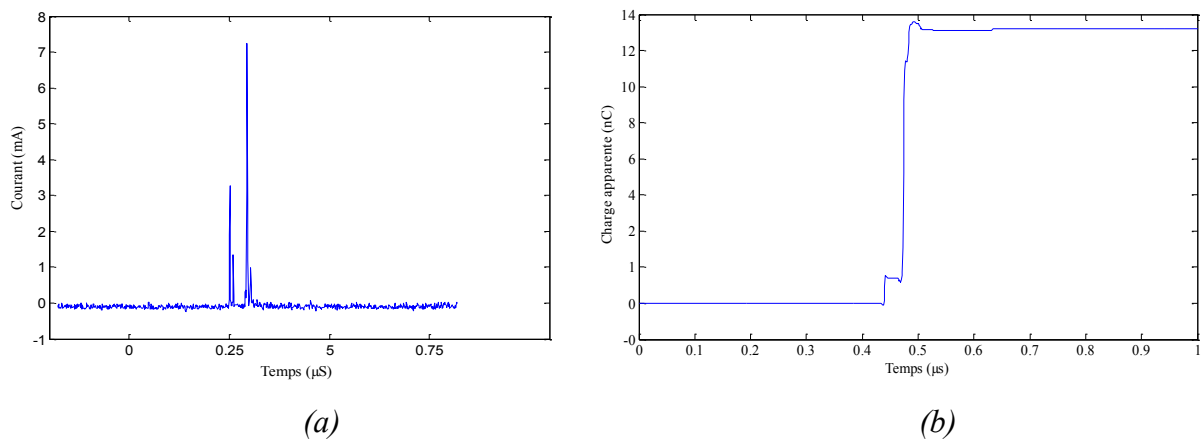


Figure 4. 18. Impulsions de courant (a) et de la charge électrique correspondante (b).

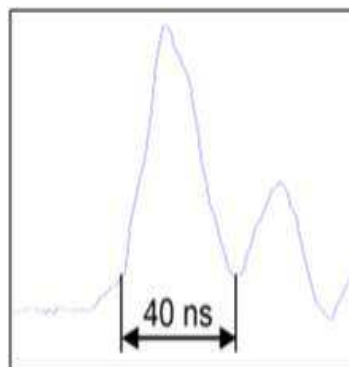


Figure 4. 19. Elargissement de la première impulsion du courant

4.2. Modèle dynamique de la charge

La dynamique de l'ensemble système d'électrodes/gouttelette d'eau/solide diélectrique peut être décrite par le schéma de la *Figure 4. 20*.

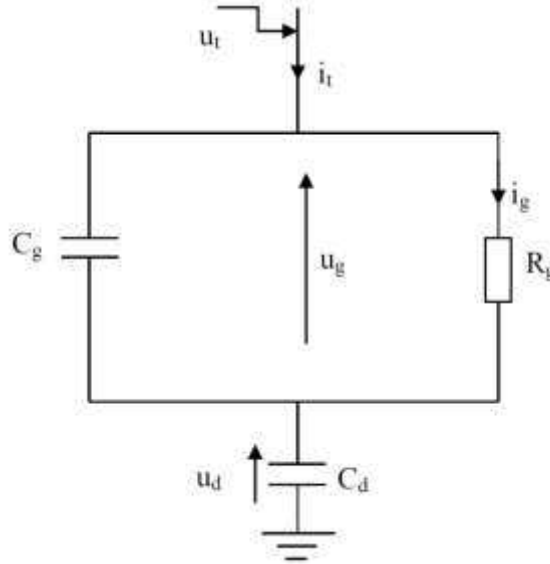


Figure 4. 20. Schéma équivalent d'une gouttelette posée sur un diélectrique solide dans un système d'électrodes tige-plan. C_g et R_g sont respectivement la capacité et la résistance électrique de la gouttelette, u_d et u_g les tensions vues par le solide diélectrique et la gouttelette, u_t la tension aux bornes de l'ensemble, i_t et i_g les courants de l'ensemble et dans la résistance de la gouttelette respectivement.

A partir de la *Figure 4. 20*, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \frac{du_d}{dt} = \frac{i_t}{c_d} \\ \frac{du_g}{dt} = \frac{i_t - i_g}{c_g} \end{cases} \quad (4.5)$$

Sachant que $u_t = u_g + u_d$

La tension totale aux bornes de l'ensemble peut s'exprimer par

$$\frac{du_t}{dt} = \frac{i_t}{c_d} + \frac{i_t - i_g}{c_g} \quad (4.6)$$

Après transformations nous obtenons

$$i_t = c_g \frac{du/dt}{1+c_g/c_d} + \frac{i_g}{1+c_g/c_d} \quad (4.7)$$

Ce qui nous permet d'écrire

$$i_t = c_g \frac{dU_g}{dt} + \frac{i_g}{1+c_g/c_d} \quad (4.8)$$

Le premier terme de l'équation (4.7) exprime le courant de déplacement relatif à la charge et décharge et le second la contribution du mouvement des particules chargées. Cette équation montre que le courant mesuré avec la sonde de courant située après l'électrode de masse est en réalité la somme des courants de décharges dans l'air entre l'électrode haute tension et la gouttelette, du courant résultant de la charge de la gouttelette et du courant résultant de la charge de la surface de l'isolateur. Ceci peut alors expliquer le fait que la charge estimée par la mesure du courant à la sortie de la cellule est très grande par rapport aux valeurs pouvant être obtenues par les modèles analytiques.

5. Dynamique de l'interface air/liquide

Le système d'électrodes tige/plan est utilisé pour étudier la dynamique de l'interface air/liquide.

5.1. Initiation des décharges partielles

La tension d'initiation des décharges partielles (DP) entre la surface d'une gouttelette et une électrode dépend de la géométrie initiale et de l'éventuelle déformation de la gouttelette sous l'effet du champ appliqué. La *Figure 4. 21* présente l'évolution du champ moyen d'initiation des décharges partielles en fonction de la distance entre l'électrode haute tension et le pôle opposé de la gouttelette. Sur la même figure, le champ électrique critique correspondant calculé à partir de l'approximation donnée par Schwaiger est comparé aux valeurs expérimentales.

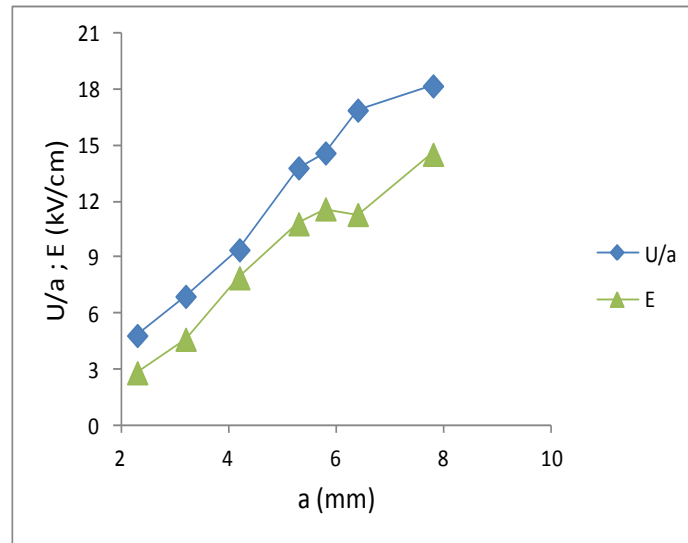


Figure 4. 21. Champ moyen d'initiation des décharges partielles en fonction de la distance entre l'électrode HT et la gouttelette, a , pour une gouttelette de $80 \mu\text{l}$ de volume.

L'intensité du champ déterminée expérimentalement, donne les conditions critiques de la d'instabilité de l'interface eau/air. Ces instabilités sont observées pour des distances allant jusqu'à 8 mm pour une gouttelette de $80 \mu\text{l}$. Il peut également être observé que, pour les petites valeurs de l'espacement entre le pôle de la gouttelette et l'électrode haute tension, la surface de l'interface eau/air devient rapidement instable. L'intensité du champ électrique correspondant calculée n'évolue pas exactement comme le rapport U/a d'initiation de DP. Cette différence peut être due à la méthode d'approximation utilisée pour le calcul. Cet écart entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux est lié à la distance entre la gouttelette et l'électrode tige. En effet, les mécanismes liés à l'initiation et au développement d'une décharge électrique dans l'air, ont une influence certainement significative sur les résultats expérimentaux pour les grandes distances entre la surface de la gouttelette et l'électrode cylindrique opposée. Ces caractéristiques n'ayant pas été prises en compte dans le calcul du champ électrique critique. En effet, nous considérons que l'air est un diélectrique parfait. On remarque que la valeur champ d'initiation de DP lorsque la distance entre le sommet de la gouttelette et l'électrode tige tend vers 1 cm n'est pas très éloignée de la valeur du champ disruptif de l'air notamment pour les gouttelettes de faibles volume (moins de $50 \mu\text{l}$). En effet, les expériences ont montré que le seuil d'activités des DP pour ces volumes de gouttelettes, était immédiatement suivi par un contournement.

5.2. Instabilité de l'interface air/liquide

En appliquant des différences de potentiels de 2,5 kV à 21 kV, la surface de l'interface air/liquide se déstabilise et est attirée vers l'électrode haute tension. Les expériences ont été conduites pour sept valeurs de la distance entre le pôle de la gouttelette et l'électrode cylindrique (2,3 mm ; 3,2 mm ; 4,2 mm ; 5,3 mm ; 6,8 mm ; 7,8 mm). Ces valeurs ont été obtenues par conversion en unités de longueur des pixels mesurés sur les images enregistrées sous le logiciel Matrox Inspector.

Les signaux de courant obtenus illustrent clairement la dynamique de l'interface air/eau. Les résultats obtenus montrent que lorsque la tension appliquée atteint un certain seuil, un courant électrique commence à circuler entre l'électrode haute tension et la gouttelette. Ce courant est constitué d'un nombre limité d'impulsions. La *Figure 4. 22* présente un comportement typique des courants de décharges enregistrés lorsque la surface libre de la gouttelette d'eau est soumise à une tension continue avec la configuration cylindre-plan. Ces impulsions de courant dans l'espace inter-électrodes sont dues aux décharges couronnes sur la surface libre de la gouttelette d'eau.

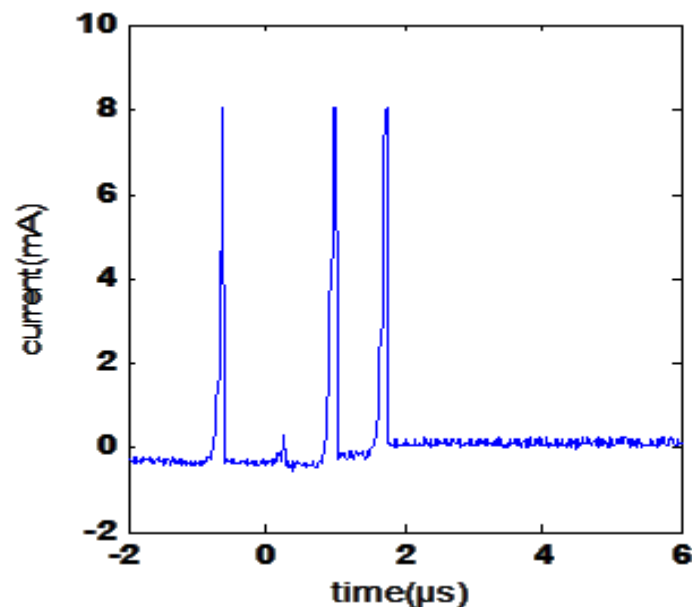


Figure 4. 22. Impulsions du courant de décharges à l'interface air/eau

La déformation de l'interface persiste même lorsque le champ électrique est annulé dans le cas du système d'électrodes cylindrique coplanaire alors que la gouttelette retrouve sa position dans le cas du système cylindre-plan.

5.3. Facteur de forme du champ électrique à l'interface air/liquide

Les mécanismes impliqués dans la dynamique de l'interface air/liquide peuvent être discutés sur la base des valeurs du champ électrique à l'extrémité de la tige cylindrique E . Ce champ E peut être calculé en utilisant par exemple l'approximation hyperboloïdale qui n'est valable qu'en l'absence de la gouttelette. Pour une gouttelette d'eau posée sur une surface diélectrique, la déformation de l'interface air/eau amplifie le champ électrique initial sur le pôle de la gouttelette. Cette amplification du champ électrique en retour va engendrer des distorsions de la gouttelette et dans certaines conditions la gouttelette peut se désintégrer ou se mouvoir vers l'électrode opposée. Afin de calculer le champ électrique sur la gouttelette, nous allons déterminer le facteur d'amplification en nous inspirant des travaux rapportés dans la référence [97]

Soit E le champ électrique en un point élémentaire du pôle d'une gouttelette posée sur un substrat solide comme illustré à travers la *Figure 3. 4*. Ce champ électrique peut s'exprimer par

$$E = \frac{U}{\eta_s(d-h)} = \frac{U}{d} \cdot \frac{1}{\eta_s\left(1-\frac{h}{d}\right)} \quad (4. 9)$$

η_s , h , U et d représentent respectivement le facteur d'inhomogénéité de la configuration électrode tige-gouttelette, la hauteur de la gouttelette, la différence de potentiel appliquée et la plus petite distance entre les électrodes (*Figure 3. 4*). La gouttelette d'eau est considérée comme étant conductrice.

Sans la gouttelette, le champ électrique peut être exprimée par

$$E_0 = \frac{U}{\eta_0 d} \quad (4. 10)$$

η_0 est le facteur d'inhomogénéité correspondant à la configuration sans gouttelette.

Dans ce cas, le facteur de forme peut être défini par

$$E_n = \frac{1}{\eta_s \left(1 - \frac{h}{d}\right)} \quad (4.11)$$

Et pour le système gouttelette-électrode par

$$E_{n0} = \frac{1}{\eta_0} \quad (4.12)$$

Pour le système électrode-électrode sans gouttelette, une double influence de la géométrie de la gouttelette peut être observée. La première directe, est liée à la hauteur h , et la seconde indirecte est liée au facteur d'inhomogénéité η_s calculée suivant les caractéristiques géométriques (p , q) de la configuration d'électrodes prise en considération.

Pour le calcul du facteur de forme du champ électrique à l'interface air/eau, nous allons prendre en compte la configuration sphère-sphère pour le système gouttelette d'eau opposée à la tige hémisphérique (électrode haute tension) qui donne :

$$p = \frac{d-h+r_w}{r_w} \quad (4.13)$$

$$q = \frac{r_E}{r_w} \quad (4.14)$$

Pour déterminer le champ électrique E_n entre la gouttelette d'eau et le système d'électrodes, nous allons considérer que la déformation de la surface de la gouttelette d'eau a une influence négligeable sur la distance entre l'électrode et la surface de la gouttelette. De plus, nous considérons que le rayon de courbure de la tige hémisphérique et le rayon de la gouttelette sont approximativement égales. En considérant une distance inter-électrodes $d=10 \text{ mm}$ et une gouttelette de rayon $r_w=1,6 \text{ mm}$, le facteur d'inhomogénéité peut alors être approximé selon Schwaiger pour $q=1$ par :

$$\eta_s \approx 0,32 \quad (4.15)$$

6. Répartition du champ électrique en présence des gouttelettes d'eau sur la surface de l'isolateur

Les résultats expérimentaux obtenus montrent que le champ électrique est le principal facteur qui influence le comportement des gouttelettes d'eau. Dans cette section, nous allons analyser la distribution du champ électrique sur la surface d'un isolateur en présence des gouttelettes

d'eau. Cette étude est basée sur une approche numérique puisque les modèles analytiques ne permettent un calcul précis du champ électrique pour la géométrie particulière des électrodes que nous étudions. Après avoir présenté le modèle numérique utilisé, nous allons dans une première partie étudier la distribution du champ électrique pour un modèle sec. Par la suite, l'influence de la présence de gouttelettes d'eau sur le champ électrique est analysée en fonction de leur taille, leur position et leur conductivité.

6.1. Modèle numérique

La distribution du potentiel électrique $V(x, y, z, t)$, (x, y, z sont les coordonnées dans l'espace et t le temps) dans un système constitué de matériaux diélectriques peut être obtenu par la résolution de l'équation (4. 16) obtenue par la combinaison de l'équation de Poisson et la condition de continuité du courant.

$$\nabla \rho \nabla V + \frac{\partial(\nabla^2 \varepsilon V)}{\partial t} = 0 \quad (4. 16)$$

Le premier terme est associé aux propriétés de conduction du matériau et le second aux propriétés capacitives. Lorsque la différence de potentiel est appliquée sur des matériaux diélectriques, le terme capacitif est dominant et le potentiel électrique peut être obtenu par l'équation de Poisson.

$$-\nabla^2(\varepsilon V) = \nabla \cdot (\varepsilon \nabla E) = \rho \quad (4. 17)$$

avec E le vecteur du champ électrique et ρ la densité des charges d'espace.

La technique de modélisation et de simulation que nous employons est basée principalement sur la méthode des éléments finis à travers le logiciel Flux 2D/3D commercialisé par la société Cedrat.

Le modèle géométrique employé est basé sur le modèle expérimental. La *Figure 4. 23* représente le modèle géométrique utilisé. Le champ électrique est évalué dans un système de coordonnées bidimensionnel en considérant deux zones dans lesquelles les dimensions des éléments sont différentes (maillages très fins proches de l'espace intra-électrodes et maillage grossier partout ailleurs). Ce choix de maillage nous permet d'augmenter la précision du calcul tout en maintenant un temps d'exécution réduit. Les caractéristiques du maillage utilisé

sont les suivantes : Noeuds : 2609 ; Eléments surfaciques : 1258 ; éléments linéiques : 266. Un pourcentage de 98,09 % d'éléments de bonne qualité a été obtenu. Les propriétés physiques des matériaux sont présentées dans le *Tableau 4. 1*. La *Figure 4. 24* donne un aperçu du maillage pour la géométrie considérée. L'électrode haute tension est à gauche et l'électrode de masse à droite sur le modèle de simulation. Toutes les simulations ont été faites avec une tension de 10 kV et une distance entre les électrodes est de 40 mm. Ce qui correspond à un champ électrique moyen de 2,5 kV/cm.

Tableau 4. 1. Propriétés physiques des matériaux

Matériaux	Paramètres	Valeurs
Air	Permittivité relative	1
	Conductivité (Ωm) ⁻¹	Par défaut (Flux)
Solide diélectrique (Elastomère Silicone)	Permittivité relative	4
	Conductivité (Ωm) ⁻¹	Par défaut (Flux)

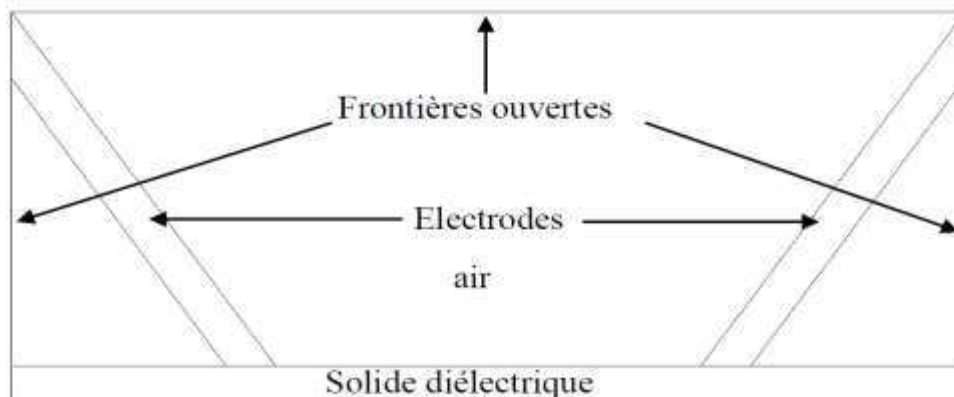


Figure 4. 23. Modèle de simulation du système avec : solide diélectrique - plaque de 90mm, épaisseur 4mm ; électrodes cylindriques - diamètre 4mm, angle intra-électrodes 72°

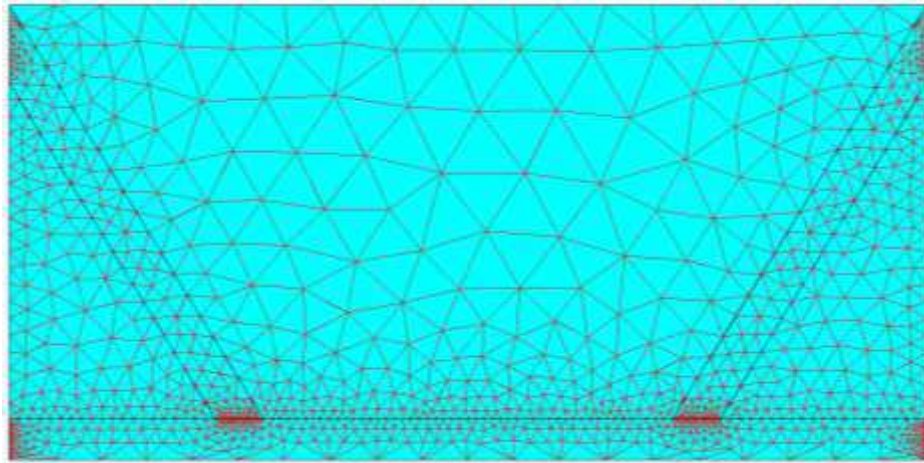


Figure 4. 24. Maillage pour le calcul du champ

6.2. Résultats

6.2.1. Echantillon sec

Les résultats de simulation obtenus avec un échantillon sec en élastomère de silicone sont représentés sur les *Figures 4. 25 à 4. 29*.

Le champ électrique généré par la configuration utilisée est très intense au niveau des électrodes. Il atteint son maximum aux points triples (électrode/solide diélectrique/air) qui vaut 9,43 kV/cm (*Figure 4. 25*). Le champ électrique au centre de la distance entre les électrodes est de 2,80 kV/cm comparé au champ électrique moyen calculé qui est de 2,5 kV/cm. L'observation de la distribution du champ électrique sur la surface du modèle montre une légère dissymétrie du module du champ électrique au niveau des deux points triples (*Figure 4. 27*). Par contre, la composante tangentielle présente une bonne symétrie sur ces deux points (*Figure 4. 28*). La composante normale est nulle au niveau de l'espace inter-électrodes et elle est négative sur l'électrode haute tension et positive sur l'électrode de masse (*Figure 4. 29*)

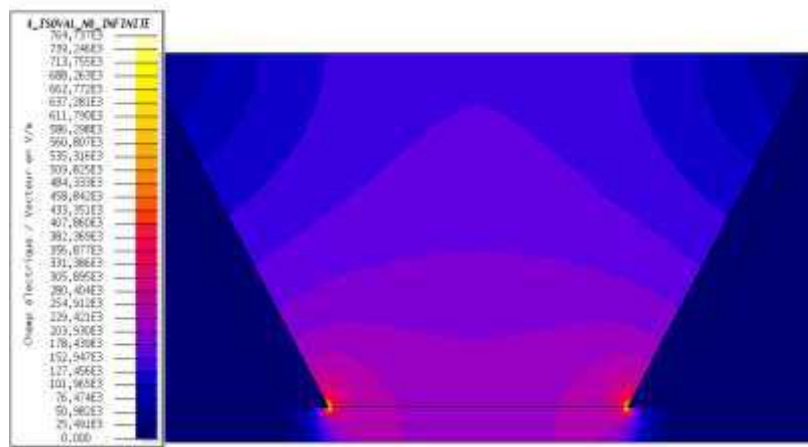


Figure 4. 25. Distribution du champ électrique dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur

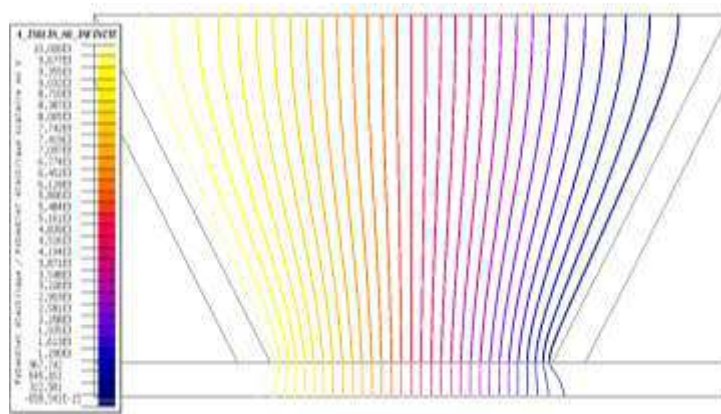


Figure 4. 26. Distribution du potentiel dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur

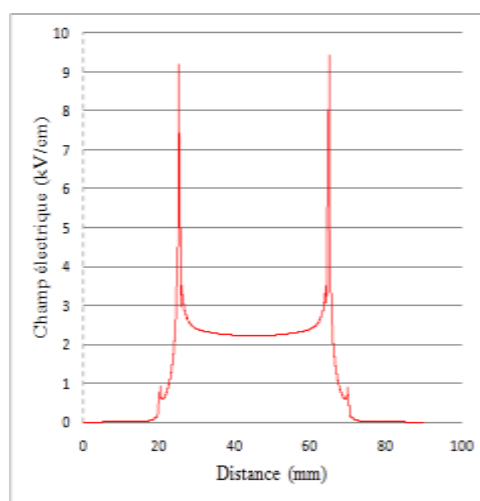


Figure 4. 27. Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm.'

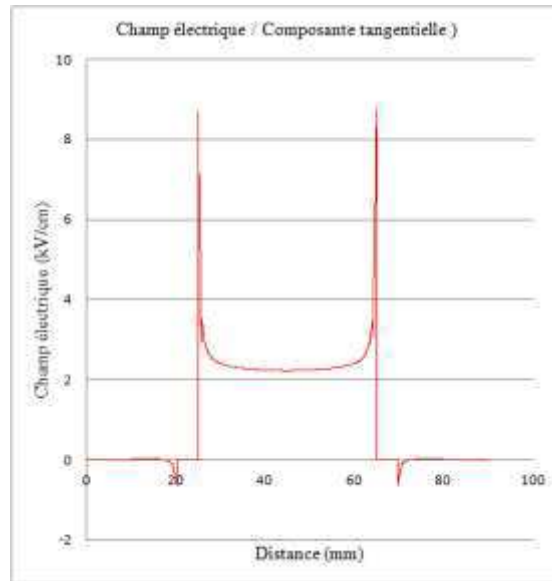


Figure 4. 28. Evolution de la composante tangentielle du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm.'

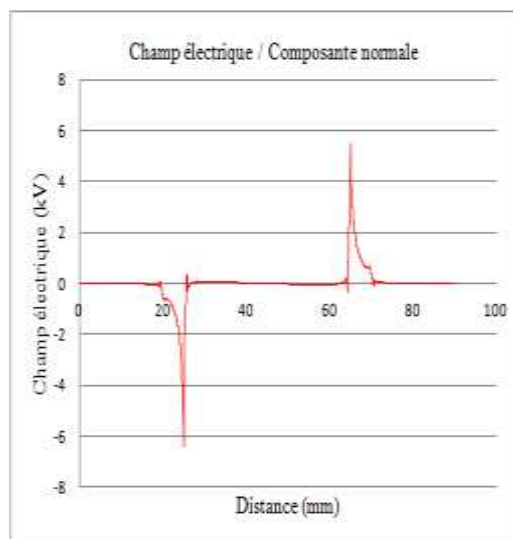


Figure 4. 29. Evolution de la composante normale du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm.'

6.2.2. Influence de la présence de gouttelettes

Les simulations sont faites avec des gouttelettes d'eau hémisphériques avec un angle de contact de 90° . Soient $E_{moy} = \frac{U}{d}$, U étant le potentiel électrique appliqué et d la plus petite distance entre les électrodes et E_{max} le champ électrique dû à la présence de la gouttelette. Le

facteur d'amplification du champ électrique qui est le rapport entre le champ électrique sur les pôles de la gouttelette et le champ électrique moyen appliqué sur le modèle en l'absence de gouttelettes d'eau (E_{max}/E_{moy}) est déterminé.

6.2.2.1. Effet du volume de la gouttelette

L'observation de la distribution du champ électrique à la surface du solide diélectrique montre que la variation de champ électrique est localisée en dehors de la gouttelette et particulièrement dans la couche diélectrique où les lignes sont les plus resserrées (*Figure 4. 30*). Des lignes resserrées signifient que le champ électrique atteint des valeurs élevées. Lorsque les lignes s'écartent, le champ électrique diminue et le potentiel électrique devient moins important (*Figure 4. 31*)

Pour analyser l'effet d'une gouttelette d'eau sur le facteur d'amplification du champ électrique, plusieurs tailles de gouttelettes d'eau dé-ionisée de conductivité $0,055 \mu\text{S}/\text{cm}$ ont été utilisées (de $3,36 \text{ mm}$ de diamètre à $6,28 \text{ mm}$ correspondant à des gouttelettes de $20 \mu\text{l}$ à $100 \mu\text{l}$ de volume). Les *Figure 4. 32* à *4. 37* illustrent les résultats obtenus. On remarque que la présence d'une gouttelette sur la surface du diélectrique solide produit un renforcement local du champ électrique. L'amplification du champ électrique n'est pas la même sur les deux pôles de la gouttelette. Concernant le champ électrique absolu, l'amplification est plus importante du côté gauche de la gouttelette (côté électrode haute tension) par rapport au côté droit (côté électrode reliée à la masse). La *Figure 4. 35* illustre l'intensification de module du champ électrique absolu pour différents volumes de gouttelettes. Le facteur d'amplification croît avec le volume de la gouttelette. Pour ce qui est de la composante tangentielle, la variation de l'intensification du champ électrique est très faible par rapport aux deux cotés de la gouttelette. La *Figure 4. 36* présente la variation de l'amplification de la composante tangentielle du champ électrique pour différents volumes de gouttelettes. Pour cette composante comme pour le champ électrique résultant, le facteur d'amplification augmente lorsque le volume de la gouttelette croît. La présence de la gouttelette affecte également la composante normale du champ électrique (*Figure 4. 34*)

En somme, la présence de la gouttelette d'eau provoque des distorsions considérables sur les lignes équipotentielles et le champ électrique à son voisinage (*Figure 4. 37*). Le champ électrique est considérablement amplifié aux interfaces de la gouttelette d'eau, dans l'air

environnant et sur le solide diélectrique. Comme nous nous y attendions, la gouttelette d'eau étant conductrice, le champ électrique est nul à l'intérieur de la gouttelette.

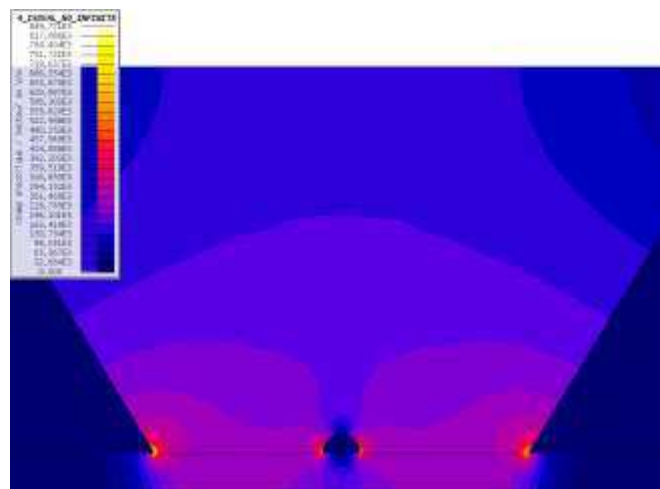


Figure 4. 30. Distribution du champ électrique dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur en présence d'une gouttelette de 3,36 mm de diamètre.

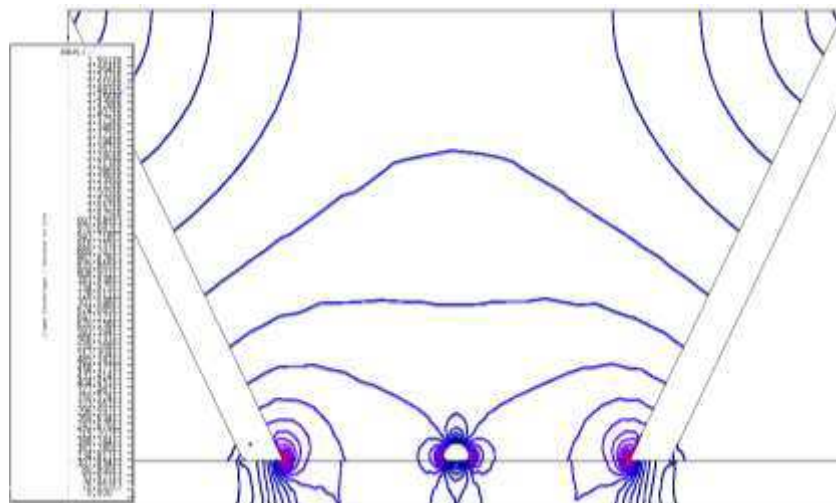


Figure 4. 31. Ligne de champ sur les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur en présence d'une gouttelette de 3,36 mm de diamètre

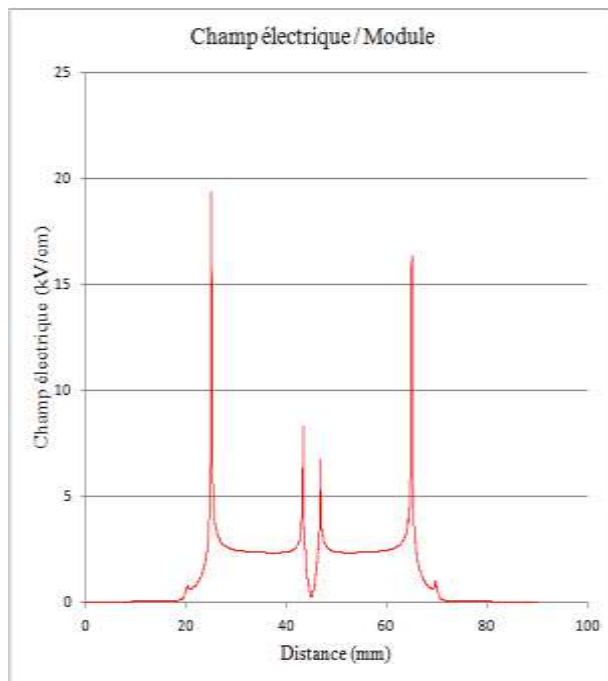


Figure 4. 32. Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une gouttelette d'eau de diamètre 3,36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40 mm.

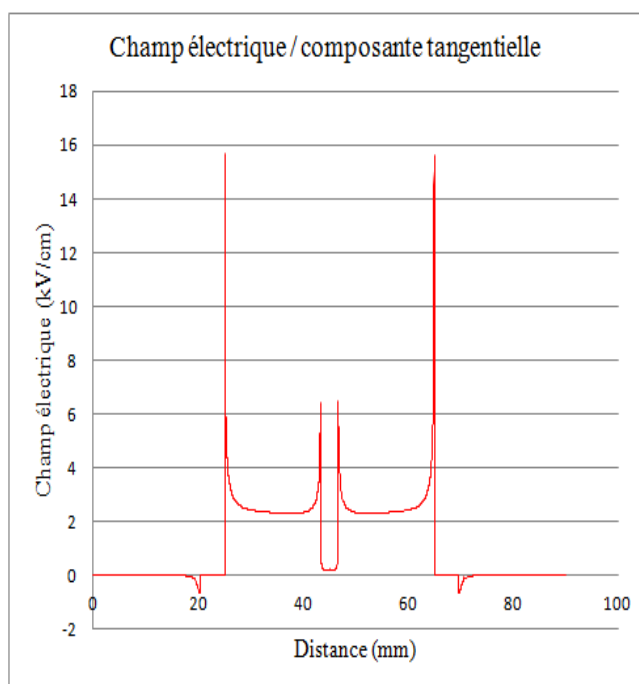


Figure 4. 33. Evolution de la composante tangentielle du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une gouttelette d'eau de diamètre 3,36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40 mm

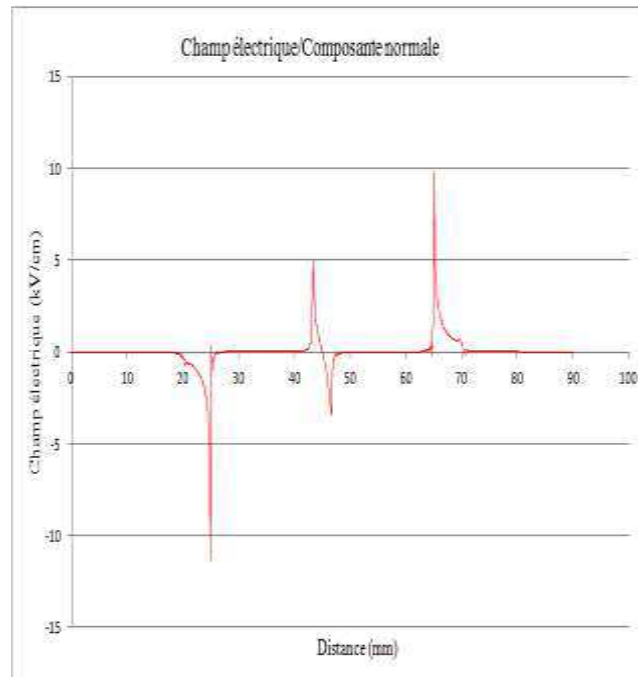


Figure 4. 34. Evolution de la composante normale du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une gouttelette d'eau de diamètre 3,36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40 mm

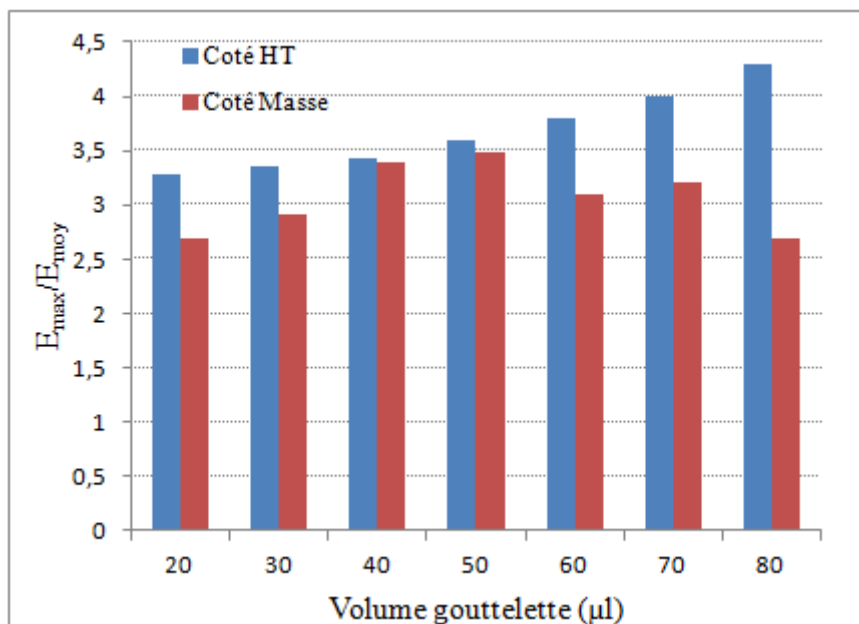


Figure 4. 35. Intensification du module du champ électrique résultant en fonction du volume de la gouttelette

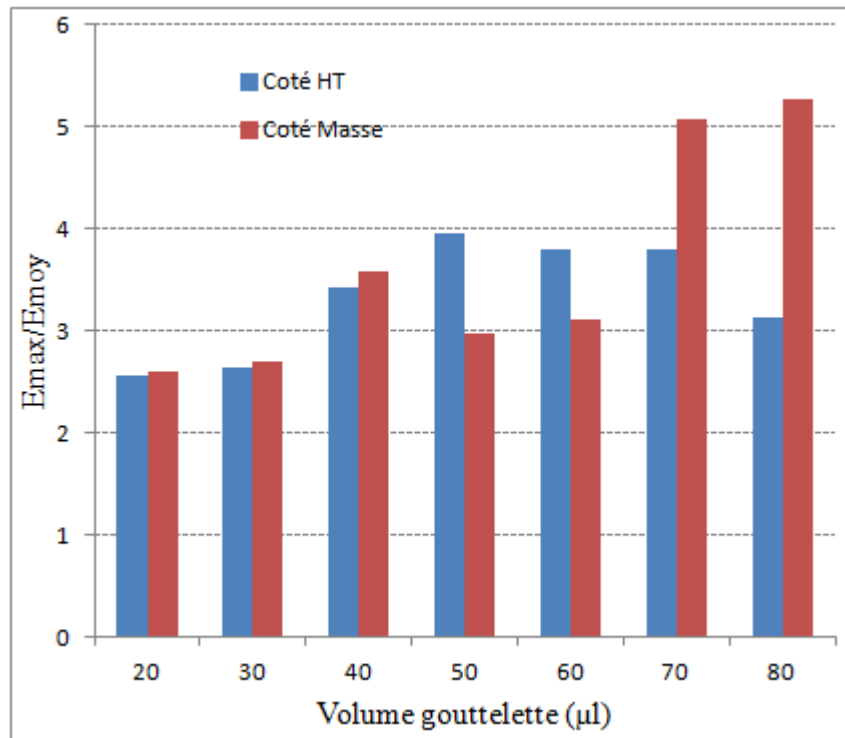


Figure 4. 36. Intensification de la composante tangentielle du champ électrique résultant en fonction du volume de la gouttelette

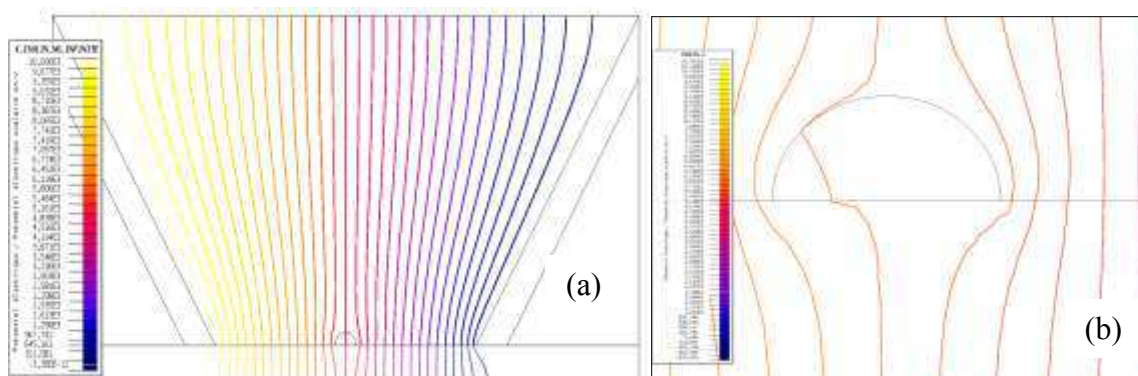


Figure 4. 37. Lignes équipotentiels autour de la gouttelette : (a) vue générale et (b) élargissement sur la gouttelette

6.2.2.2. Effet de la conductivité de la gouttelette

La conductivité des gouttelettes d'eau peut également avoir une influence sur le facteur d'amplification du champ électrique. Nous utilisons une gouttelette d'eau de 3,36 mm de diamètre pour trois valeurs différentes de conductivités (250 $\mu\text{S}/\text{cm}$, 750 $\mu\text{S}/\text{cm}$ et 1000 $\mu\text{S}/\text{cm}$). La Figure 4. 38 représente l'évolution du module du champ électrique absolu pour

trois conductivités de la gouttelette d'eau. Comparé au cas d'une gouttelette de conductivité $0,055 \mu\text{S/cm}$, le facteur d'amplification passe de 3,22 à 3,36 avec une conductivité de $250 \mu\text{S/cm}$. Comme on peut l'observer sur la *Figure 4. 38*, l'augmentation de la conductivité de $250 \mu\text{S/cm}$ à $750 \mu\text{S/cm}$ ou à $1000 \mu\text{S/cm}$ a une faible influence sur l'amplification du champ électrique.

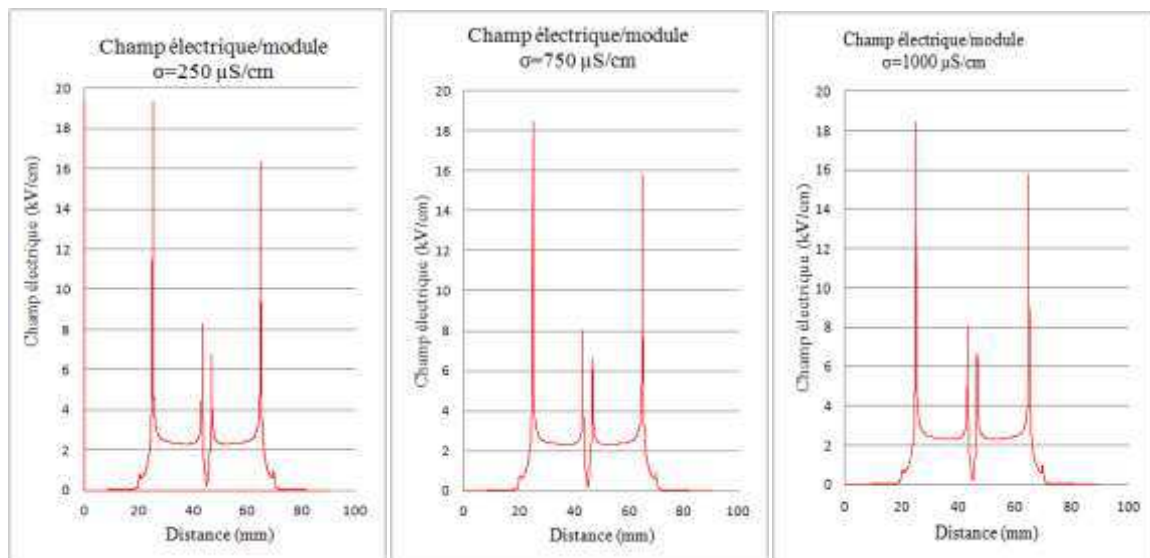


Figure 4. 38. Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une gouttelette d'eau de diamètre 3.36 mm pour différentes conductivités. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm.

6.2.3. Influence d'une paire de gouttelettes

Considérons maintenant une paire de gouttelettes d'eau de même taille déposées sur le solide diélectrique. Les *Figures 4. 39 à 4. 41* illustrent la distribution du champ électrique dans les différentes régions du modèle. Il apparaît clairement que le nombre de gouttelette a une influence sur l'amplification du champ électrique à la surface de l'isolateur. Le champ électrique est fortement amplifié sur les pôles des gouttelettes.

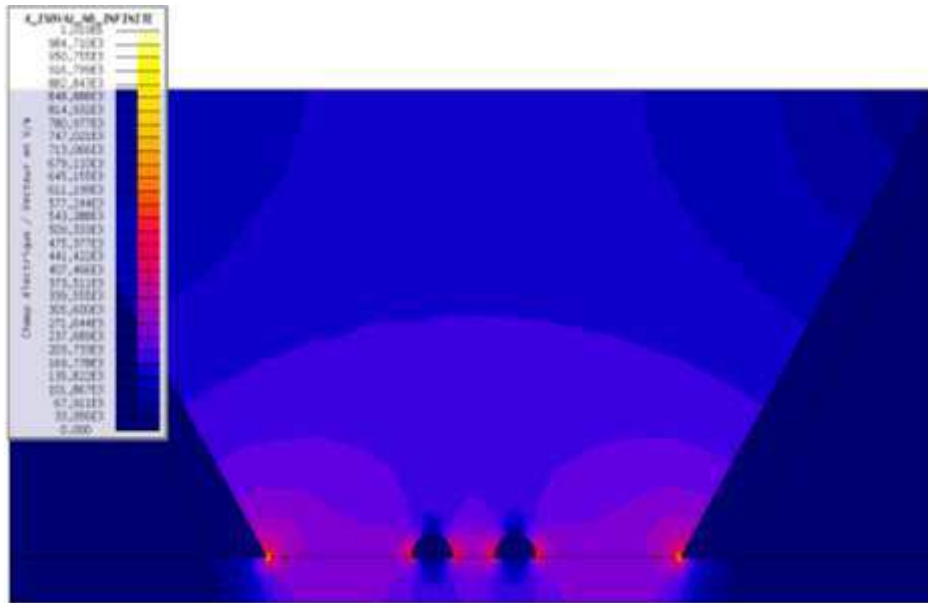


Figure 4. 39. Distribution du champ électrique dans les différentes régions de la géométrie pour un échantillon d'élastomère silicone de 90 mm de longueur et 4 mm d'épaisseur en présence d'une paire de gouttelettes de 3.36 mm de diamètre.

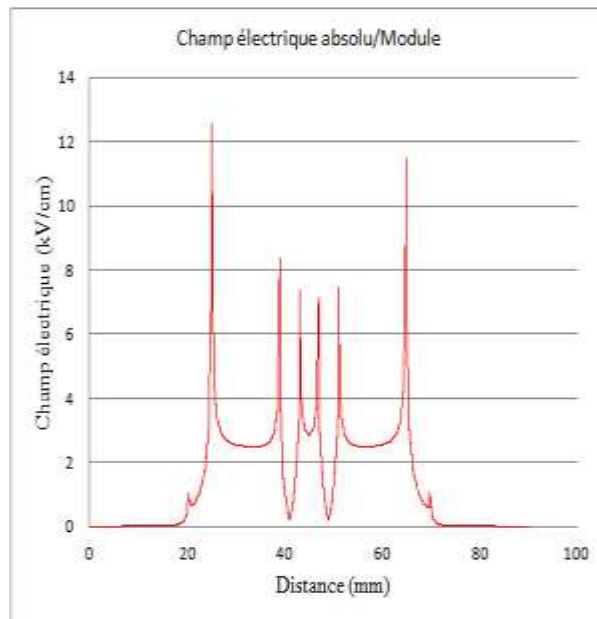


Figure 4. 40. Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une paire de gouttelettes d'eau de diamètre 3.36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40mm

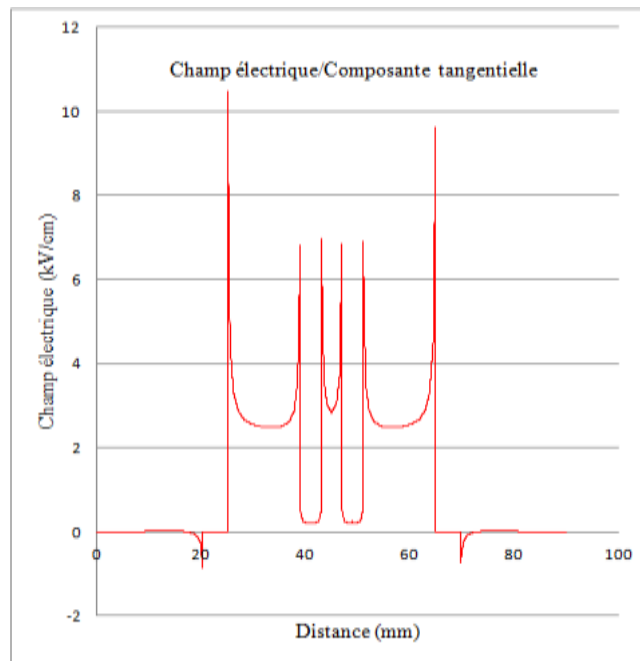


Figure 4. 41. Evolution de l'intensité du champ électrique sur la surface d'un modèle plan d'élastomère silicone en présence d'une paire de gouttelettes d'eau de diamètre 3.36 mm. Tension appliquée 10 kV, distance inter-électrodes 40 mm

6.2.4. Effet de la distance entre deux gouttelettes

L'influence de la distance entre les gouttelettes sur l'amplification du champ électrique est étudiée pour une paire de gouttelettes hémisphériques de 5.4 mm de diamètre. La distance de séparation entre les gouttelettes varie entre 2 et 9 mm. La Figure 4. 42 illustre l'amplification maximale du module du champ électrique absolu. On observe que plus la distance entre les gouttelettes est réduite, plus le facteur d'amplification du champ est élevé. Lorsque la distance entre les gouttelettes est de 2 mm, le facteur d'amplification vaut 4,8 alors que pour une distance de séparation de gouttelette de 9 mm, le facteur d'amplification est réduit à 2,6.

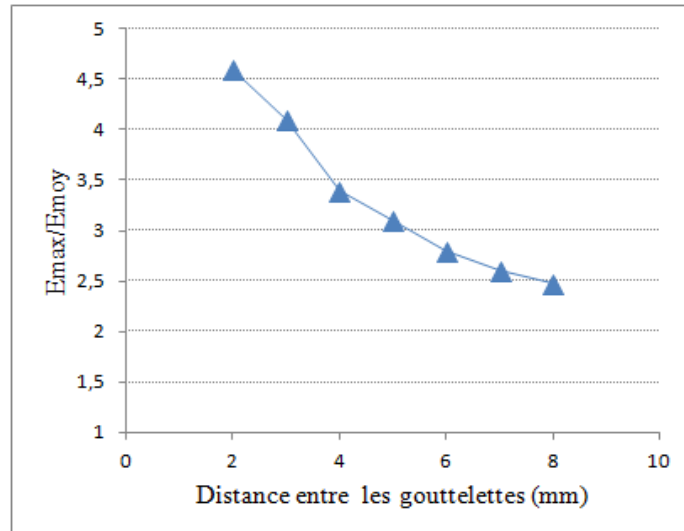


Figure 4. 42. Effet de la distance de séparation des gouttelettes sur le facteur d'amplification du champ électrique.

6.2.5. Limites du modèle

Le modèle développé ne reproduit pas exactement le modèle expérimental utilisé notamment en ce qui concerne la forme arrondie de la surface des électrodes en contact avec le solide diélectrique. Toutefois, il permet d'estimer les valeurs de champs électriques loin des points triples. Les grandeurs qui nous intéressent telles que les contraintes électriques surfaciques se concentrent au voisinage des points triples. Et à ces points singuliers, le modèle n'est pas très explicite [118].

En effet, l'observation de la composante normale du champ électrique à la surface de la gouttelette montre que cette composante est nulle sur toute la surface excepté lorsque l'on se rapproche des points triples où elle atteint un pic de grande amplitude traduisant un effet de d'amplification du champ électrique. Il s'agit alors du phénomène d'effet de bord ou d'effet de pointe qui s'exprime par une brusque intensification du champ au voisinage du point triple. Ce qui fait apparaître des singularités en ces points. Ces singularités se retrouvent sur les différentes grandeurs qui sont liées au champ électrique. La solution de l'équation de Poisson, à laquelle satisfait le potentiel électrique admet une solution dont la dérivée au point triple n'est pas définie, ce qui explique que le champ électrique soit affecté par la singularité et non le potentiel électrique. En arrondissant les bords, on supprime la singularité du domaine de calcul et par la même occasion la singularité du champ électrique [118]. Dans les simulations

numériques, la singularité ne remet pas en cause la validité de la solution numérique loin du point triple.

La divergence du champ électrique au point triple se traduit numériquement par un pic dont la valeur dépend entièrement de la taille des mailles au voisinage du point triple. Plus le maillage est resserré autour du point triple, plus le champ électrique atteint une valeur importante. Le risque du calcul est de surestimer ou de sous-estimer la valeur du champ électrique par des mailles de tailles trop petites ou trop grandes.

7. Etude mathématique de la déformation d'une gouttelette

Nous proposons dans cette partie l'établissement d'un modèle mathématique permettant d'analyser la déstabilisation d'une interface air/liquide. Le modèle proposé décrit spécifiquement l'élongation de la surface d'une gouttelette sous l'effet des différentes contraintes qu'elle subit. Des travaux concernant la modélisation de la déformation d'une gouttelette posée sur une surface solide soumise à un champ électrique ont été réalisés par de nombreux auteurs. Nous présentons, en adaptant les travaux de Moukengue et Beroual [97], un modèle de la déformation d'une gouttelette d'eau sous l'action des pressions hydrostatique, gravitationnelle et électrique au niveau de la ligne triple.

7.1. Description du système

Une gouttelette d'eau de volume constant est posée sur un solide diélectrique sous l'influence d'un champ électrique. On suppose que la gouttelette d'eau est en équilibre au milieu des électrodes et elle forme un angle de contact θ_c avec le solide.

7.1.1. Bilan des forces

Un bilan des forces s'exerçant sur la gouttelette au niveau de la ligne de contact solide/liquide/gaz nous permet d'écrire :

$$\sum \vec{f} = \vec{F}_g + \vec{F}_p + \vec{F}_\eta + \vec{F}_e + \vec{F}_\gamma + \vec{F}_c \quad (4.18)$$

\vec{F}_g est la force due à la gravité; \vec{F}_p la force due à la différence de pression, \vec{F}_η , la force due à la différence de viscosité ; \vec{F}_e , les forces électriques résultant du champ électrique; \vec{F}_γ , les

contraintes interfaciales de couple liquide-air et \vec{F}_c , la force d'adhésion de la gouttelette sur solide.

7.1.1.1. La force de gravité

La gouttelette est soumise à l'effet d'une force gravitationnelle \vec{F}_g , qui a tendance à déformer la gouttelette ou à la trainer sur la surface solide:

$$\vec{F}_g = m\vec{g} \quad (4.19)$$

m et \vec{g} désignent respectivement la masse de la gouttelette d'eau et l'accélération de la gravitationnelle.

Si on considère un système de coordonnées cartésiennes (\vec{x}, \vec{z}) tel que $(\vec{x} \perp \vec{z})$ et \vec{z} est parallèle à la normale \vec{n} à un élément dS_L de la surface de la gouttelette, la force due à la gravitation par unité de surface s'exprime sous la forme :

$$\vec{F}_g = \vec{n} \cdot g \cdot \Delta\rho \cdot z \quad (4.20)$$

$\Delta\rho$ est la différence de densité entre l'eau de la gouttelette et le milieu ambiant, z la hauteur de la gouttelette mesurée à partir de l'origine du référentiel.

7.1.1.2. La force due à la différence de pression

La force par unité de surface F_p , due à la différence de pression entre la gouttelette d'eau p_L (pression interne) et l'air environnant p_A (pression externe) s'exprime sous la forme :

$$\Delta p = p_L - p_A \quad (4.21)$$

La force de pression par unité de surface \vec{F}_p s'écrit

$$\vec{F}_p = \vec{n} \cdot \Delta p \quad (4.22)$$

\vec{n} est un vecteur unitaire perpendiculaire à l'élément de surface considéré dS_L au point triple (solide/liquide/gaz) et orienté de la gouttelette vers le milieu ambiant.

7.1.1.3. Force de contact à l'interface solide-liquide

Pendant l'élongation de la gouttelette, chaque élément de la ligne de contact est sollicité par une force F_c . cette force tend à conserver la gouttelette attachée au solide diélectrique. Elle s'oppose au déplacement de la gouttelette. Dans le cas d'un problème axisymétrique, la ligne triple se situant à une distance r_0 du centre de la surface de contact entre la gouttelette et le solide, la force de contact à l'interface solide-liquide peut s'exprimer par [119] :

$$F_c = 2\pi r_0 \gamma_{SL} \sin \theta_c \quad (4.23)$$

θ_c est l'angle de contact entre le solide et le liquide.

Sous forme vectorielle, la force due à l'adhésion de la gouttelette sur la surface solide par unité de surface peut s'écrire :

$$\vec{F}_c = \vec{n} \cdot (\gamma_{LS}) = \vec{n} \parallel \overline{\Delta\gamma} \parallel \quad (4.24)$$

$$\vec{F}_c = \vec{n} \cdot \gamma_{LS} + \vec{t} \cdot \gamma_{LS} \quad (4.25)$$

où γ_{LS} est la tension interfaciale gouttelette/surface solide.

7.1.1.4. Contrainte locale à l'interface liquide-air

Au niveau d'une interface liquide-air, la force de pression provient de l'écart de pression Δp entre l'amont et l'aval. Cette interface étant déformable, la force de pression s'adapte aux fluctuations de la pression. La force par unité de surface sur un élément différentiel de surface est donnée par :

$$\vec{F}_\gamma = \vec{n} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{n}) \gamma_{LA} \quad (4.26)$$

\vec{n} est un vecteur unitaire normal à l'élément de surface dS_L . \vec{F}_γ est donc perpendiculaire à dS_L et dépend uniquement de la courbure locale de l'interface K .

$$\vec{F}_\gamma = \vec{n} \cdot K \cdot \gamma_{LA} \quad (4.27)$$

avec $K = (\vec{\nabla} \cdot \vec{n})$ et γ_{LA} est la tension inter-faciale liquide/air.

- **Expression de la courbure locale K**

La courbure K définit le profil de la gouttelette d'eau sur une surface solide, selon le système de coordonnées adopté. La forme de la gouttelette résulte des interactions entre la tension inter-faciale et les tensions dues aux différentes forces externes.

Si nous considérons une gouttelette de tension inter-faciale γ_{LA} , qui n'est soumise à aucune influence extérieure, en dehors des forces de pression interne et externe, en tout point de la surface de cette gouttelette, la différence de pression interne et externe Δp doit être équilibrée par la tension inter-faciale γ_{LA} :

$$K \cdot \gamma_{LA} = \Delta p = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \cdot \gamma_{LA} \quad (4. 28)$$

R_1 et R_2 sont les deux principaux rayons de courbure d'un point de l'interface liquide/air.

Si, nous considérons que la gouttelette présente un profil symétrique par rapport à l'axe vertical, l'axe coupe le profil de la gouttelette à un point appelé sommet de la gouttelette. En ce point, la gouttelette présente une courbure b pour laquelle les deux principaux rayons de courbure R_1 et R_2 sont égaux. On peut alors écrire

$$b = \frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_2} = \frac{K}{2} = \frac{\Delta p}{2\gamma_{LA}} \quad (4. 29)$$

7.1.1.5. La force due à la différence de viscosité

La viscosité se manifeste lorsqu'un gradient de vitesse s'établit entre deux fluides. La viscosité peut donc être considérée comme la mesure du frottement du fluide. La tension τ est proportionnelle au gradient de vitesse. La loi de Newton exprimant les forces de viscosité par unité de surface permet d'écrire:

$$F_\eta = -\eta \frac{dv}{dt} \quad (4. 30)$$

où dv/dt est le gradient de la vitesse de déplacement l'élément de surface considéré et η est la viscosité cinématique.

La force due à la viscosité s'oppose au mouvement de l'interface air/liquide. Sous forme vectorielle, elle peut s'écrire :

$$\vec{F}_\eta = \vec{n} \cdot (\tau_A - \tau_L) = \vec{n} \parallel \vec{\tau} \parallel \quad (4.31)$$

$$\vec{\tau} = \vec{n} \cdot \tau_n + \vec{t} \cdot \tau_t \quad (4.32)$$

τ_A et τ_L représentent les forces de viscosité de l'air et du liquide de la gouttelette respectivement ; τ_n et τ_t sont les composantes normale et tangentielle de la force de viscosité.

7.1.1.6. La force électrique à l'interface air-liquide

La force électrique est attribuable non seulement à la présence du champ électrique extérieur appliqué mais aussi aux charges électriques dues aux interactions entre la particule fluide et son environnement.

La force électrique \vec{F}_e exercée sur un élément de surface de la gouttelette d'eau peut être obtenu en intégrant le tenseur de Maxwell autour d'un volume élémentaire de la gouttelette. On suppose, que ce volume élémentaire est entouré de trois surfaces élémentaires dS_L , dS_A et dS_{LA} , caractérisant la surface inter-faciale gouttelette/milieu ambiant. dS_L et dS_A sont perpendiculaires à la normale \vec{n} ; dS_{LA} est parallèle à \vec{n} et perpendiculaire à la tangentielle \vec{t} (Figure 4. 43).

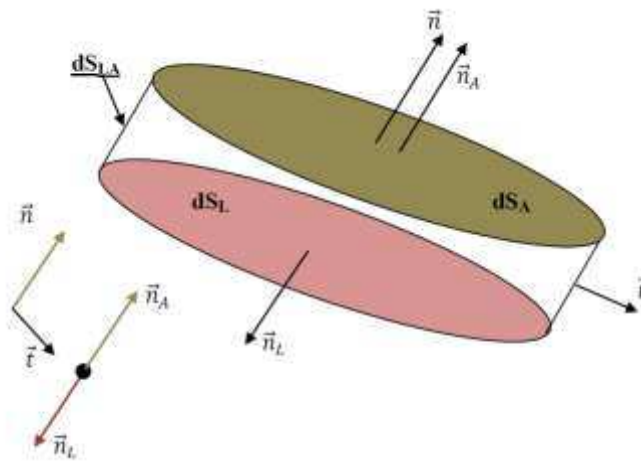


Figure 4. 43. Représentation de l'interface air/liquide

Le tenseur de Maxwell dans un milieu liquide diélectrique, linéaire et homogène où $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ s'exprime sous la forme générale par :

$$T_{jk}^{(i)} = \varepsilon_i \varepsilon_0 [E_j^{(i)} E_k^{(i)} - \frac{1}{2} (E^{(i)})^2 \left(1 - \frac{\rho}{\varepsilon_i} \partial_\rho (\varepsilon_i)_T\right) \delta_{jk}] \quad (4.33)$$

où l'exposant i caractérise le milieu et δ_{jk} est le symbole de Kronecker

En supposant que la permittivité d'un milieu (i) ne varie pas en fonction de sa masse volumique, nous pouvons négliger le terme $\frac{\rho}{\varepsilon_i} \partial_\rho (\varepsilon_i)_T$. Les diverses composantes du tenseur de Maxwell pourront s'écrire sous la forme :

$$T_{jk}^{(i)} = \varepsilon_i \varepsilon_0 [E_j^{(i)} E_k^{(i)} - \frac{1}{2} (E^{(i)})^2 \delta_{jk}] \quad (4.34)$$

Les composantes normale et tangentielle du tenseur de Maxwell agissant sur une interface liquide/gaz s'écrivent respectivement :

$$T_n = T_n \cdot \vec{n} = \frac{1}{2} [\varepsilon_A \varepsilon_0 E_{n2}^2 - \varepsilon_L \varepsilon_0 E_{n1}^2 - (\varepsilon_L \varepsilon_0 - \varepsilon_A \varepsilon_0) E_t^2] \quad (4.35)$$

et

$$T_t = T_t \cdot \vec{t} = (\varepsilon_A \varepsilon_0 E_{n2} - \varepsilon_L \varepsilon_0 E_{n1}) E_t = q E_t \quad (4.36)$$

où E_n et E_t sont les composantes normale et tangentielle du champ électrique à la surface de la gouttelette.

Une expression complète de la force électrique a été donnée par Beroual [85]. Selon Beroual, la force électrique totale qui s'applique en tout point de la surface de la particule, peut s'exprimer par :

$$F_e = T_A + T_L \quad (4.37)$$

où T_A et T_L représentent les tractions électrostatiques respectives correspondant aux champs électriques E_A et E_L sur la gouttelette d'eau et l'air ambiant (*Figure 4. 44*).

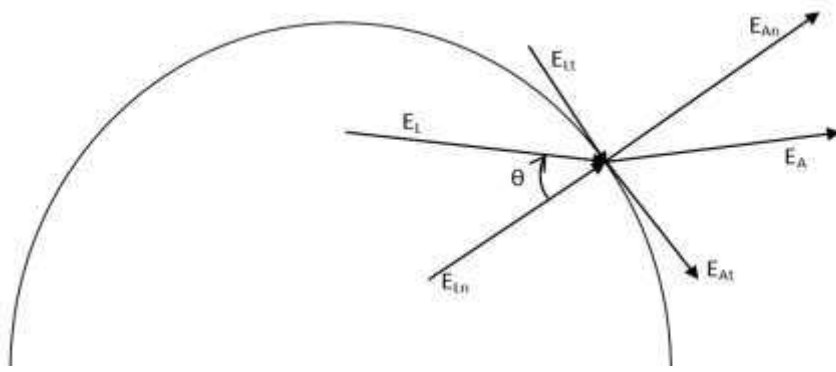


Figure 4. 44. Représentation schématisée d'un élément de surface d'une particule soumise à aux champs électriques interne E_1 et externe E_2 [85].

Les tractions T_A et T_L s'écrivent :

$$T_A = \varepsilon_A (E_A n_A) E_A - \frac{1}{2} \varepsilon_A E_A^2 n_A \quad (4.38)$$

$$T_L = \varepsilon_L (E_L n_L) E_L - \frac{1}{2} \varepsilon_L E_L^2 n_L \quad (4.39)$$

ε_A , ε_L , sont respectivement les permittivités de l'eau de la gouttelette et de l'air entre les électrodes.

Les conditions de frontières relatives au champ électrique (\vec{E}) et au déplacement électrique ($\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$), pour une gouttelette chargée,

$$\|\vec{n} \cdot \vec{E}\| = E_{At} - E_{Lt} = 0 \quad (4.40)$$

$$\|\vec{n} \cdot \varepsilon \vec{E}\| = \varepsilon_A E_{At} - \varepsilon_L E_{Ln} = q \quad (4.41)$$

q est la densité surfacique de charge accumulée par la gouttelette.

Les composantes normale et tangentielle de la force électrostatique s'expriment par [97][85]:

$$T_n = \frac{1}{2} \left[\left(\varepsilon_A E_{An}^2 - \frac{1}{\varepsilon_L} (\varepsilon_A E_{An} - q)^2 \right) - (\varepsilon_A - \varepsilon_L) E_{At}^2 \right] \quad (4.42)$$

et

$$T_t = q E_{At} \quad (4.43)$$

La charge sur la gouttelette peut être variable sous le champ électrique E_A , en fonction des capacités de la gouttelettes d'accumuler ou d'évacuer les charges électriques. L'expression (4. 43) permet de considérer l'influence de la conductivité sur le comportement de q [97].

$$\frac{dq}{dt} + \frac{\sigma_L}{\varepsilon_L} q = \left(\frac{\sigma_L}{\varepsilon_L} - \frac{\sigma_A}{\varepsilon_A} \right) \varepsilon_A E_{An} \quad (4. 44)$$

σ_A et σ_L sont respectivement les conductivités de l'eau de la gouttelette et du milieu entre les deux électrodes.

S'il y a un phénomène d'accumulation ou d'évacuation de charges sur la gouttelette c'est-à-dire que q est variable avec le temps, un courant va circuler de la gouttelette vers l'extérieur ou de l'extérieur vers la gouttelette.

La solution de l'équation différentielle (4. 43) est :

$$q(t) = A e^{-t/\tau_L} + \left(1 - \frac{\sigma_L \varepsilon_A}{\sigma_A \varepsilon_L} \right) \varepsilon_A E_{An} \quad (4. 45)$$

La solution de l'équation différentielle (4. 44) peut finalement se mettre sous la forme :

$$q(t) = q_0 e^{-t/\tau_L} + \left(\varepsilon_A E_{An} - e^{-t/\tau_L} \right) \left(1 - \frac{\sigma_L \varepsilon_A}{\sigma_A \varepsilon_L} \right) \quad (4. 46)$$

avec $q(t = 0) = q_0$, $\tau_L = \frac{\varepsilon_L}{\sigma_L}$, $A = q_0 - \left(1 - \frac{\sigma_L \varepsilon_A}{\sigma_A \varepsilon_L} \right) \varepsilon_A E_{An}$

Si on néglige le régime transitoire, caractérisé par l'accumulation ou l'évacuation des charges devant le régime établi, l'équation (4. 45) devient :

$$q(t) = \left(1 - \frac{\sigma_L \varepsilon_A}{\sigma_A \varepsilon_L} \right) \varepsilon_A E_{An} \quad (4. 47)$$

La densité surfacique de charges q est alors indépendante du temps. De même, l'équation (4. 47) peut alors être également obtenue directement à partir de l'équation (4. 44) en posant :

$$\frac{dq}{dt} = 0 \quad (4. 48)$$

Les équations (4. 41) et (4. 42) deviennent respectivement :

$$T_n = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\sigma_A^2 \varepsilon_L}{\sigma_L^2 \varepsilon_A} \right) \varepsilon_A E_{An}^2 - (\varepsilon_A - \varepsilon_L) E_{At}^2 \right] \quad (4.49)$$

$$T_t = \left(1 - \frac{\sigma_A \varepsilon_L}{\sigma_L \varepsilon_A} \right) \varepsilon_A E_{An} E_{At} \quad (4.50)$$

Les équations (4.48) et (4.49) peuvent aussi se mettre sous la forme :

$$T_n = K_1 \cos^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta \quad (4.51)$$

$$T_t = K_3 \sin \theta \cos \theta \quad (4.52)$$

avec $K_1 = \frac{\varepsilon_A E_A^2}{2} \left(1 - \frac{\sigma_A^2 \varepsilon_L}{\sigma_L^2 \varepsilon_A} \right)$, $K_2 = \frac{\varepsilon_A E_A^2}{2} \left(\frac{\varepsilon_L}{\varepsilon_A} - 1 \right)$, $K_3 = \varepsilon_A E_A^2 \left(1 - \frac{\sigma_A \varepsilon_L}{\sigma_L \varepsilon_A} \right)$

7.2. Déformation de la surface d'une gouttelette d'eau.

La déformation d'une gouttelette d'eau posée sur une surface plane sous contraintes externes peut être déterminée par le déplacement :

- de la ligne de contact L_{LS} entre la gouttelette d'eau et la surface solide et
- de l'interface S_{LA} entre la gouttelette et l'air atmosphérique.

7.2.1. Equation d'équilibre de l'interface de contact L_{LS}

L'équilibre mécanique de l'interface de contact est atteint lorsque la tension de surface compense la discontinuité des contraintes hydrodynamique et électrique. Si la gouttelette est à l'arrêt, la condition d'équilibre s'écrit :

$$-\vec{n}(\vec{\nabla} \cdot \vec{n})\gamma_{LA} + \sum f_{SL} = \vec{0} \quad (4.53)$$

où $\sum f_{SL}$ est la somme des forces extérieures par unité de surface qui s'exercent à l'interface de contact air/liquide.

L'équation d'équilibre de la ligne de contact peut s'écrire sous la forme :

$$-\vec{n} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{n})\gamma_{LA} + \vec{n} \cdot \Delta\gamma_{SLn} + \vec{n} \cdot \Delta p + \vec{n} \cdot \tau_n + \vec{n} \cdot T_n + \vec{n} \cdot g \cdot \Delta\rho \cdot z = \vec{0} \quad (4.54)$$

$$\vec{t} \cdot \tau_t + \vec{t} \cdot \Delta\gamma_{SLt} + \vec{t} \cdot T_t = \vec{0} \quad (4.55)$$

L'équation (4. 53) permet de matérialiser le profil de la gouttelette. Elle s'écrit en module :

$$(\vec{V} \cdot \vec{n})\gamma_{LA} = \Delta\gamma_{SLn} + \Delta p + \tau_n + T_n + g \cdot \Delta\rho \cdot z \quad (4. 56)$$

En substituant (6. 4), (6. 8) et (6. 35) dans (4. 54), on obtient l'équation principale :

$$\gamma_{LA} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \Delta p + 2\pi r_0 \gamma_{SL} \sin \theta + \tau_n + K_1 \cos^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta + (\Delta\rho)gz \quad (4. 57)$$

Afin d'obtenir un système d'équations différentielles facilement solvable, les rayons R_1 et R_2 doivent être écrits sous forme différentielle.

Définissons un point $M(x,y)$ quelconque à la surface de la gouttelette, pour une interface axisymétrique, le rayon de courbure principal R_1 est lié à un abscisse curviligne s et à l'angle d'inclinaison de l'interface par rapport à l'horizontale ϕ par :

$$\frac{1}{R_1} = \frac{d\phi}{ds} \quad (4. 58)$$

ds est un élément de l'abscisse curviligne s et s'exprime par :

$$ds = \sqrt{dx^2 + dz^2} \quad (4. 59)$$

Le deuxième rayon principal R_2 peut être obtenu par :

$$\frac{1}{R_2} = \frac{\sin \phi}{x} \quad (4. 60)$$

avec x l'abscisse au point M . le système de coordonnées utilisées est présenté à la *Figure 4. 45*.

En substituant (4. 57) et (4. 59) dans (4. 56), on a l'équation différentielle principale :

$$\frac{d\phi}{ds} + \frac{\sin \phi}{x} = \frac{\Delta p}{\gamma_{LA}} + \frac{2\pi r_0 \gamma_{SL} \sin \theta}{\gamma_{LA}} + \frac{\tau_n}{\gamma_{LA}} + \frac{1}{\gamma_{LA}} (K_1 \cos^2 \theta - K_2 \sin^2 \theta) + \frac{(\Delta\rho)gz}{\gamma_{LA}} \quad (4. 61)$$

La forme de la gouttelette sur la surface plane est obtenue à partir du système de trois équations différentielles ci-dessous

$$\frac{d\phi}{ds} = \frac{\Delta p}{\gamma_{LA}} + \frac{2\pi r_0 \gamma_{SL} \sin \theta}{\gamma_{LA}} + \frac{\tau_n}{\gamma_{LA}} + \frac{1}{\gamma_{LA}} (K_1 \cos^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta) + \frac{(\Delta\rho)gz}{\gamma_{LA}} - \frac{\sin \phi}{x} \quad (4. 62)$$

$$\frac{dx}{ds} = \cos \phi \quad (4.63)$$

$$\frac{dz}{ds} = \sin \phi \quad (4.64)$$

ϕ est l'angle d'inclinaison de l'interface air/liquide par rapport à l'horizontale et s est une longueur de l'arc.

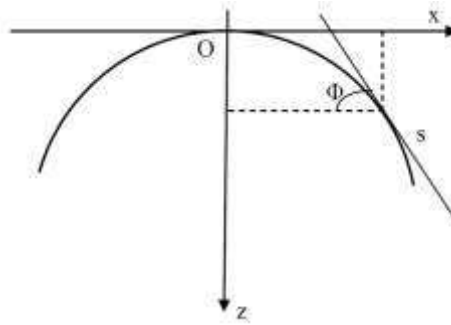


Figure 4. 45. Système de coordonnées utilisé pour le profil d'une gouttelette.

7.2.2. Résolution du système d'équations différentielles

Le calcul est basé sur l'intégration approchée des équations (4. 62) - (4. 64). La méthode numérique d'intégration utilisée est la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. Un code de calcul approprié a été développé sous Matlab.

- **Conditions initiales**

Les équations différentielles établies ci-dessus permettent une description du profil d'une gouttelette d'eau sous l'influence des différentes contraintes appliquées. A ces équations différentielles sont associées des conditions initiales. Elles sont définies comme suit :

$$\phi(0) = x(0) = z(0) = 0 \text{ pour } s = 0$$

Le problème peut être reformulé avec les grandeurs adimensionnelles suivantes :

- $B_0 = \frac{(\Delta\rho)g}{\gamma_{LA}b^2} = \frac{(\Delta\rho)gR^2}{\gamma_{LA}}$, qui est le nombre de Bond ; il matérialise l'influence de la gravité sur la tension de surface.
- $W_e = 2 \frac{\epsilon_A E^2}{\gamma_{LA}}$ qui est le nombre de Weber ; il exprime du champ électrique appliqué sur la tension de surface.

- $\chi_0 = \frac{(\Delta p)R}{\gamma_{LA}}$, qui exprime l'influence de la pression sur la tension de surface.
- $S = b \cdot s$; $X = b \cdot x$; $Z = b \cdot z$;

7.2.3. Résultats

Nous étudions l'effet du champ sur la morphologie d'une gouttelette d'eau suivant l'angle de contact au niveau de la ligne triple (au point d'intersection des trois phases). La *Figure 4. 46* présente différents profils d'une gouttelette de 2 mm de rayon en fonction de l'angle de contact. Les résultats montrent que la gouttelette passe progressivement d'une forme sphérique à une forme ellipsoïdale lorsque l'angle de contact diminue. En effet, lorsqu'on diminue l'angle de contact, l'interface liquide/air se déforme et sa courbure diminue jusqu'à atteindre un niveau assurant l'équilibre entre les contraintes interfaciales et la pression électrique imposée. A ce stade d'équilibre, la hauteur de l'interface ne varie plus et la gouttelette adopte une forme plus large au niveau de la surface de contact avec le solide. La non variation du volume de la gouttelette est un facteur déterminant dans l'obtention de ces formes. En effet, cette contrainte, combinée au non-glissement de la gouttelette empêche la hauteur de la gouttelette de décroître indéfiniment. Ce qui conduit la gouttelette à adapter sa morphologie uniquement à travers la variation de sa courbure. Un résultat important concerne la variation de la distance centre de la surface de contact entre la gouttelette et le solide au point triple r_0 . Les résultats montrent que lorsque l'angle de contact diminue de 150° à 90° , la distance r_0 augmente de 0,126 à 0,186 et pour des valeurs de l'angle de contact inférieures à 90° , la distance r_0 diminue.

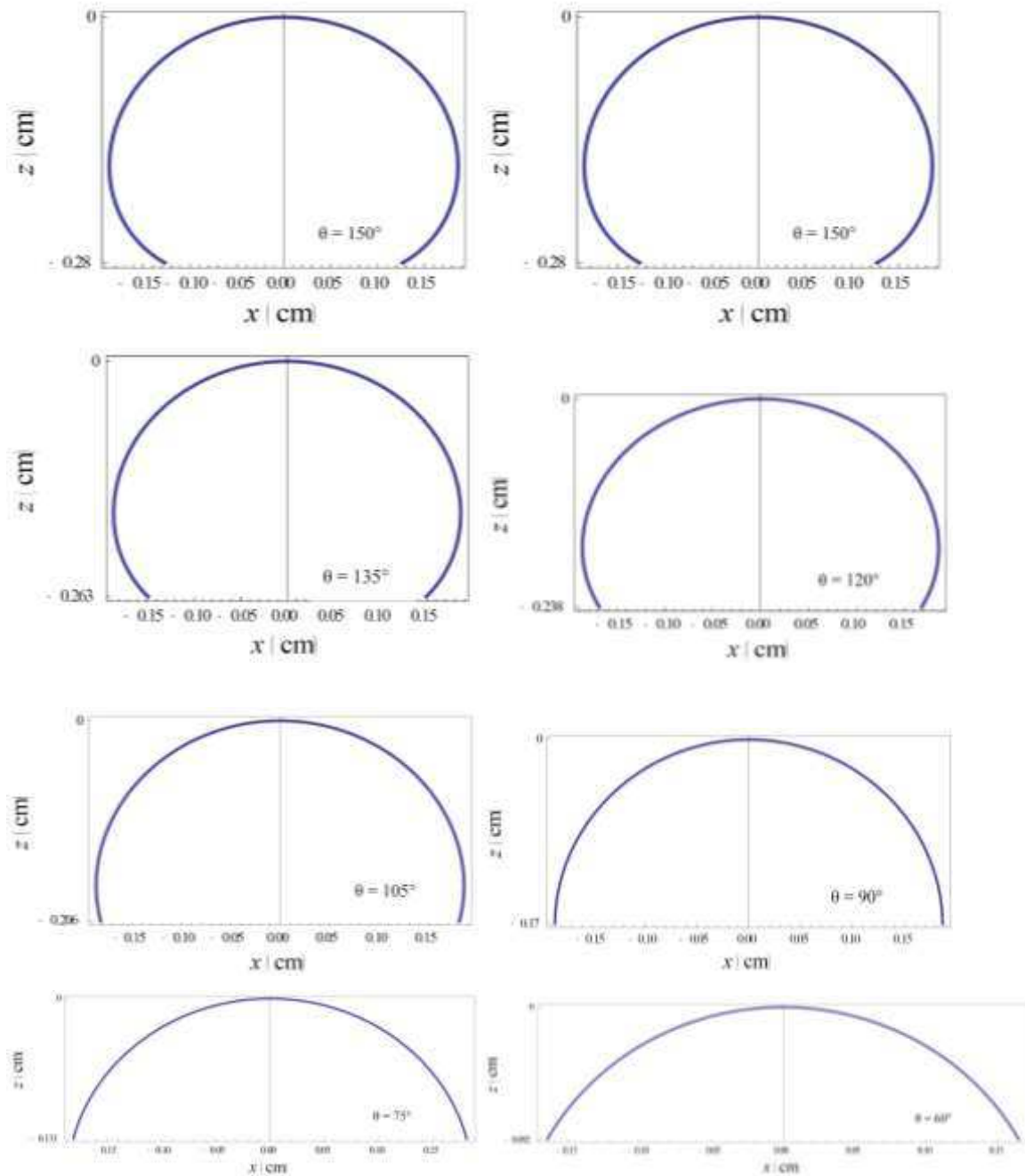


Figure 4. 46. Profils d'une gouttelette d'eau de 2 mm de rayon en fonction de l'angle de contact $B_0 = 2$ et $W_e = 1$.

8. Conclusion

Cette étude nous a permis de quantifier expérimentalement et numériquement la dynamique d'une gouttelette d'eau posée sur une surface isolante hydrophobe. À la lumière des résultats des essais réalisés sur un modèle d'isolateur plan en élastomère silicone sec ou en présence

des gouttelettes d'eau et soumis à un champ électrique continu, les conclusions suivantes peuvent être faites.

Globalement, Les résultats expérimentaux obtenus montrent que la présence de gouttelettes d'eau peut décider de la fiabilité du système d'isolation des réseaux de transmission d'énergie. En effet, dès que le champ électrique appliqué atteint ou dépasse un certain seuil, les gouttelettes d'eau présentent plusieurs réactions par rapport au champ électrique appliqué.

Sur la déformation des gouttelettes d'eau, le champ électrique appliqué provoque des distorsions et des mouvements de la gouttelette. L'augmentation du champ électrique conduit également à l'augmentation des déformations de la gouttelette. Les forces électrodynamiques ont pour effet l'allongement de la gouttelette dans la direction des lignes de champ. De nombreux paramètres influencent la déformation de la gouttelette tels que le volume, la position dans l'espace inter-électrodes et le potentiel électrique appliqué. La conductivité a une faible influence sur la déformation de la gouttelette. Le champ électrique d'initiation de la déformation est plus élevé pour les gouttelettes de petites tailles comparé à celui des gouttelettes de tailles plus grandes. Une paire de gouttelettes a un comportement similaire à celui d'une seule gouttelette. La distance entre les gouttelettes influence fortement leur dynamique.

Les déformations des gouttelettes d'eau sous l'action du champ électrique sont accompagnées d'une intense activité des décharges électriques. Le seuil d'apparition de la première impulsion a été étudié. Pour les gouttelettes de faible volume, le seuil d'apparition du premier pic de courant est très proche du seuil de déformation. Pour les gouttelettes de volume plus grand, le premier pic de courant intervient après la déformation. L'initiation de la première impulsion est fonction du volume mais aussi de la position des gouttelettes par rapport à l'espace inter-électrodes. Le seuil d'initiation décroît lorsque le volume des gouttelettes augmente.

La tenue diélectrique de la surface a été investiguée par la détermination de la tension de contournement. Les décharges électriques peuvent induire la formation de bandes sèches et conduire au contournement du diélectrique. La présence des gouttelettes induit une diminution de la tension de contournement par rapport à un diélectrique sec et propre. La tension de contournement diminue avec l'augmentation du volume de gouttelettes et de leur

conductivité. Elle est également fortement influencée par la position des gouttelettes par rapport aux électrodes.

Le modèle numérique développé a permis d'analyser la répartition le champ électrique. Les résultats concernant aussi bien le modèle sec que le modèle avec les gouttelettes ont montré des régions sur la surface de l'isolateur où la contrainte électrique est très importante notamment au niveau des électrodes. Ceci permet d'obtenir des informations utiles sur l'échauffement de la surface qui peuvent être utilisées pour la prédiction de la formation des bandes sèches sur la ligne de fuite. Les résultats démontrent également une intensification du champ électrique due à la présence des gouttelettes d'eau notamment aux points de jonction des différentes phases (gouttelette d'eau, air et solide diélectrique) où le champ est maximal. Le champ électrique peut atteindre trois fois la valeur du champ électrique moyen appliqué. Des facteurs tels que le volume des gouttelettes, leur nombre et la distance de séparation entre les gouttelettes ont une incidence notable sur l'amplification du champ électrique à la surface de l'isolateur. Par contre, la conductivité des gouttelettes d'eau ne présente pas d'influence significative sur l'amplification du champ électrique.

La deuxième partie, relative à la caractérisation des déformations inter-faciales sur le point de vue mathématique a permis d'étudier la dynamique d'une gouttelette d'eau au niveau de la ligne triple solide/liquide/air. Un modèle axisymétrique destiné à décrire la déformation d'une gouttelette d'eau posée sur une surface solide diélectrique à été mis en place. Ce modèle a été numériquement résolu et a permis de comprendre l'influence du champ électrique sur la dynamique de la gouttelette ainsi que l'effet de l'angle de contact sur le profil de la gouttelette. Nous avons retrouvé les comportements observés dans la partie expérimentale.

Chapitre 5

Etude de la coalescence des gouttelettes d'eau

1. Introduction

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre précédent, la déformation d'une gouttelette d'eau est liée à l'interaction entre les contraintes hydrodynamiques et électriques qu'elle subit. En réalité, plusieurs gouttelettes d'eau sont toujours présentes sur la surface des isolateurs. La dynamique d'une gouttelette d'eau est alors non seulement dictée par les contraintes qu'elle subit mais aussi par les forces liées à la présence des gouttelettes voisines. Lorsque plusieurs gouttelettes d'eau sont présentes sur la surface de l'isolateur sous l'influence d'un champ électrique, la force électrique ressentie par l'une d'elle se superpose à celle ressentie par les autres et vice versa. Ce qui crée une force d'interaction électrique qui peut être attractive ou répulsive selon la distance et la position de chacune des gouttelettes. Lorsqu'elle est attractive, la force électrique mutuelle peut conduire à la coalescence des gouttelettes d'eau voisines.

La coalescence de gouttelettes d'eau peut être considérée comme une étape clé dans le processus de contournement des isolateurs des réseaux de transmission de l'énergie électrique. Le phénomène de coalescence implique l'interaction de plusieurs forces. Un rôle fondamental a été reconnu : (1) aux forces électrochimiques aux surfaces du liquide, (2) à la résistance hydrodynamique opposée au drainage du film d'air entre les interfaces pour permettre le contact moléculaire, (3) à la résistance viscoélastique des interfaces fluides au réarrangement et (4) aux effets des champs appliqués qui agissent sur les deux gouttelettes pour les fusionner [120].

Bien que de nombreux travaux tant expérimentaux que théoriques [101][121][122][123][124] aient été consacrés au phénomène de la coalescence de gouttelettes, il n'est toujours pas totalement compris notamment pour le cas de gouttelettes posées sur des surfaces solides. La maîtrise de la phénoménologie de la coalescence de gouttelettes dans les systèmes d'isolation haute tension est indispensable pour la fiabilité des réseaux électriques sous diverses conditions environnementales.

Le présent chapitre est divisé en deux parties. Dans la première partie, sont présentés les résultats des différents essais réalisés en vue de la compréhension du phénomène de la coalescence des gouttelettes d'eau. La deuxième partie est consacrée à la mise en place d'un modèle mathématique en vue de la simulation de ce phénomène.

2. Etude expérimentale

Pour étudier le phénomène de la coalescence de deux gouttelettes présentes sur la surface de substrat hydrophobe sous l'influence du champ électrique, nous avons effectué plusieurs séries d'essais. Pour cela, six configurations différentes de gouttelettes d'eau suivant leur position, leur volume, leur conductivité et leur nombre ont été étudiées. Les différentes configurations sont présentées par la *Figure 5. 1*.

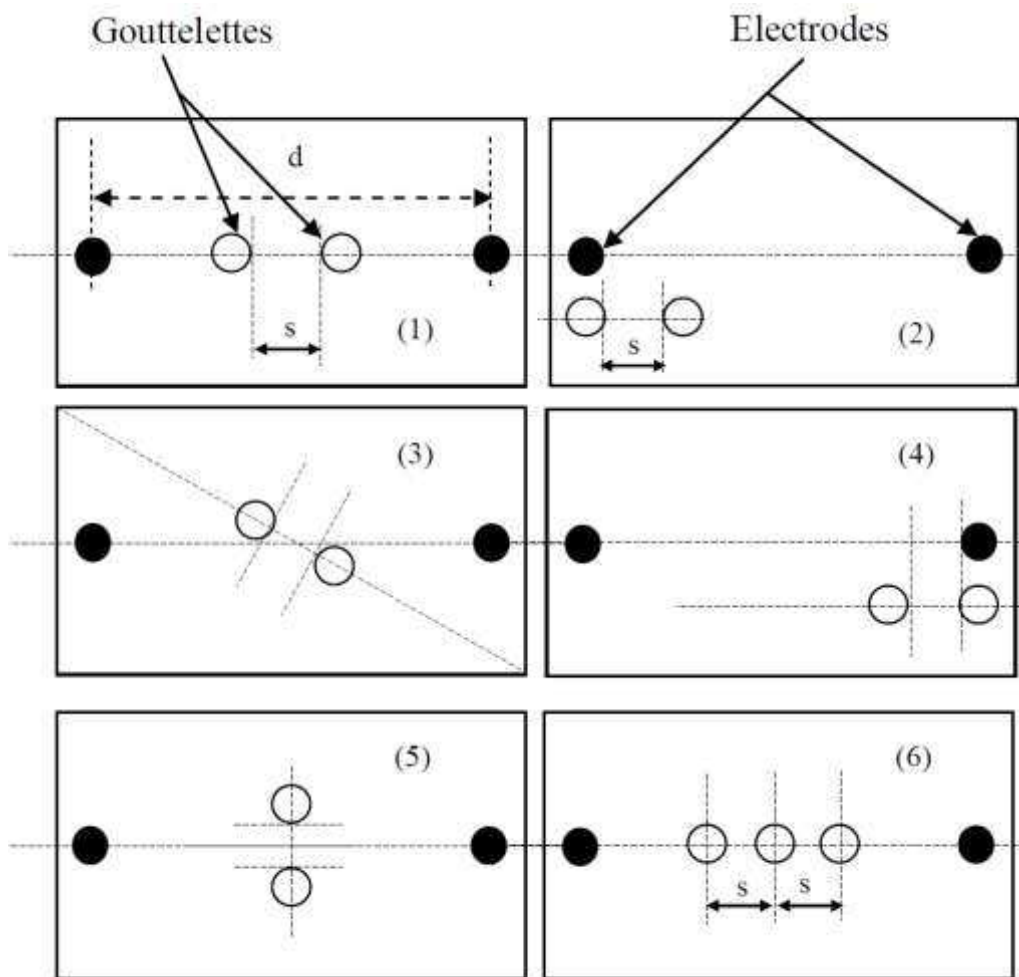


Figure 5. 1. Représentation schématique des différentes configurations des gouttelettes d'eau par rapport aux électrodes. s est la distance de séparation entre les deux gouttelettes variant de une à deux fois le diamètre des gouttelettes.

Le système expérimental est celui décrit à la *Figure 3. 1*. Des séquences de vingt essais sont réalisées pour les configurations de gouttelettes suivantes :

1. les deux gouttelettes sont alignées sur l'axe reliant les électrodes et positionnées à équidistance par rapport au milieu de l'intervalle inter-électrodes.
2. les deux gouttelettes sont situées du côté de l'électrode haute tension, la distance entre l'électrode et la gouttelette est égale au diamètre de la gouttelette.
3. le point d'intersection entre l'axe des gouttelettes et celui des électrodes est le centre de la distance inter-électrodes ; l'angle entre ces deux axes est de 45° .
4. deux gouttelettes situées côté électrode de masse ; la distance entre l'électrode et la gouttelette est égale au diamètre de la gouttelette.
5. l'axe reliant les centres des gouttelettes et l'axe reliant les électrodes sont perpendiculaires.
6. trois gouttelettes alignées avec le champ électrique.

2.1. Probabilité de coalescence d'une paire de gouttelettes

Dans l'étude du processus de coalescence, il est important d'évaluer la probabilité que deux gouttelettes coalescent. Cette probabilité de coalescence est prise en compte par l'intermédiaire de tests basés sur la fréquence de coalescence. La *Figure 5. 2* présente le taux de coalescence de deux gouttelettes de taille identique en fonction du volume de gouttelettes pour différentes configurations. Le taux de coalescence dans la présente étude est le nombre de coalescence totale observée par rapport au nombre d'essais conduit. Plusieurs travaux ont montré que la coalescence de particules est un phénomène aléatoire [16][126]. Nous remarquons que le processus de coalescence d'une paire de gouttelettes déposée sur une surface en élastomère silicone dépend fortement de la position des gouttelettes sur celle-ci. Les positions privilégiées sont celles où les gouttelettes sont en dehors de l'axe des électrodes mais proches des électrodes et le cas où l'axe des gouttelettes fait un angle de 45° avec l'axe reliant les électrodes. Le cas le plus défavorable étant celui où l'axe des gouttelettes est perpendiculaire à l'axe des électrodes pour lequel nous n'avons observé aucune coalescence pour vingt essais. Les résultats montrent également que le taux de coalescence augmente avec le volume des gouttelettes.

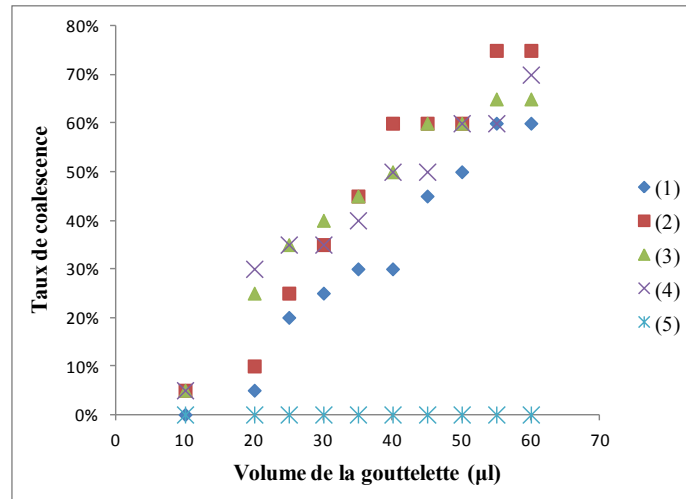


Figure 5. 2. Probabilité de coalescence de deux gouttelettes d'eau de taille identique en fonction du volume pour les configurations (1) à (5). La distance de séparation entre les gouttelettes est de 3 mm pour une distance inter-électrodes de 30 mm.

2.2. Coalescence d'une paire de gouttelettes

Plusieurs séries d'images ont été enregistrées par l'intermédiaire de la caméra CCD. Ces images nous ont permis de suivre la dynamique des gouttelettes. Pour ce qui est de la coalescence d'une paire de gouttelettes, nous avons spécifiquement étudié les configurations de gouttelettes (1) et (3) de la Figure 5. 1. Les Figures 5.3 et 5.4 présentent respectivement des séquences typiques de déformation suivie de la coalescence d'une paire de gouttelette alignée avec le champ électrique et d'une paire de gouttelette dont l'axe est incliné d'un angle approximatif de 45° par rapport à la direction du champ électrique. La coalescence de gouttelettes est un processus dynamique. Les gouttelettes d'eau se déforment avec le champ électrique appliqué avant de fusionner en une seule gouttelette sous l'effet des forces d'attraction coulombiennes. Ces forces attractives entre les gouttelettes réduisent suffisamment le film d'air qui finit par être complètement évacué par la formation d'un pont liquide entre les pôles de gouttelettes. Le rayon du pont liquide croît avec le temps. La probabilité de coalescence est alors déterminée par l'épaisseur du film d'air qui sépare les gouttelettes. Les résultats expérimentaux montrent bien que la gouttelette formée après la coalescence a la forme d'un ellipsoïde allongé.

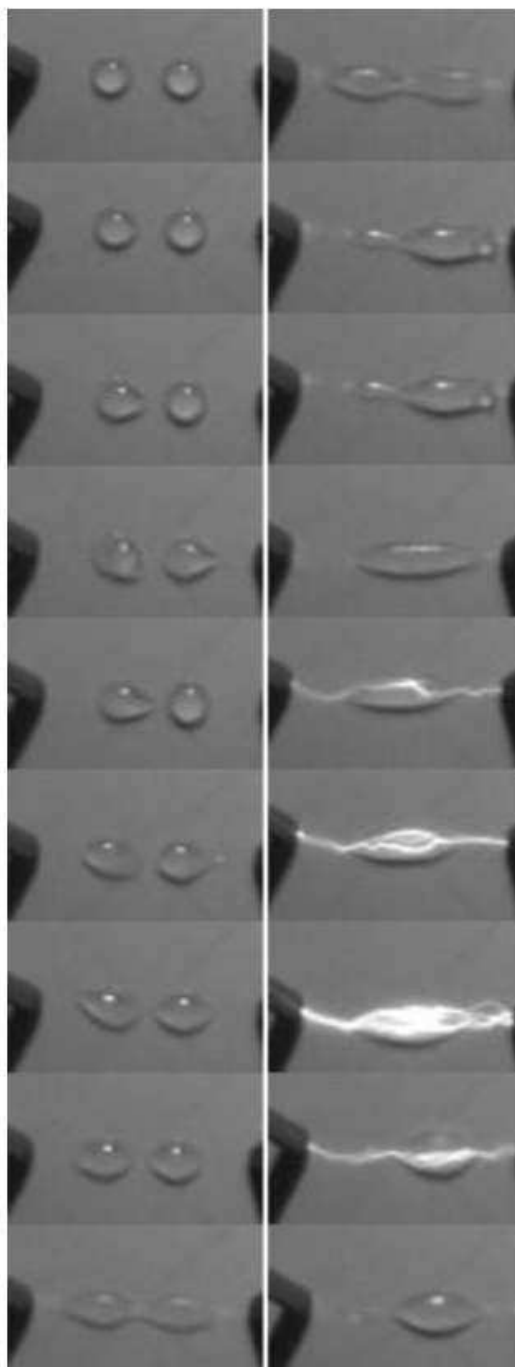


Figure 5. 3. Photographies d'une séquence de coalescence d'une paire de gouttelettes de 25 μ l de volume alignée avec le champ électrique. La distance de séparation entre les gouttelettes est de 4 mm et la distance inter-électrodes est de 30 mm.

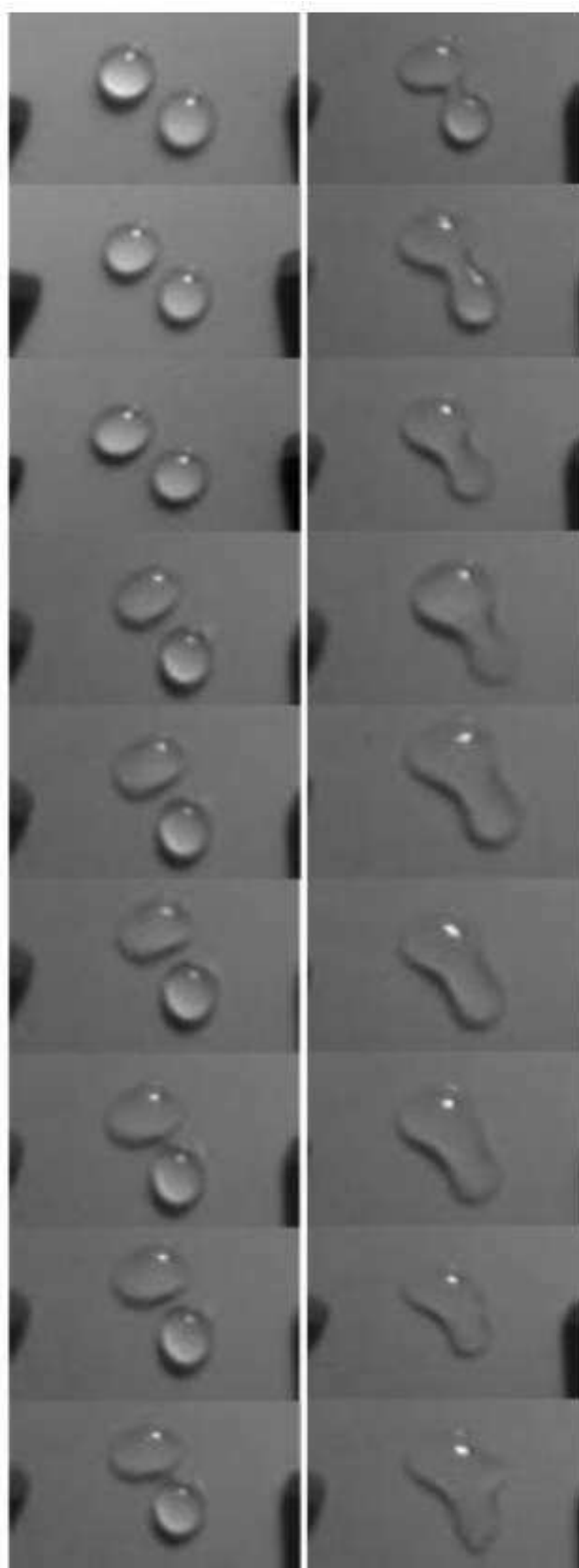


Figure 5. 4. Photographies d'une séquence de coalescence d'une paire de gouttelettes de 40 μ l de volume. L'axe des gouttelettes fait un angle approximatif de 45° avec le champ électrique, la distance inter-électrodes est de 30 mm

2.2.1. Influence de la distance de séparation sur la coalescence

La distance de séparation entre les gouttelettes est un paramètre révélateur des interactions coulombiennes entre deux gouttelettes.

La *Figure 5. 5* illustre la variation du champ électrique moyen nécessaire pour que la coalescence d'une paire de gouttelettes se produise. Il en ressort que le champ électrique moyen de coalescence décroît lorsque le volume des gouttelettes augmente. Ce champ est fonction de la distance de séparation ; plus la distance entre les gouttelettes est faible, plus la coalescence se produit à de faibles valeurs du champ électrique moyen appliqué. Dans le cas spécifique d'une paire de gouttelettes de 40 μl de volume séparées par une distance de 4 mm avec une distance inter-électrodes de 40 mm, aucune instabilité n'est observée pour des champs électriques inférieurs à 2,5 kV/cm. Les gouttelettes commencent à se déformer dès que le champ appliqué atteint 3 kV/cm et, on voit clairement sur les *Figures 5.3. et 5.4.* que la distance de séparation entre les deux gouttelettes décroît. Cet état peut s'expliquer par le comportement dipolaire des gouttelettes. A partir d'un champ électrique de 6,75 kV/cm les pôles vis-à-vis des gouttelettes se connectent et autour de 7,2 kV/cm, les gouttelettes fusionnent. La fusion des gouttelettes est instantanée dès que le champ électrique atteint une valeur critique. La configuration (1) est celle qui est considérée dans ce cas. Les expérimentations ont également montré que le champ électrique moyen de coalescence est plus intense dans le cas de la configuration (1) que dans les autres configurations.

L'évolution de la distance inter-gouttelettes en fonction de la tension appliquée pour trois volumes différents de gouttelette (40, 50 et 60 μl) est présentée à la *Figure 5. 6*. Cette distance diminue lorsque la tension appliquée augmente jusqu'à la connexion des pôles de gouttelettes.

2.2.2. Influence de la conductivité des gouttelettes

La *Figure 5. 7.* présente l'effet de la conductivité des gouttelettes d'eau sur le champ électrique critique de coalescence. Le champ électrique critique de coalescence varie très peu avec la conductivité des gouttelettes.

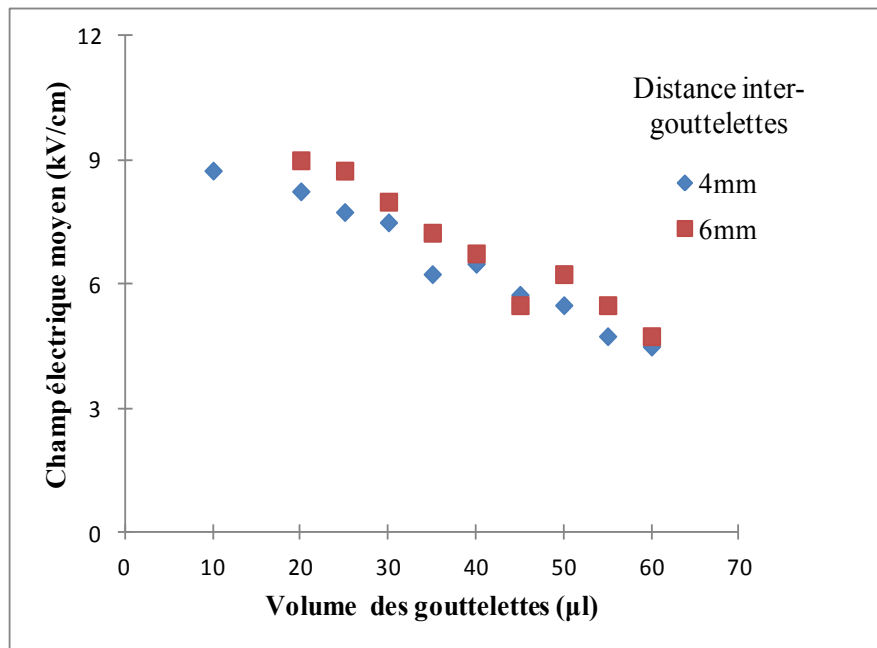


Figure 5. 5. Variation du champ électrique moyen de coalescence en fonction du volume des gouttelettes pour différentes distances de séparation, $d=40$ mm

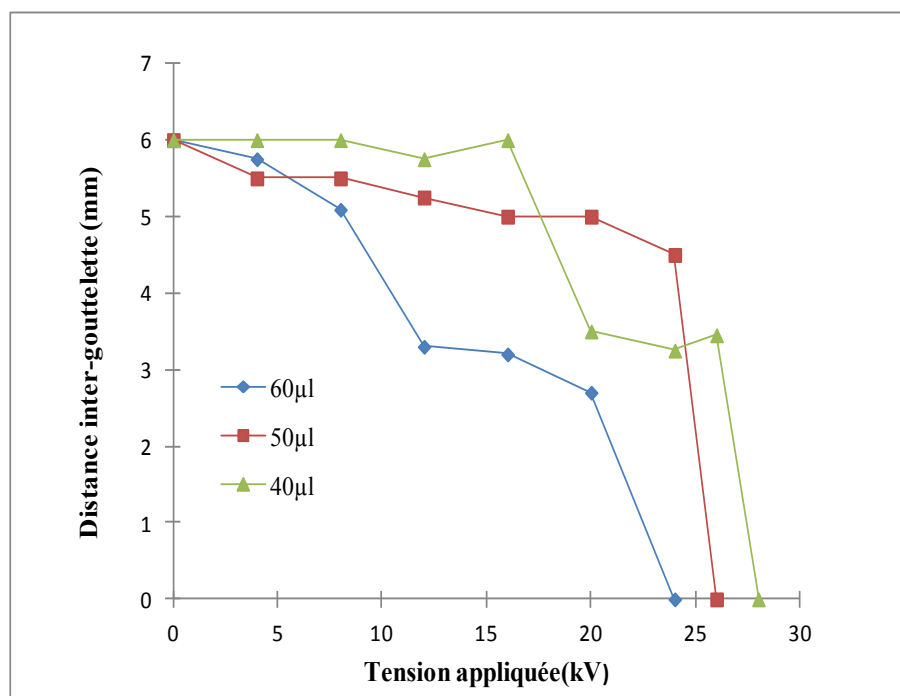


Figure 5. 6. Evolution de la distance de séparation des gouttelettes en fonction de la tension appliquée pour différents volumes de gouttelettes, $s=6$ mm ; $d=40$ mm

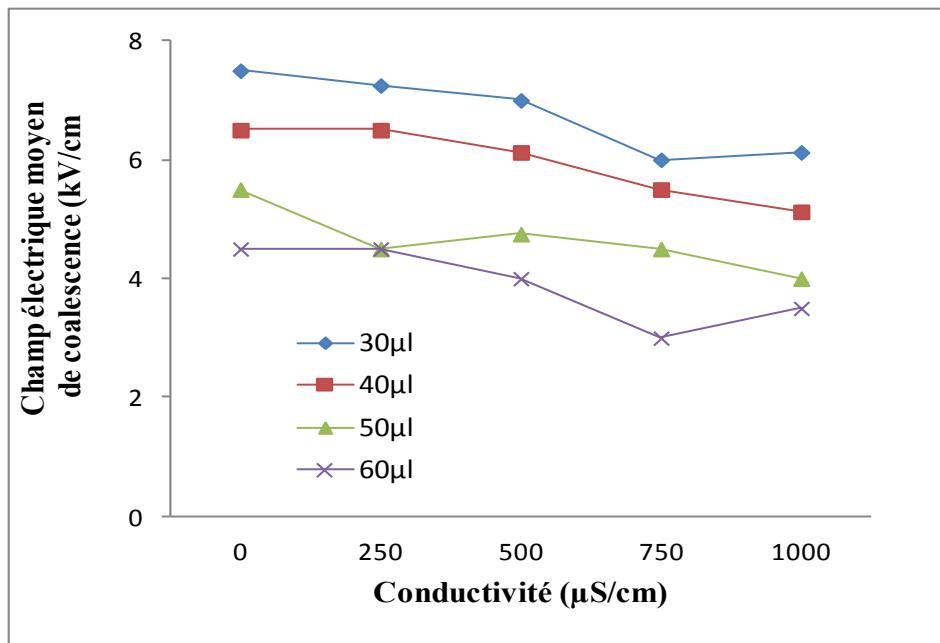


Figure 5. 7. Effet de la conductivité des gouttelettes sur le champ critique de coalescence.
Distance de séparation des gouttelettes : 4 mm, distance inter-électrode 40 mm

2.2.3. Courant électrique associé au processus de coalescence

Les Figures 5. 8 et 5. 9 montrent deux exemples d'enregistrement de courant pendant un processus de coalescence d'une paire de gouttelettes. La première figure est enregistrée lorsque les pôles des deux gouttelettes entre en contact et la deuxième dès que les deux gouttelettes fusionnent pour former une gouttelette.

Les courants enregistrés sont constitués de larges impulsions. Le nombre d'impulsions augmentent avec la tension appliquée et la conductivité des gouttelettes. Au cours du processus, le courant de fuite évolue en fonction du temps et du champ électrique appliqué. Le courant de fuite est pratiquement nul jusqu'à la connexion des pôles des gouttelettes. En effet, à cet instant les forces électriques dominant par rapport aux tensions de surface. Après la coalescence des deux gouttelettes, il peut arriver que l'intensité du champ électrique soit suffisamment forte pour déformer la gouttelette obtenue par fusion et cette déformation peut mener au contournement de l'isolateur. Pendant nos expérimentations, des contournements se sont produits juste après la coalescence.

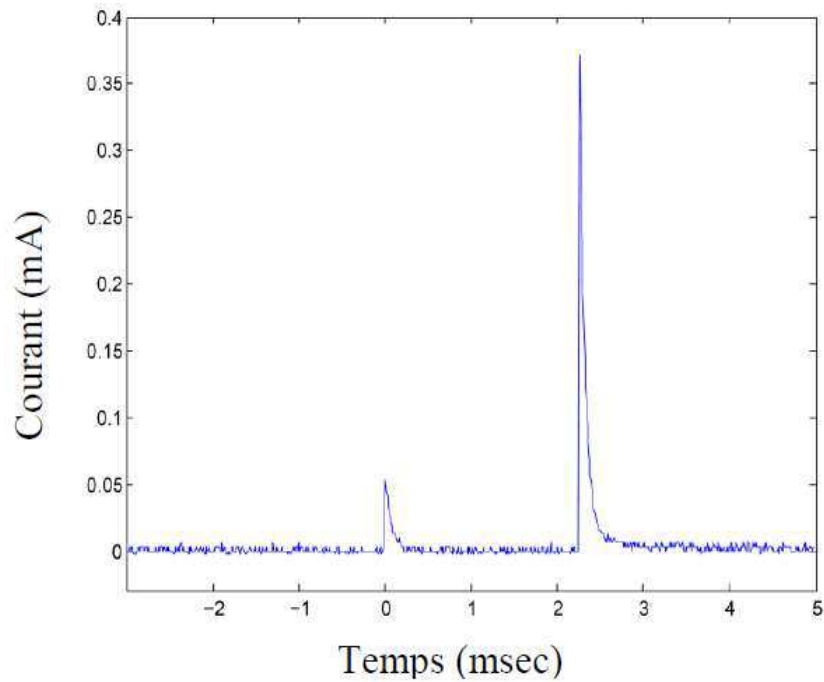


Figure 5. 8. Evolution typique du courant électrique mesuré à l'instant de jonction des pôles d'une paire de gouttelettes de $30 \mu\text{l}$ de volume ; $d=40 \text{ mm}$

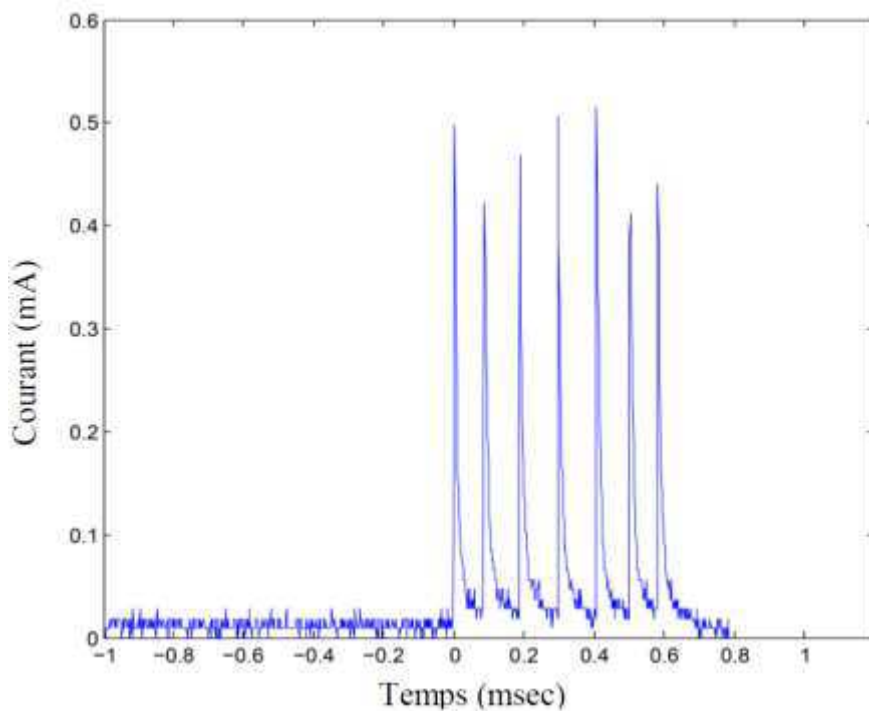


Figure 5. 9. Evolution typique du courant électrique mesuré au moment de la fusion d'une paire de gouttelettes de $30 \mu\text{l}$ de volume ; $d=40 \text{ mm}$

2.3. Coalescence partielle d'une paire de gouttelettes

Un état d'instabilité pour lequel les gouttelettes d'eau arrivent à connecter leurs pôles allongés puis se séparent au lieu de fusionner en une gouttelette a été observé. Cette situation appelée coalescence partielle a lieu pour les gouttelettes de faible volume (moins de 40 μl) et/ou lorsque la distance entre les gouttelettes est très grande comparée aux rayons des gouttelettes. La *Figure 5. 10* illustre un cas de coalescence partielle.



Figure 5. 10. Phénomène de coalescence partielle des gouttelettes

Dans ce mécanisme de "coalescence partielle", l'origine de la séparation des gouttelettes peut être expliquée en considérant les phénomènes de polarisation des gouttelettes. En effet, dès que le champ électrique appliqué atteint un certain seuil, les gouttelettes se déforment et conduisent à la formation d'un pont liquide entre elles. A ce moment précis, les charges des gouttelettes peuvent migrer d'une gouttelette vers l'autre. Elles polarisent la gouttelette transitoire avant que le pont ne se rompe. Une fois que ce pont est rompu, les gouttelettes se retrouvent avec des charges nettes opposées. Dès lors, elles se séparent sous l'effet du champ électrique. Plusieurs travaux [123][127] sur le phénomène de coalescence partielle ont montré l'existence d'un angle critique de non-coalescence de gouttelettes sous l'influence d'un champ électrique.

3. Etude numérique de la coalescence

Cette partie porte sur la mise en œuvre d'une méthode numérique de simulation capable de modéliser la coalescence de deux gouttelettes d'eau posées sur une surface d'un isolateur composite en tenant compte de l'ensemble des interactions électro-hydrodynamiques. Deux grandes classes de méthodes existent pour décrire numériquement les problèmes aux frontières libres, suivant la méthode utilisée pour localiser l'interface. La première, dite Lagrangienne, repose sur un suivi explicite de la position de l'interface, ce qui permet une prise en compte précises des conditions aux limites. La seconde, Eulérienne, est basée sur une

méthode de capture de front : la position de l'interface est déterminée implicitement grâce à une variable scalaire supplémentaire dont la dynamique est étendue à tout le volume de résolution. L'avantage de cette deuxième approche dont la méthode de champ de phase est un exemple très représentatif, réside dans sa simplicité d'implémentation et dans la prise en compte naturelle des processus de réorganisations topologiques tels que la fragmentation ou la coalescence.

3.1. La méthode de champs de phase

Le développement de la méthode du champ de phase est relativement récent, et trouve son origine dans la thermodynamique hors équilibre et les transitions de phases. L'idée fondamentale de la méthode du champ de phase s'inspire des modèles thermodynamiques simples pour la coexistence de deux phases (liquide/gaz ou liquide/liquide). La méthode de champ de phase est basée sur le travail de Cahn et Hilliard [128]. Dans le formalisme du champ de phase, un système peut être décrit par une ou plusieurs variables de champ, que l'on note ϕ . Le principe de la modélisation par champ de phase est de supposer que les interfaces entre les phases du système ont une épaisseur ξ très faible mais non nulle. Les interfaces sont alors considérées comme des zones de mélange et la phase i peut être représentée par un marqueur de phase régulière C_i appelée paramètre d'ordre qui peut être pris égal à la fraction volumique de la phase i dans le mélange. Ainsi, le système comporte autant d'inconnues C_i que de phases.

Les équations de Cahn-Hilliard permettent de modéliser la non-miscibilité des phases en maintenant l'épaisseur de l'interface à une valeur prescrite ξ . Ces équations permettent également une représentation volumique des forces capillaires (dues aux tensions de surface entre les différentes phases). L'hydrodynamique de l'écoulement est prise en compte par le couplage des équations de Cahn-Hilliard aux équations de Navier-Stokes.

3.2. Modèle théorique

Le modèle que nous mettons en place est un modèle de fluide diphasique, c'est-à-dire comportant deux phases pouvant se mettre en mouvement. On suppose que chacun des deux constituants du mélange est incompressible. Bien que chaque phase soit incompressible, il est

essentiel de noter que le mélange ne l'est pas. On suppose également que la température est constante.

Afin de décrire un profil d'interface continu en espace et en temps, on définit la fraction volumique d'une des phases dans le mélange par

$$C = C(t, x) = \frac{dV_1}{dV} \quad (5.1)$$

où dV_1 est le volume occupé par la phase 1 dans le volume élémentaire dV . On suppose que le volume élémentaire dV ne contient pas de vide, c'est-à-dire que $dV = dV_1 + dV_2$ de sorte que la fraction volumique C prend ses valeurs dans l'intervalle $[0, 1]$. Les valeurs 0 et 1 correspondent par convention aux phases pures.

Les propriétés physiques de chaque phase dans le mélange telles que la permittivité, la viscosité peuvent être exprimées sous la forme

$$\eta_L = \eta_{L0}C \text{ et } \eta_A = (1 - C)\eta_{A0} \quad (5.2)$$

La permittivité totale du fluide peut être définie par $\eta = \eta_L + \eta_A$.

Comme le font de nombreux auteurs [129][130][131], le paramètre d'ordre que nous utilisons n'est pas C mais un paramètre renormalisé définie par

$$\mathcal{C} = 2C - 1 \quad (5.3)$$

de telle sorte que \mathcal{C} varie entre -1 et 1.

Considérons un système diphasique de fluides immiscibles (eau-air) en contact entre eux et avec une surface solide (*Figure 5.11*). Soit un paramètre d'ordre défini tel que :

$$\mathcal{C} = \begin{cases} 1 & \text{dans le liquide} \\ 0 & \text{sur l'interface} \\ -1 & \text{dans l'air} \end{cases} \quad (5.4)$$

Désignons le domaine fluide par Ω et le domaine solide par $\partial\Omega$.

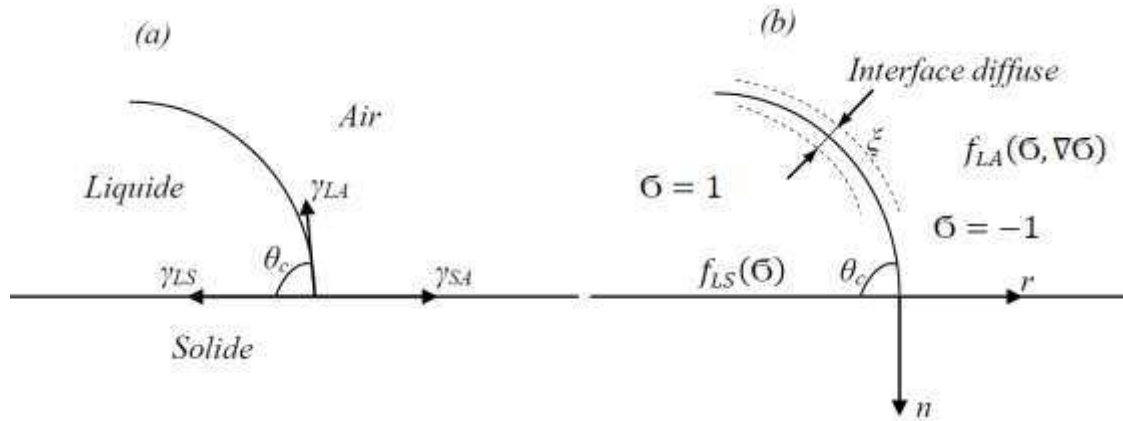


Figure 5. 11. Représentation mathématique (a) et modélisation par l'approche de Cahn-Hilliard (b) d'un point triple

L'énergie libre totale est la somme de la contribution due à l'équilibre thermodynamique dans le domaine fluide définie par la fonction de l'énergie libre de Helmholtz et de la contribution de l'énergie à l'interface solide-liquide. Elle s'écrit [132][133][134]

$$F = F_{\Omega} + F_{\partial\Omega} = \int_{\Omega} f(\sigma, \nabla\sigma) + \int_{\partial\Omega} f(\sigma) dA \quad (5.5)$$

où l'énergie libre du système air/liquide peut être donnée par [128]

$$f(\sigma, \nabla\sigma) = \frac{\lambda}{2} |\nabla\sigma|^2 + \frac{\lambda}{4\xi^2} (\sigma^2 - 1)^2 \quad (5.6)$$

et l'énergie à l'interface solide/liquide par [133][135]

$$f(\sigma) = -\gamma_{LA} \cos \theta_c \frac{\sigma(3-\sigma^2)}{4} + \frac{\gamma_{SL}-\gamma_{SA}}{2} \quad (5.7)$$

avec λ , l'amplitude de la densité d'énergie libre du mélange air/liquide et ξ , l'épaisseur de l'interface diffuse.

A l'équilibre, la tension inter-faciale air/liquide peut être exprimée sur la base des paramètres du modèle de Cahn-Hilliard sous la forme [135]

$$\gamma_{LA} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\lambda}{\xi} \quad (5.8)$$

La forme de l'interface est obtenue par la minimisation de l'énergie libre du système [136]. L'équation régissant la dynamique de l'interface par la méthode de champ de phase est l'équation advective de Cahn-Hilliard

$$\begin{cases} \frac{d\phi}{dt} + u\nabla\phi = \nabla \cdot (M(\phi)\nabla\mu) \\ \mu = f'(\phi) - \xi^2\Delta\phi \end{cases} \quad (5.9)$$

où u est la vitesse de l'écoulement et μ le potentiel chimique qui est la dérivée fonctionnelle de l'énergie F par rapport à ϕ .

Le type d'énergie considéré fait apparaître le potentiel de Cahn-Hilliard ayant la forme d'un double puits qui représente l'énergie pour un paramètre ϕ uniforme (par exemple, un mélange homogène uniforme si ϕ représente une concentration), les deux puits correspondant aux deux états stables où il n'y a qu'une seule phase dans le mélange. L'avantage d'une telle énergie libre est d'en connaître une approximation de type polynomial assez simple du potentiel fréquemment utilisée dans la littérature [137][138].

Un exemple de potentiel double puits est $f(x) = \frac{1}{4}x^2(1-x^2)^2$. La Figure 5. 12 représente l'évolution d'un potentiel double puits.

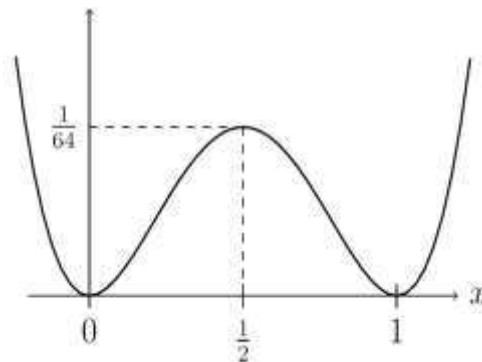


Figure 5. 12. Représentation d'un potentiel f double-puits

L'évolution de l'interface est alors gouvernée à la fois par l'écoulement global (terme d'advection $\frac{d}{dt} + u\nabla$, mais également par la thermodynamique du problème (terme de diffusion du second membre $\nabla \cdot (M(\phi)\nabla\mu)$) permettant une détermination précise de la position de l'interface. Ce formalisme fait intervenir deux paramètres numériques que sont l'épaisseur d'interface ξ et la mobilité $M(\phi)$ proportionnelle au temps de relaxation de

l'interface. La mobilité peut être prise égale à une constante afin d'obtenir une formulation simplifiée [139].

Pour modéliser la dynamique des deux phases, nous utilisons le potentiel double puits régulier exprimé par [138]

$$f(\sigma) = \frac{1}{4}(\sigma^2 - 1)^2 \quad (5.10)$$

La forme explicite qui correspond dans le cas d'une interface air/liquide [138] peut être alors donnée par

$$\begin{cases} \frac{d\sigma}{dt} + u\nabla\sigma = \nabla \cdot \left(\frac{3X\xi\gamma_{AL}}{2\sqrt{2}} \nabla\mu \right) \\ \mu = (\sigma^2 - 1)\sigma - \nabla \cdot \delta^2 \nabla\sigma \end{cases} \quad (5.11)$$

où X est un paramètre contrôlant la mobilité de l'interface. Dans nos calculs, nous considérons $X = 1$, γ_{AL} est la tension de surface air/eau.

3.3. Implémentation numérique

Cette section aborde la résolution numérique du modèle champ de phase en décrivant successivement les schémas d'intégration des équations du couplage électro-hydrodynamique

Nous considérons deux gouttelettes d'eau de volume constant posées sur la surface plane d'un isolateur composite. Deux électrodes sont posées sur la surface diélectrique de manière à obtenir un champ électrique quasi-homogène dans l'air, sous la pression atmosphérique p_A . L'axe reliant les centres des deux gouttelettes fait un angle α avec la direction du champ du champ électrique (*Figure 5.13*).

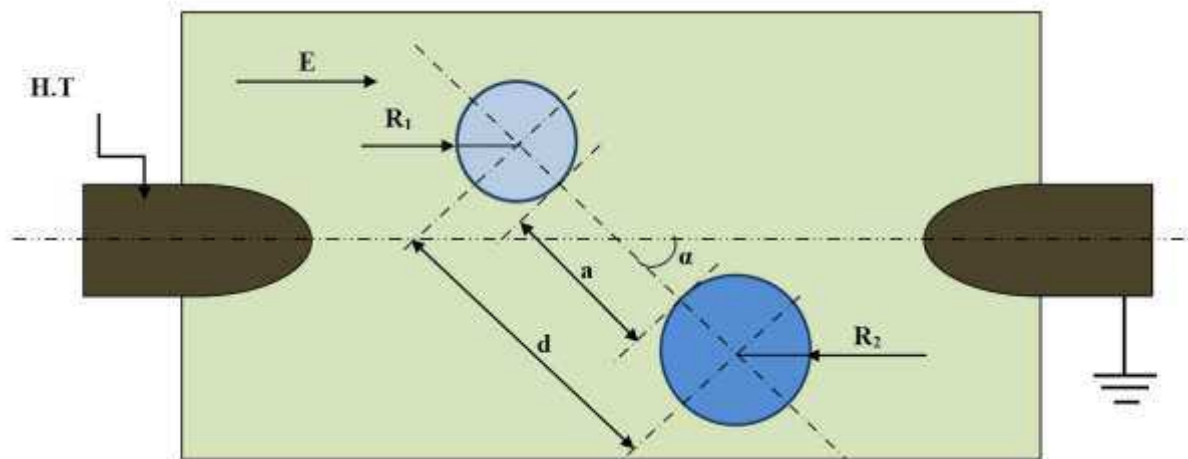


Figure 5. 13. Représentation schématique de la géométrie pour l'étude de la coalescence d'une paire de gouttelettes

3.3.1. Equations gouvernantes

La modélisation multi-physique du processus de coalescence de deux gouttelettes d'eau présentes sur la surface d'un isolateur composite fait appel à différentes thématiques de la mécanique des fluides et de l'électrostatique. Nous construisons un modèle permettant de simuler l'écoulement diphasique air/liquide afin d'exprimer la coalescence de deux gouttelettes d'eau posées sur une surface solide hydrophobe. La méthode de champs de phase est utilisée pour la capture de la dynamique de l'interface air/liquide. Pour prendre en compte l'hydrodynamique du système, l'équation de Cahn-Hilliard est couplée aux équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible. Pour ce qui est de la méthode de champ de phase, nous utilisons l'équation de Cahn-Hilliard avec un terme advectif de conservation de forme. Le champ de phase est considéré comme une quantité conservative afin de garder le volume du liquide constant. L'équation de Navier-Stokes inclut les termes source de tension superficielle air/liquide, de la force de gravité, et de la force électrique.

Le modèle obtenu, qui réalise un couplage électro-hydrodynamique, c'est-à-dire qu'il lie les équations de Navier-Stokes avec un terme source de force électrique dans le cas d'un mélange de deux fluides newtoniens, s'écrit de la façon suivante:

$$\begin{cases} \frac{d\phi}{dt} + u\nabla\phi = \nabla \cdot \left(\frac{3\chi\delta\gamma_{AL}}{2\sqrt{2}} \nabla\mu \right) \\ \mu = (\phi^2 - 1)\phi - \nabla \cdot \delta^2\nabla\phi \\ \nabla u = 0 \\ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho(\nabla \cdot u)u = -\nabla p + \eta(\nabla u + (\nabla u)^T) + \rho g + F_{TS} + F_{EL} \end{cases} \quad (5.12)$$

où u désigne la vitesse (m/s) ; ρ la densité (kg/m^3) ; η la viscosité dynamique ($Pa.s$) ; p la pression (Pa) ; g l'accélération gravitationnelle (m/s^2) ; F_{TS} la tension de surface (N/m^3) et F_{EL} la force électrique (N/m^3). La force électrique réalise le couplage entre la dynamique de l'interface et le champ électrique appliqué.

Les deux premières équations du système (5.12) correspondent au transport de la fraction volumique d'un des fluides du mélange et les deux dernières aux lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement du mélange binaire.

En ce qui concerne l'expression de la tension de surface air/liquide, de nombreuses approches numériques utilisent un modèle dit « Continuum Surface Force » (CSF) proposé par Brackbill et al. [140]. Ce modèle permet de représenter la force capillaire sous la forme d'une contribution volumique. Il utilise les propriétés du champ de phase pour exprimer la loi de Laplace qui, dans un écoulement diphasique, peut s'écrire

$$F_{TS} = -\gamma_{LA}n\kappa\delta_A \quad (5.13)$$

où γ_{LA} désigne la tension inter-faciale entre les deux fluides en présence, n le vecteur normal à l'interface, κ la courbure de l'interface et δ_A la distribution de Dirac concentrée sur l'interface d'aire A et non-nulle uniquement sur cette interface. Brackbill et al., ainsi que Tofighi et al.[141] sur la base des hypothèses simplificatrices suivantes $n = \nabla\phi/|\nabla\phi|$, $\kappa = \nabla \cdot n$ et $\delta_A \approx |\nabla|$ ont montré que les forces capillaires par unité de volume peuvent s'exprimer sous la forme

$$F_{TS} = -\gamma_{LA}\nabla \cdot \left(\frac{\nabla\phi}{|\nabla\phi|} \right) \nabla\phi \quad (5.14)$$

La dynamique des gouttelettes d'eau est liée aux effets électriques et hydrodynamiques. Les effets électrostatiques sont présents dans la formulation phénoménologique par l'intermédiaire

du champ appliqué sur les gouttelettes. Nous utilisons le tenseur de Maxwell à partir duquel la force électrique est déterminée. Dans le système étudié, les courants électriques sont suffisamment faibles et les champs magnétiques externes sont absents. Ce qui conduit à négliger les effets magnétiques. Par conséquent les équations électromagnétiques se réduisent aux équations électrostatiques [142].

La force électrique \vec{F}_{EL} peut être obtenue en intégrant le tenseur de Maxwell autour d'un volume élémentaire de la gouttelette. Le tenseur de Maxwell est donné par

$$T = ED^T - \frac{1}{2}(E \cdot D)I \quad (5.15)$$

où E est le champ électrique, D le champ de déplacement électrique et I le tenseur unité.

$$E = -\nabla.V \quad (5.16)$$

où V est le potentiel électrique qui peut être obtenue par l'équation de Laplace

$$-\nabla \cdot (\varepsilon_R \varepsilon_0 \nabla V) = 0 \quad (5.17)$$

et

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon_r E \quad (5.18)$$

Pour un modèle 2D, le tenseur de maxwell s'écrit $T = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{bmatrix}$, ce qui correspond à

$$T = \begin{bmatrix} \varepsilon_0 \varepsilon_r E_{Lx}^2 - \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r (E_{Lx}^2 + E_{Ly}^2) & \varepsilon_0 \varepsilon_r E_x E_y \\ \varepsilon_0 \varepsilon_r E_y E_x & \varepsilon_0 \varepsilon_r E_{Ly}^2 - \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r (E_{Lx}^2 + E_{Ly}^2) \end{bmatrix} \quad (5.19)$$

où ε_0 est la permittivité du vide et ε_r la permittivité effective relative du mélange.

La permittivité effective relative du mélange peut être approchée par une fonction linéaire dépendant du champ de phase sous la forme

$$\varepsilon_r = \frac{1+\phi}{2} \varepsilon_L + \frac{1-\phi}{2} \varepsilon_A \quad (5.20)$$

où ε_L et ε_A désignent respectivement la permittivité relative de l'eau et de l'air.

En ce qui concerne la force d'adhésion de la gouttelette sur la surface solide, la notion d'angle de contact intervient en tant que condition à la limite sur la paroi solide. En effet, la détermination complète de la dynamique d'une gouttelette sur une surface solide nécessite la donnée d'une condition limite décrivant les propriétés de la vitesse du fluide sur la surface solide. La condition de non-glissement à la surface solide, habituellement utilisée, est suffisante pour décrire les écoulements simples [143][144]. De plus, le modèle de diffusion de Cahn-Hilliard englobe les processus moléculaires qui déterminent la vitesse de la ligne de contact de la dynamique de l'angle de contact [145]. La condition de non-glissement s'exprime par

$$u_t = 0 \quad (5.21)$$

où u_t est la composante tangentielle de la vitesse à l'interface liquide/solide. Pour le champ de phase, la condition de non glissement s'écrit :

$$\frac{du}{dn} = 0 \quad (5.22)$$

Si nous voulons mettre en évidence une éventuelle possibilité de glissement du fluide sur la surface solide, la condition hydrodynamique peut alors être généralisée sous la forme d'une condition de glissement partiel exprimée par

$$u_t = k \frac{du}{dz} \quad (5.23)$$

où k est une longueur appelée longueur de glissement. La condition de non-glissement correspond au cas où $k=0$. La longueur de glissement apparaît comme un facteur de transport de l'interface qui exprime l'équilibre entre la force visqueuse exercée par le liquide sur la surface solide et la force de friction exercée par le solide sur le liquide : $\eta = \frac{du}{dz} = \zeta u_t$, où η est la viscosité du liquide et ζ le coefficient de friction du liquide sur la surface solide.

Couplage entre les équations

La forme des équations est rigoureusement identique à celle des équations de Navier-Stokes pour un écoulement à une phase, avec la présence deux forces volumiques supplémentaires dues aux effets capillaires et aux effets électriques, et celle de l'équation de transport du taux

de présence de phase qui donne l'information sur la nature de la phase en un point donné. Le couplage entre l'écoulement et le champ électrique se fait d'une part par la présence de la force électrique dans l'équation du bilan de la quantité de mouvement et d'autre part par la présence du taux de présence de phase dans les propriétés physiques du mélange. Le couplage entre le transport du taux de présence et l'écoulement se fait d'une part par la présence de la vitesse dans l'équation de $\bar{\sigma}$, et d'autre part par la présence du terme capillaire et des propriétés physiques du mélange dans le bilan de quantité de mouvement.

3.4. Simulation de la coalescence de deux gouttelettes

Le support informatique de notre travail est le logiciel de simulation COMSOL MULTIPHYSICS développé par COMSOL AB. Ce logiciel est basé sur la méthode des éléments finis.

Nous présentons dans cette partie, des tests du code de calcul complet basé sur la méthode de champ de phase. Le système d'équations (5. 12) est intégré dans les modules AC/DC et mécanique du fluide du logiciel COMSOL. La force électrique est calculée à travers le champ électrique par le module électrostatique. Nous simulons plusieurs cas de figures de la coalescence de deux gouttelettes d'eau posées sur une surface. Pour des raisons de temps de calcul, nous traitons le modèle en 2D. Après une analyse de sensibilité de résultats au maillage, nous avons adopté dans notre géométrie des éléments triangulaires avec un maillage raffiné autour des électrodes et au voisinage des gouttelettes d'eau. La *Figure 5. 14* illustre le maillage utilisé.

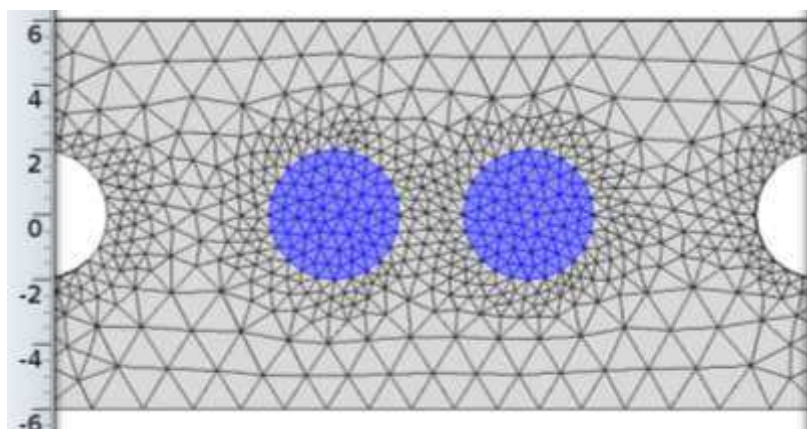


Figure 5. 14. Maillage utilisé pour l'étude de la coalescence de deux gouttelettes.

Les paramètres de la simulation sont résumés dans le tableau suivant.

Tableau 5. 1. Paramètres utilisés pour la simulation de la coalescence

	Air	Eau (à 20 ° C)	Surface solide
Densité (kg/m ³)	1	1000	
Viscosité cinématique (Pa.s)	1,83x10 ⁻⁵	0,89x10 ⁻³	
Tension de surface (N/m)		0,073	
Permittivité relative	1	80	3,6
Conductivité (1/Ω.m)	4x10 ⁻¹⁵	5,5x10 ⁻⁶	10 ⁻¹⁴

3.4.1. Résultats

- **Simulation de la coalescence d'une paire de gouttelettes d'eau**

Plusieurs séquences de la dynamique d'une paire de gouttelettes d'eau posées sur une surface diélectrique ont été obtenues par simulation numérique. Les Figures 5. 17 à 5. 20 présentent un échantillon des séquences de coalescence de deux gouttelettes. L'intervalle de temps entre les deux vues consécutives est de 0,035 secondes. Le champ électrique est créé par l'application d'une différence de potentiel entre les électrodes. Une des électrodes est reliée à la masse (potentiel 0 V) et l'autre est reliée à la haute tension. Le champ électrique appliqué vaut 2,5 kV/cm. La distance de séparation entre les gouttelettes est égale au rayon des gouttelettes. La distance entre les électrodes est égale à quinze fois le rayon de la plus petite gouttelette de la paire de gouttelette considérée. Pour le cas de gouttelettes d'eau de tailles différentes, la distance de séparation est égale au rayon de la plus petite des gouttelettes.

L'influence du champ électrique provoque l'élongation des gouttelettes d'eau jusqu'au moment où l'air qui les sépare est complètement expulsé et les gouttelettes entrent en contact. À ce stade, la coalescence des gouttelettes est facilitée par les forces superficielles entre les deux pôles des gouttelettes en contact. Les forces de tension de surface neutralisent les forces électriques qui étirent de la gouttelette nouvellement formée. Les résultats de simulation montrent que la formation d'un pont liquide entre les gouttelettes se fait dans les premiers

instants du processus de coalescence. Comme nous l'avons observé dans les résultats expérimentaux, le rayon de pont liquide augmente linéairement avec le temps.

Pour ce qui est du cas spécifique de deux gouttelettes de tailles différentes (*Figure 5. 18*), la pression interne de la petite gouttelette est plus élevée que celle de la plus grande des gouttelettes. En raison de cette différence, l'énergie interne du fluide dans la plus petite gouttelette est élevée. Lorsque la formation du pont liquide se produit après la rupture du film d'air, la pression de la plus petite gouttelette est libérée dans la plus grande à former un jet. Pendant le processus de coalescence, le fluide est aspiré en continu à partir de la plus petite gouttelette vers la plus grande, et un tourbillon est formé. Comme on peut le constater sur la *Figure 5. 18*, la gouttelette formée après la coalescence dévie de l'axe initial des deux gouttelettes. Ce qui peut être à l'origine d'un couple qui va tendre à aligner les gouttelettes avec le champ électrique [123][146].

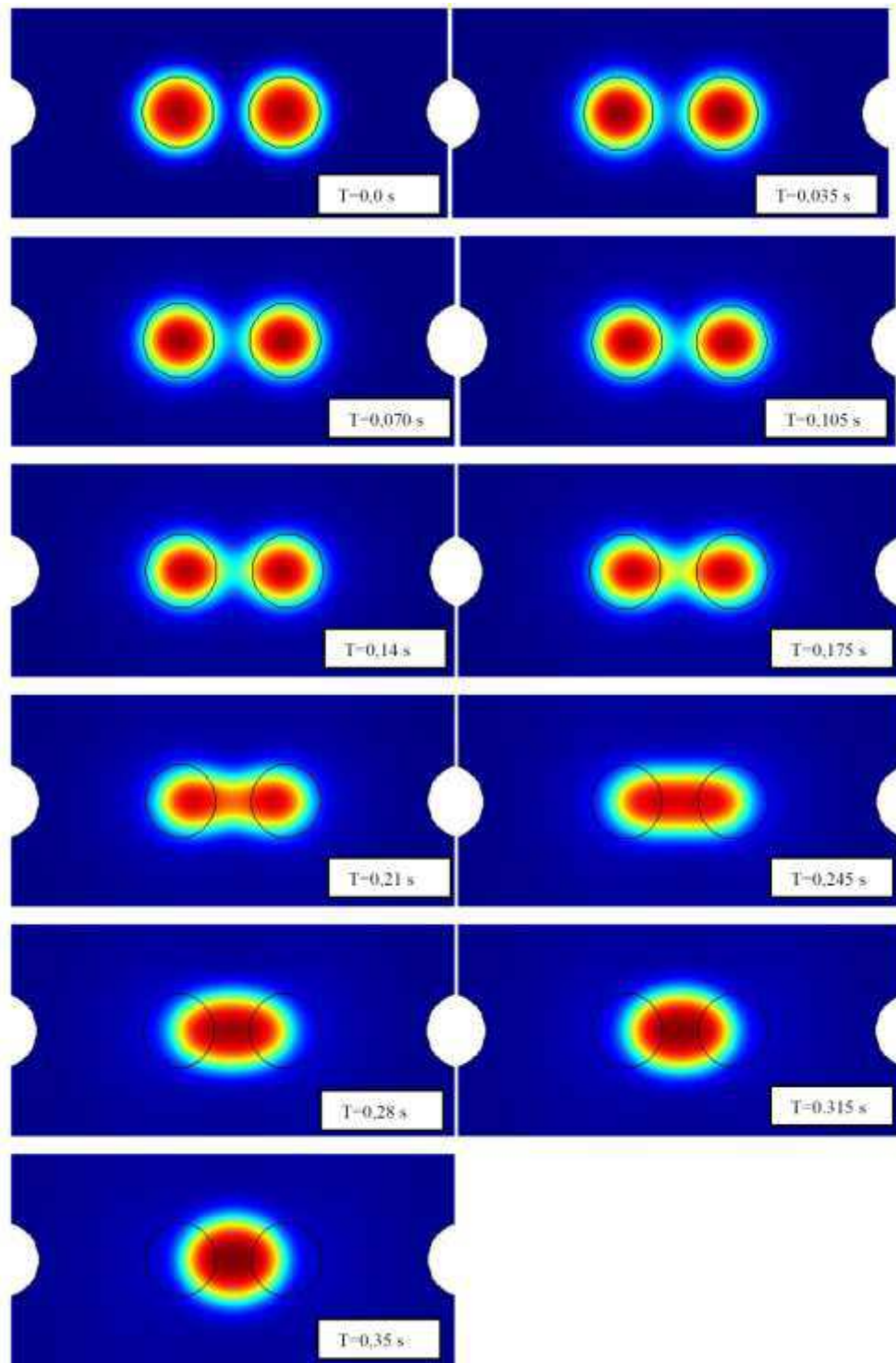


Figure 5. 15. Séquences de coalescence de deux gouttelettes d'eau de même taille ($R=2$ mm) alignées avec le champ électrique ($\alpha=0$)

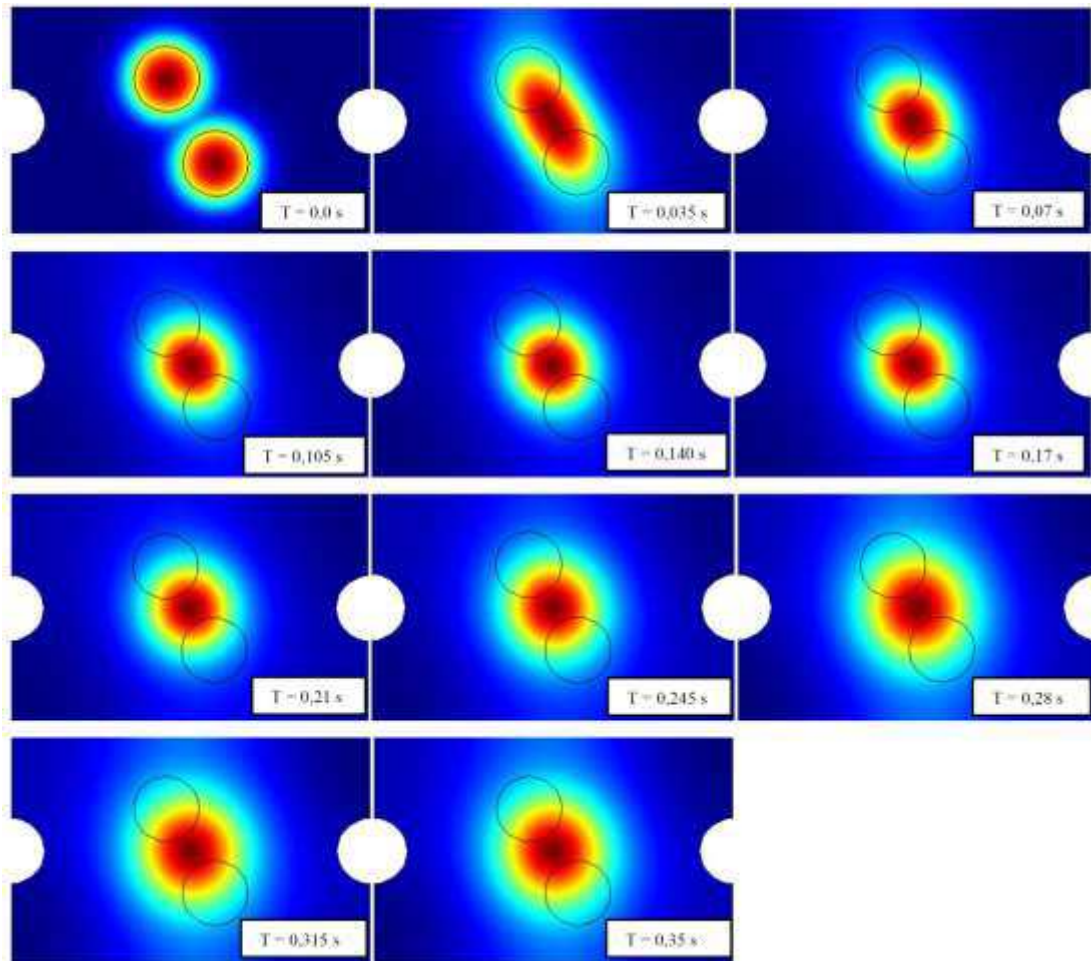


Figure 5. 16. Séquences de coalescence d'une paire de gouttelettes de même taille ($R=2 \text{ mm}$).
L'axe des gouttelettes fait un angle de 60° avec la direction du champ électrique

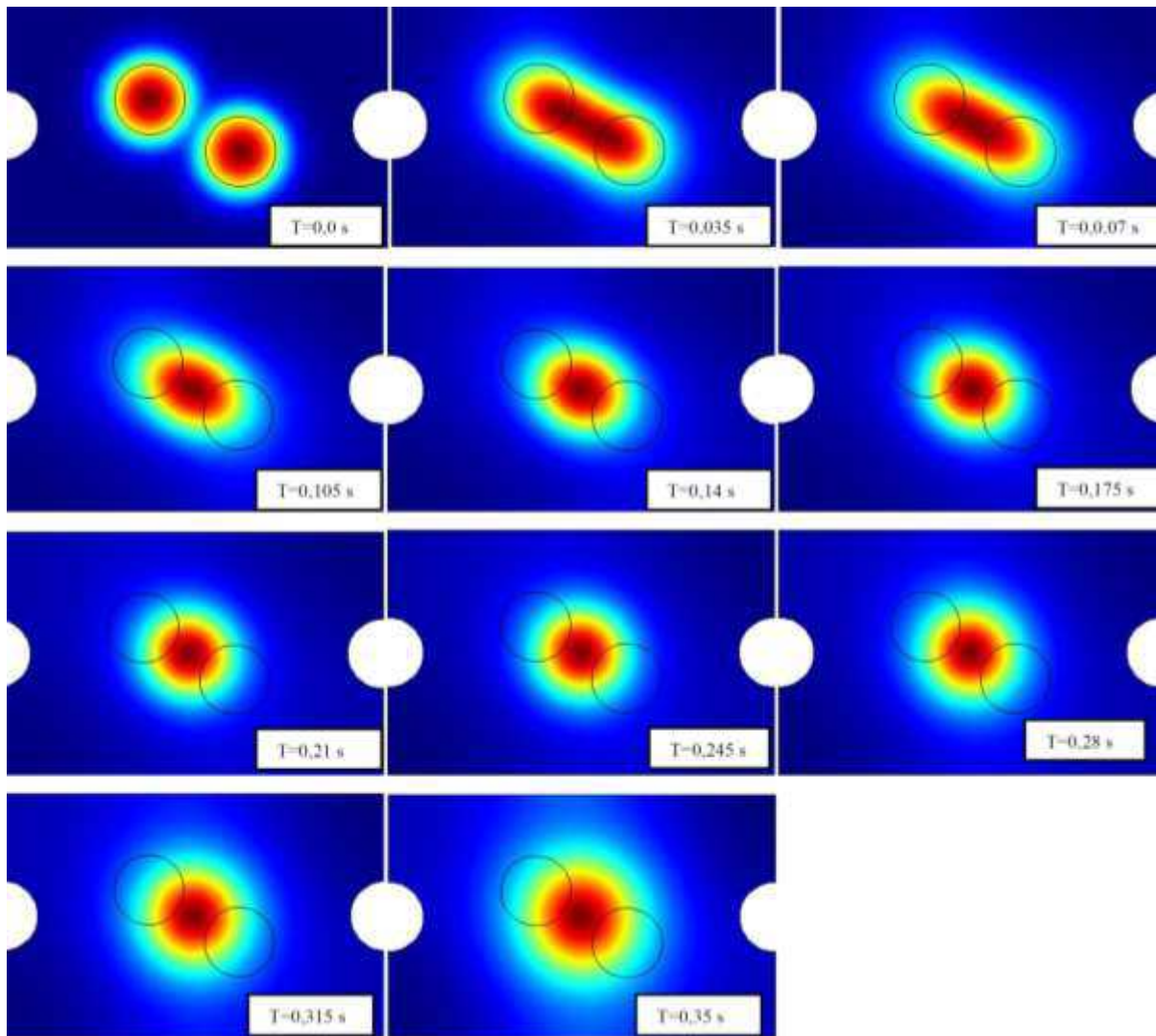


Figure 5. 17. Séquences de coalescence d'une paire de gouttelettes de même taille ($R=2$ mm).
L'axe des gouttelettes fait un angle de 30° avec la direction du champ électrique

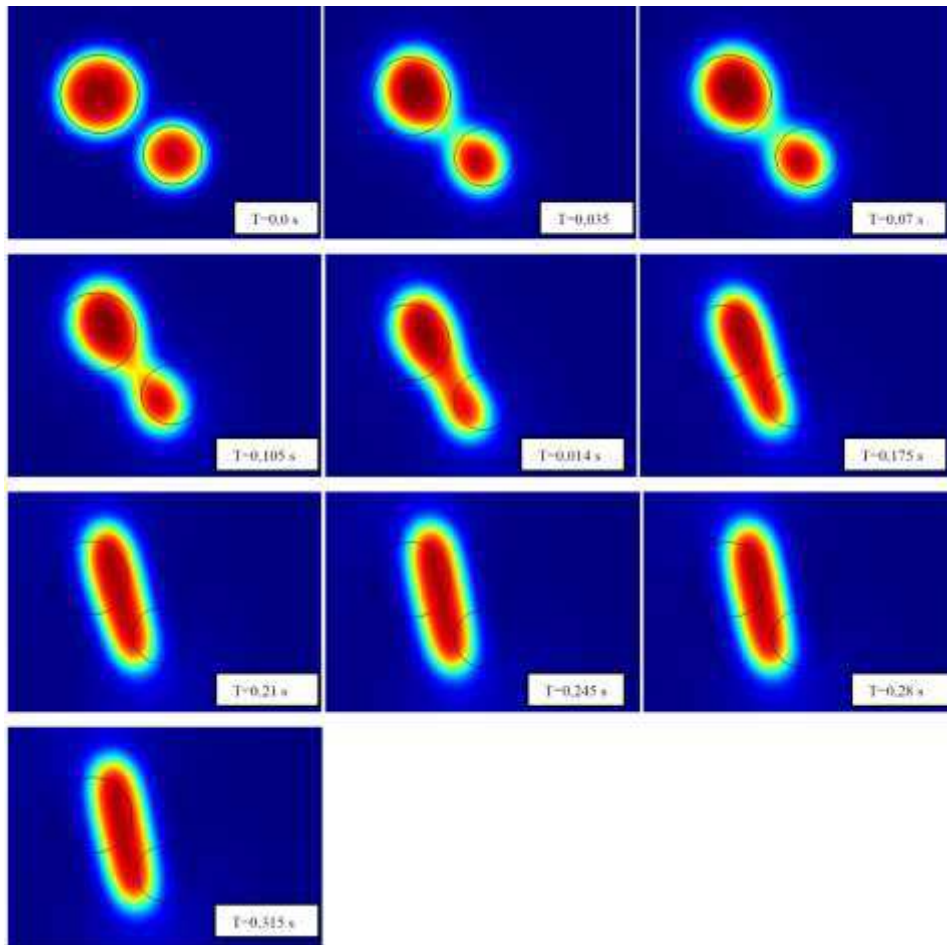


Figure 5. 18. Séquences de coalescence d'une paire de gouttelettes de tailles différentes ($R_1=2$ mm et $R_2= 3,5$ mm). L'axe des gouttelettes fait un angle de 60° avec la direction du champ électrique

La force électrique

La force électrique qui s'exerce entre les gouttelettes est calculée à partir du tenseur de Maxwell qui est donné par l'équation (5. 9). Les Figures 5. 21 à 5. 24 présentent l'évolution de la force électrique en fonction du temps. Les composantes suivant les axes x et y sont représentées. Lorsque les gouttelettes sont alignées avec le champ électrique (*Figure 5. 19*), la force électrique est maximale, la composante suivant y est pratiquement nulle. Lorsque l'axe reliant les centres des gouttelettes est décalé par rapport à la direction du champ électrique, les deux composantes suivant les axes x et y sont présentes. Les simulations montrent que la force électrique totale ($F_{EL} = \sqrt{F_x^2 + F_y^2}$) dépend de la position des gouttelettes d'eau par rapport à la direction du champ électrique appliqué. Pour $\alpha=30^\circ$, les deux composantes de la

force électrique sont quasi-symétriques, ce qui n'est pas le cas pour $\alpha=60^\circ$. L'évolution des composantes de la force électrique nous permet également de constater que la force électrique est croissante jusqu'à la coalescence complète des gouttelettes et elle commence à diminuer après la coalescence (Figures 5. 22 et 5. 23).

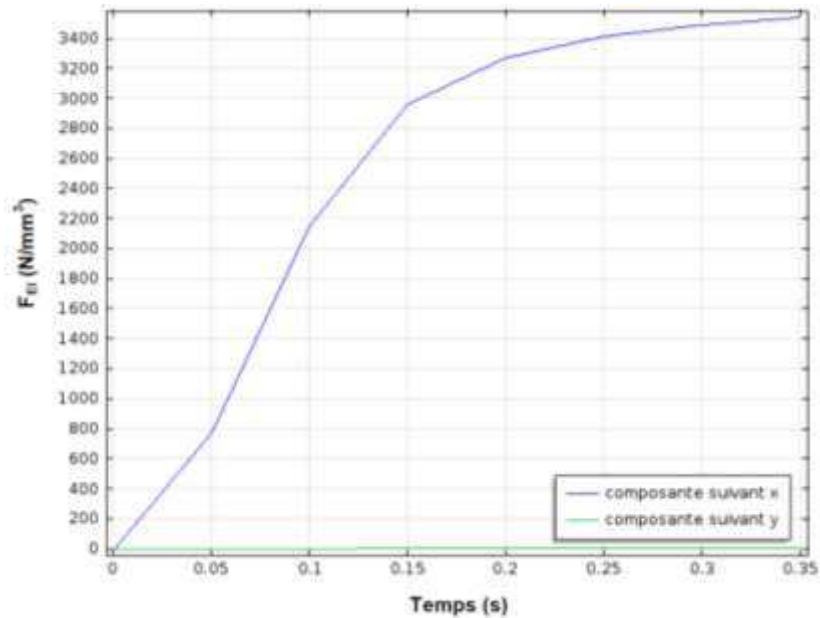


Figure 5. 19. Force électrique calculée à partir de tenseur de Maxwell pour deux gouttelettes de même taille ($R=2$ mm) alignées avec le champ électrique

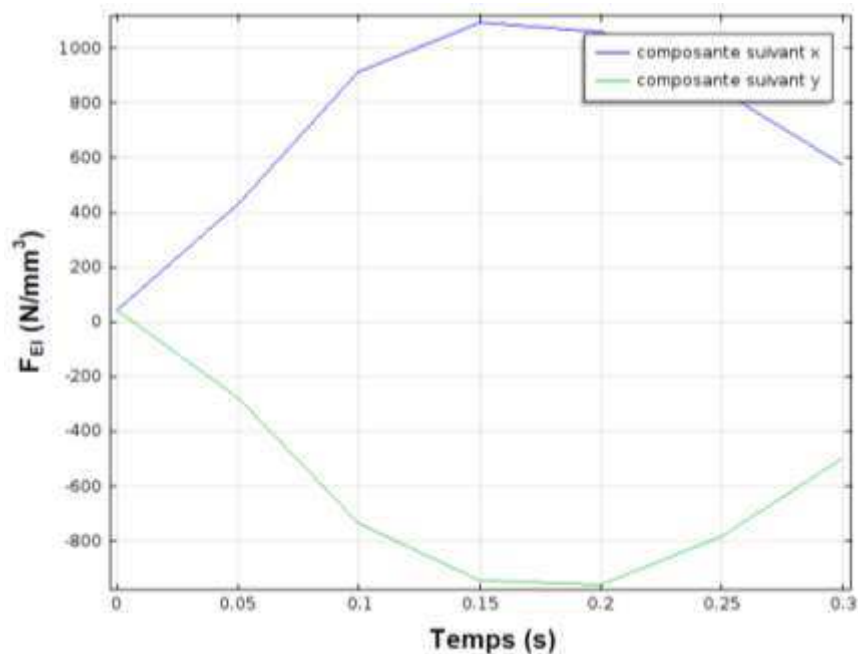


Figure 5. 20. Force électrique calculée à partir de tenseur de Maxwell pour deux gouttelettes de même taille ($R=2$ mm) L'axe des gouttelettes fait un angle de 30° avec la direction du champ électrique

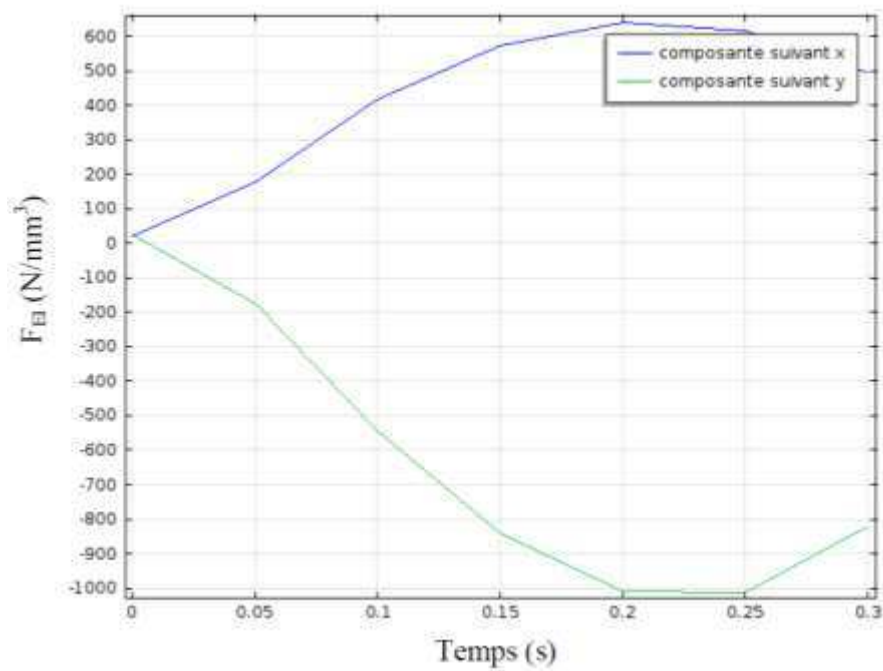


Figure 5. 21. Force électrique calculée à partir de tenseur de Maxwell pour deux gouttelettes de même taille ($R=2$ mm) L'axe des gouttelettes fait un angle de 60° avec la direction du champ électrique

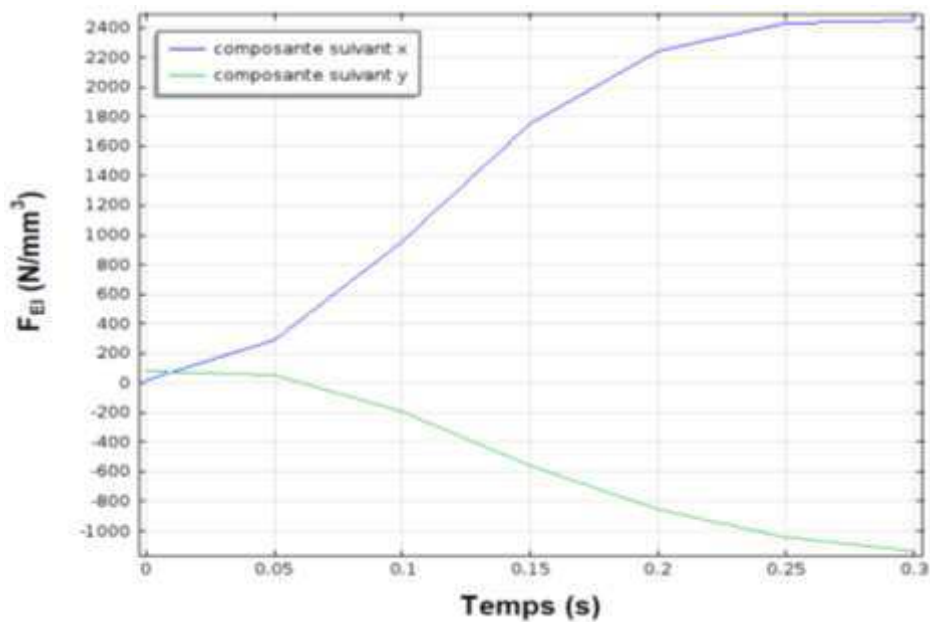


Figure 5. 22. Force électrique calculée à partir de tenseur de Maxwell pour deux gouttelettes de tailles différentes ($R_1=2$ mm et $R_2= 3,5$ mm) L'axe des gouttelettes fait un angle de 60° avec la direction du champ électrique

4. Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre une étude de la dynamique de deux gouttelettes d'eau posées sur une surface diélectrique hydrophobe en présence du champ électrique. Nous nous sommes intéressés dans un premier temps aux aspects purement expérimentaux.

Les expérimentations qui ont été conduites pour étudier le processus de coalescence d'une paire de gouttelettes ont montré que la probabilité de coalescence dépend essentiellement de trois paramètres à savoir la distribution des gouttelettes sur la surface diélectrique, leur volume et la distance de séparation entre les gouttelettes. La coalescence de deux gouttelettes conduit à la formation d'une gouttelette de taille plus grande qui est plus sensible aux effets du champ électrique appliqué. Ce qui peut mener à une très forte activité de décharges électriques. L'amplitude et le nombre d'impulsion de courant de décharges augmente avec le rapprochement des gouttelettes. Comparé au phénomène du contournement de l'isolateur, la conductivité des gouttelettes a une influence réduite sur la coalescence.

La charge électrique transférée à la gouttelette a été estimée à travers la mesure des courants de décharges dus aux gouttelettes et comparée aux modèles analytiques. La charge électrique à la surface de la gouttelette est influencée par la forme du système d'électrodes et du volume de la gouttelette. L'interface air/liquide se déforme sur l'effet du champ électrique appliquée. Cette dynamique est contrôlée par la distance entre la gouttelette et l'électrode haute tension.

Dans la deuxième partie, nous avons proposé un modèle mathématique permettant de simuler la coalescence d'une paire de gouttelettes sur une surface solide en présence d'un champ électrique. L'utilisation de la méthode de champ de phase pour la capture de l'interface, couplée à des méthodes de résolution pour la simulation numérique a permis l'étude des processus physiques complexes tel que la coalescence. Les résultats présentés sont concluants et plusieurs comportements physiques ont été mis en évidence. Les simulations effectuées sur la coalescence reproduisent bien les comportements observés expérimentalement. La formation d'un pont liquide est rapidement observée dès le début du processus de coalescence induite par l'élongation des gouttelettes due aux forces électriques et aux forces d'attraction de Van-der-Walls. Le processus de coalescence est limité par les forces visqueuses inertielles et d'adhésion. La force électrique mutuelle a été calculée à partir de tenseur de Maxwell. Les

résultats montrent que la force électrique volumique mutuelle est fortement influencée par la position des gouttelettes par rapport à la direction du champ électrique.

Conclusion générale

L'objectif de ce travail était de contribuer à la compréhension et à la modélisation des instabilités inter-faciales solide/air/liquide (eau) dans les systèmes d'isolation des réseaux de transport et de distribution de l'énergie électrique. Deux approches ont été utilisées :

- Une étude expérimentale permettant de caractériser la déformation d'une gouttelette d'eau posée sur une surface diélectrique solide et l'interaction entre deux gouttelettes d'eau sous l'influence des différentes contraintes appliquées.
- Une modélisation des déformations interfaciales.

Ainsi, nous avons montré que la déformation ainsi que la coalescence des gouttelettes d'eau jouent un rôle important dans la fiabilité des systèmes d'isolation (isolateurs) en matériaux composites des réseaux de transport et de distribution de l'énergie électrique.

Dans l'étude de la déformation d'une gouttelette d'eau sur la surface d'un substrat en élastomère de silicone, nous avons montré que les paramètres tels que le volume de gouttelette d'eau, la conductivité des gouttelettes, leur nombre, leur position sur la surface du diélectrique et la distance entre les électrodes peuvent décider du comportement des gouttelettes d'eau sur la surface de l'isolateur. La forme d'une gouttelette posée sur une surface en élastomère de silicone peut être correctement décrite à partir l'équation de Young-Laplace à laquelle sont ajoutées les contraintes électrique et visqueuse. La forme de la gouttelette sur la surface diélectrique dépend essentiellement de l'angle de contact au point triple. La gouttelette passe progressivement d'une forme sphérique à une forme ellipsoïdale lorsque l'angle de contact diminue. Une variation se produit donc sur la hauteur et le diamètre de la gouttelette. Une bonne corrélation est obtenue entre cette variation de la hauteur et du diamètre avec l'analyse dimensionnelle à partir des nombre de Bond et de Weber. Le calcul de la distribution du champ électrique à la surface de l'isolateur par éléments finis (Flux 2D/3D) montre que les zones du point triple constituent le point de départ des instabilités. Les instabilités de la gouttelette dérivent de l'accumulation des espèces chargées aux points triples. Le renforcement du champ électrique est très important dans les zones du point triple.

Nous avons également développé une modélisation qui permet l'étude de la coalescence d'une paire de gouttelettes d'eau. Il s'agit d'un modèle à interface diffuse qui consiste en un couplage entre les équations de Navier-Stokes, le calcul de la force électrique et une équation de type Cahn-Hilliard pour décrire l'évolution du système. La coalescence dépend de la position des gouttelettes d'eau sur la surface isolante par rapport au champ électrique appliqué. La probabilité de coalescence est plus importante lorsque les gouttelettes d'eau sont proches des électrodes. En effet, la contrainte électrique est plus intense aux abords des électrodes par rapport aux autres régions de l'espace inter-électrodes. Le volume des gouttelettes a également une grande influence sur la coalescence compte tenu du fait que les gouttelettes de grandes tailles sont plus sensibles au champ électrique que les petites gouttelettes.

Le travail effectué confirme l'influence des instabilités inter-faciales sur les isolateurs de lignes haute tension. Ces phénomènes d'instabilité ont un impact important sur la durée de vie du système d'isolation (isolateurs) et peuvent causer des dommages importants sur la fiabilité des réseaux de transport et de distribution d'énergie électrique. Les différentes études menées présentent un intérêt industriel important car la maîtrise et la compréhension de ces processus physiques sont essentielles, lorsque l'on souhaite optimiser la tenue diélectrique des systèmes d'isolation extérieurs ou intérieurs des réseaux électriques haute tension.

La démarche suivie et les résultats présentés dans ce travail ouvrent de multiples perspectives tant d'un point de vue expérimental que d'un point de vue de la modélisation et de la simulation numérique des phénomènes physiques intervenant sur des isolateurs de lignes de transport et de distribution de l'énergie électrique dans des conditions d'humidité (pluie, rosée ...).

Références bibliographiques

- [1] V. Mohan, K. Chandrasekharan, and K. Padmanabhan, “Marangoni effects under electric fields,” *Adv. Space Res.*, vol. 3, n^o. 5, pp. 177–180, 1983.
- [2] O. Gallot-lavallée, “Etude de la charge d’espace et des phénomènes luminescents comme précurseurs du vieillissement électrique d’une résine époxy utilisée dans l’isolation haute tension,” Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2004.
- [3] G. G. Karady, “Flashover mechanism of non-ceramic insulators,” *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 6, n^o. 5, pp. 718–723, 1999.
- [4] T. Pollock, R. Sundararajan, R. Nowlin, K. Thomas, and M. Lynch, “Analysis of polymeric insulators,” in *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1998. Annual Report*, vol. 1, pp. 104–107, 1998.
- [5] A. Moukengué, S. N. Essiane, and A. Beroual, “Simulation of the shapes of a water droplet on insulated solid surface in an AC electric field,” *Can. J. Phys.*, vol. 85, n^o. 9, pp. 911–926, Sep. 2007.
- [6] J. F. Hall, “History and bibliography of polymeric insulators for outdoor applications,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 8, n^o. 1, pp. 376–385, 1993.
- [7] Y. Zhu, M. Otsubo, C. Honda, and S. Tanaka, “Loss and recovery in hydrophobicity of silicone rubber exposed to corona discharge,” *Polym. Degrad. Stab.*, vol. 91, n^o. 7, pp. 1448–1454, juillet 2006.
- [8] A. J. Phillips, J. Kuffel, A. Baker, J. Burnham, A. Carreira, E. Cherney, W. Chisholm, M. Farzaneh, R. Gemignani, A. Gillespie, T. Grisham, R. Hill, T. Saha, B. Vancia, and J. Yu, “Electric Fields on AC Composite Transmission Line Insulators,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 23, n^o. 2, pp. 823–830, Apr. 2008.
- [9] A. J. Phillips, D. J. Childs, and H. M. Schneider, “Aging of nonceramic insulators due to corona from water drops,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 14, n^o. 3, pp. 1081–1089, 1999.
- [10] K. Izumi and K. Kadotani, “Applications of polymeric outdoor insulation in Japan,” *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 6, n^o. 5, pp. 595–604, 1999.
- [11] E.A. Cherney, “Aging of Composite Insulators,” *25th International Power System Conference*, Ontario, Canada, 1995.
- [12] S. Gubanski and R. Hartings, “Swedish research on the application of composite insulators in outdoor insulation,” *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 11, n^o. 5, pp. 24–31, 1995.

- [13] CIGRE working group 22-03, “Worldwide service experience with HV composite insulators,” *Electra*, n^o. 191, pp. 27–43, Aug. 2000.
- [14] S. M. Gubanski and A. E. Vlastos, “Wettability of naturally aged silicon and EPDM composite insulators,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 5, n^o. 3, pp. 1527–1535, 1990.
- [15] J. Kim and M. K. Chaudhury, “Corona-discharge-induced hydrophobicity loss and recovery of silicones,” in *1999 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, vol. 2, pp. 703–706, 1999 .
- [16] Y. Liang, L. Ding, K. Yang, C. R. Li, and Y. Tu, “Study on hydrophobicity recovery characteristics and mechanism of HTV silicone rubber after corona deterioration,” in *Annual Report - Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 2007. CEIDP 2007*, pp. 308–311, 2007.
- [17] R. S. Gorur, L. J. Johnson, and H. C. Hervig, “Contamination performance of silicone rubber cable terminations,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 6, n^o. 4, pp. 1366–1373, 1991.
- [18] T. Young, “An Essay on the Cohesion of Fluids,” *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, vol. 95, pp. 65–87, Jan. 1805.
- [19] Wacker Chemie, “Silicones pour applications haute et moyenne” [Online]. Available: <http://www.yumpu.com/fr/document/view/16039531/silicones-pour-applications-haute-et-moyenne-wacker-chemie>. [Accessed: 22-Oct-2013].
- [20] D. Quéré, M.-J. Azzopardi, and L. Delattre, “Drops at Rest on a Tilted Plane,” *Langmuir*, vol. 14, n^o. 8, pp. 2213–2216, avril 1998.
- [21] U. Kaltenborn, P. Meier, and Y. Dirix, “Loss and recovery of hydrophobicity of novel hydrophobic epoxy resins,” in *2002 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pp. 303–306, 2002 .
- [22] D. König, I. Quint, P. Rosch, and B. Bayer, “Surface discharges on contaminated epoxy insulators,” *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. 24, n^o. 2, pp. 229–237, 1989.
- [23] Suwarno, A. Basuki, F. Lendy, and Sumedi, “Improving outdoor insulator performances installed at coastal area using silicone rubber coating,” in *2012 International Conference on Condition Monitoring and Diagnosis (CMD)*, pp. 1143–1146, 2012.
- [24] Z. Tian, H. Kawasaki, and M. Hikita, “Degradation effects and insulation diagnosis of HV polymeric insulating materials under accelerated aging conditions,” in *Proceedings of 1998 International Symposium on Electrical Insulating Materials, 1998*, pp. 627–630, 1998.

- [25] O. Fujii, K. Honsali, Y. Mizuno, and K. Naito, "A basic study on the effect of voltage stress on a water droplet on a silicone rubber surface," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 16, n^o. 1, pp. 116–122, 2009.
- [26] STRI, "Hydrophobicity Classification Guide," vol. Guide 1, 92/1, 1992.
- [27] Y. Khan, A. A. Al-Arainy, N. H. Malik, and M. I. Qureshi, "Hydrophobic characteristics of composite insulators in simulated inland arid desert environment," *AIP Conf. Proc.*, vol. 1239, n^o. 1, p. 75, Jun. 2010.
- [28] M. Ali and R. Hackam, "Effects of saline water and temperature on surface properties of HTV silicone rubber," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 15, n^o. 5, pp. 1368–1378, 2008.
- [29] R. S. Gorur, J. Mishra, R. Tay, and R. McAfee, "Electrical performance of RTV silicone rubber coatings," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 3, n^o. 2, pp. 299–306, 1996.
- [30] H. Hillborg, *Loss and Recovery of Hydrophobicity of Polydimethylsiloxane after Exposure to Electrical Discharges*. GRIN Verlag, 2012.
- [31] J. P. Reynders, I. R. Jandrell, and S. M. Reynders, "Review of aging and recovery of silicone rubber insulation for outdoor use," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 6, n^o. 5, pp. 620–631, 1999.
- [32] W. Shaowu, L. Xidong, G. Zhicheng, Y. Jun, and S. Qinghe, "Investigation on hydrophobicity and pollution status of composite insulators in contaminated areas," in *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 2001 Annual Report*, pp. 628–631, 2001.
- [33] S. Simmons, M. Shah, J. Mackevich, and R. J. Chang, "Polymer outdoor insulating materials. Part III-Silicone elastomer considerations," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 13, n^o. 5, pp. 25–32, 1997.
- [34] S.-H. Kim, E. A. Cherney, R. Hackam, and K. G. Rutherford, "Chemical changes at the surface of RTV silicone rubber coatings on insulators during dry-band arcing," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 1, n^o. 1, pp. 106–123, 1994.
- [35] I. J. S. Lopes, S. H. Jayaram, and E. A. Cherney, "A study of partial discharges from water droplets on a silicone rubber insulating surface," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 8, n^o. 2, pp. 262–268, 2001.
- [36] C. Roero and T. Teich, "Water drops on high voltage transmission lines," *Electrostatics Society of America (ESA), annual meeting*, University of Alberta, pp. 1–8, 2005.

- [37] S. H. Kim, E. A. Cherney, and R. Hackam, "Performance of RTV silicone rubber insulator coatings," *Conference Record of the 1990 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, pp. 213–216, 1990
- [38] Y. Zhu, M. Otsubo, and C. Honda, "Behavior of water droplet on electrically stressed polymeric coating surface," *Surf. Coat. Technol.*, vol. 201, n^o. 9–11, pp. 5541–5546, février 2007.
- [39] R. S. Gorur, J. W. Chang, and O. G. Amburgey, "Surface hydrophobicity of polymers used for outdoor insulation," *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 5, n^o. 4, pp. 1923–1933, 1990.
- [40] M. J. Owen, T. M. Gentle, T. Orbeck, and D. E. Williams, "Dynamic Wettability of Hydrophobic Polymers," in *Polymer Surface Dynamics*, J. D. Andrade, Ed. Springer US, pp. 101–110, 1988.
- [41] P. D. Blackmore, D. Birtwhistle, G. A. Cash, and G. A. George, "Condition assessment of EPDM composite insulators using FTIR spectroscopy," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 5, no. 1, pp. 132–141, 1998.
- [42] M. Amin, M. Akbar, and S. Amin, "Hydrophobicity of silicone rubber used for outdoor insulation (an overview)," *Rev. Adv. Mater. Sci*, pp. 10–26, 2007.
- [43] A. J. Phillips, D. J. Childs, and H. M. Schneider, "Water drop corona effects on full-scale 500 kV non-ceramic insulators," *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 14, n^o. 1, pp. 258–265, 1999.
- [44] U. Kaltenborn, J. Kindersberger, and J. Speck, "Surface behaviour of epoxy castings during the early ageing period," in *Proceedings of the 1998 IEEE 6th International Conference on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics, 1998. ICSD*, pp. 269–272, 1998.
- [45] D. Birtwhistle, G. Cash, G. George, B. Goss, A. Krivda, and H. Liu, "Field Monitoring of the Ageing of Composite High Voltage Insulators," in *Ageing Studies And Lifetime Extension Of Materials*, New York, USA: Kulwer Academic/ Plenum Publishers, pp. 225–237, 2001.
- [46] H.-J. Kloes and D. Koenig, "Multifactor-surface-tests of organic insulating materials in the early stage of degradation," in *Conference Record of the 1996 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, vol. 1, pp. 296–299 vol.1, 1996.
- [47] M. Amin and M. Salman, "Aging of polymeric insulator (an overview)," *Rev. Adv. materials Science*, pp. 96–116, 2006.
- [48] H. M. Schneider, W. W. Guidi, J. T. Burnham, R. S. Gorur, and J. F. Hall, "Accelerated aging and flashover tests on 138 kV nonceramic line post insulators," *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 8, n^o. 1, pp. 325–336, 1993.

- [49] R. S. Gorur, E. A. Cherney, and R. Hackam, "Polymer insulator profiles evaluated in a fog chamber," *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 5, n^o. 2, pp. 1078–1085, 1990.
- [50] R. S. Gorur, E. A. Cherney, and R. Hackam, "The AC and DC performance of polymeric insulating materials under accelerated aging in a fog chamber," *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 3, n^o. 4, pp. 1892–1902, 1988.
- [51] J. Kindersberger, M. kuhl, and R. Barsch, "evaluation of the condition of nonceramic insulators after long-term operation under service conditions," presented at the 9th International Symposium on High Voltage Engineering, Graz, 1995.
- [52] R. Barsch, J. Lambrecht, and H. Jahn, "On the evaluation of the hydrophobicity of composite insulator surfaces," *IEEE 1996 Annual Report of the Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, vol. 2, pp. 468–471 vol.2, 1996.
- [53] G. Riquel, J. M. Fourmigue, D. De Decker, R. Joulie, and R. Parraud, "Studies of the long-term performance of composite insulators and of the representativity of ageing tests," 1996. .
- [54] J. Hofman and R. barsch, "effects of electrodynamic process in droplet layers to partial discharge and leakage current and their use for a sensitive diagnostic on polymeric insulators surfaces," in *9th International Symposium on High Voltage Engineering*, Graz, 1995.
- [55] V. Duréault-Ollier, "Vieillessement de surfaces d'isolateurs en résine époxyanhydride : rôles respectifs des UV et du champ électrique," Université Joseph Fourier, 1992.
- [56] M. Khale and H. Adolf, "The influence of the structure of elastomeric insulators coatings on the degradation and recovery process," *9th International Symposium oh High Voltage Engineering*, Graz, vol. 3, 1995.
- [57] R.S. Gorur and R.S. Thallam, "Effetc of ultra-violet radiation on high temperature insulating materials," in *7th International Symposium oh High Voltage Engineering*, Dresden, vol. 24–01, 1991.
- [58] C. de Toureil, J. Kuffel, D. Mintz, and J. Vandermaar, "Solar uv in laboratory aging of composite insulator," in *10th International Symposium oh High Voltage Engineering*, Montreal, Canada, 1997.
- [59] N. Fujioka and S. Ohgaki, "Tracking degradation of silicon rubber," in *10th International Symposium oh High Voltage Engineering*, Montreal, Canada, 1997.
- [60] R. J. Hill, "Laboratory analysis of naturally aged silicone rubber polymer insulators from contaminated environments, 138 to 145 kV," in *Transmission and Distribution Conference, 1994., Proceedings of the 1994 IEEE Power Engineering Society*, pp. 488–493, 1994.

- [61] J. W. Chang and R. S. Gorur, "Surface recovery of silicone rubber used for HV outdoor insulation," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 1, n^o. 6, pp. 1039–1046, 1994.
- [62] J. W. Costerton, Z. Lewandowski, D. DeBeer, D. Caldwell, D. Korber, and G. James, "Biofilms, the customized microniche.," *J. Bacteriol.*, vol. 176, n^o. 8, pp. 2137–2142, Apr. 1994.
- [63] H.-C. Flemming, J. Wingender, R. Moritz, W. Borchard, and C. Mayer, "Physico-chemical properties of biofilms - a short review," *Biofilms Aquat. Environ.*, 1999.
- [64] I. W. Sutherland, "The biofilm matrix--an immobilized but dynamic microbial environment," *Trends Microbiol.*, vol. 9, n^o. 5, pp. 222–227, May 2001.
- [65] C. E. Zobell, "The Effect of Solid Surfaces upon Bacterial Activity," *J. Bacteriol.*, vol. 46, n^o. 1, pp. 39–56, Jul. 1943.
- [66] A. Coghlan, "Slime city," *New Sci.*, vol. 151, n^o. 2045, pp. 32–36, 1996.
- [67] R. M. Donlan and J. W. Costerton, "Biofilms: Survival Mechanisms of Clinically Relevant Microorganisms," *Clin. Microbiol. Rev.*, vol. 15, n^o. 2, pp. 167–193, Apr. 2002.
- [68] H. M. Lappin-Scott and J. W. Costerton, *Microbial Biofilms*. Cambridge University Press, 2003.
- [69] S. Wallström and K. tekniska högskolan I. för fiber-och polymerteknologi, *Biofilms on Silicone Rubber for Materials Outdoor High Voltage Insulation*. Univ., 2005.
- [70] N. Fuse, M. Kozako, T. Tanaka, S. Murase, and Y. Ohki, "Possible mechanism of superior partial-discharge resistance of polyamide nanocomposites," in *2004 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 2004. CEIDP '04*, pp. 322–325, 2004.
- [71] N. D. Megriche, "Modélisation dynamique des décharges sur les surfaces d'isolateurs pollués sous différentes formes de tension: élaboration d'un critère analytique de propagation," Ecole Centrale de Lyon, 1998.
- [72] R. Matsuoka, H. Shinokubo, K. Kondo, Y. Mizuno, K. Naito, T. Fujimura, and T. Terada, "Assessment of basic contamination withstand voltage characteristics of polymer insulators," *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 11, n^o. 4, pp. 1895–1900, 1996.
- [73] G. Taylor, "Disintegration of Water Drops in an Electric Field," *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.*, vol. 280, n^o. 1382, pp. 383–397, Jul. 1964.
- [74] H. Foll, *Electronic materials*. Kiel: University of Kiel, 2006.

- [75] M. C. Zaghdoudi and M. Lallemand, “Study of the behaviour of a bubble in an electric field: steady shape and local fluid motion,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 39, n^o. 1, pp. 39–52, Jan. 2000.
- [76] H. J. White, “Particle Charging in Electrostatic Precipitation,” *Am. Inst. Electr. Eng. Trans. Of*, vol. 70, n^o. 2, pp. 1186–1191, 1951.
- [77] Rohmann, H., “Methode zur Messung der Grösse von Schwebeteilchen.,” *Z. FÜR Phys.*, vol. 17, pp. 253–265, 1923.
- [78] M. Pauthenier and M. Moreau-Hanot, “La charge des particules sphériques dans un champ ionisé,” *J. Phys. Radium*, vol. 3, n^o. 12, pp. 590–613, 1932.
- [79] N.J. Felici, “Forces et charges de petits objets en contact avec une électrode affectée d’un champ électrique,” *Rev Gen Elec*, vol. 75, pp. 1145–1160, 1966.
- [80] P. A. Lawless and R. F. Altman, “ESPM: an advanced electrostatic precipitator model,” *Conference Record of the 1994 IEEE Industry Applications Society Annual Meeting*, pp. 1519–1526 vol.2, 1994.
- [81] D. J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics*. Upper Saddle River, N.J.: Prentice Hall, 1999.
- [82] H. Bruus, *Theoretical Microfluidics*. Oxford University Press, 2008.
- [83] C. T. O’Konski and H. C. Thacher, “The Distortion of Aerosol Droplets by an Electric Field,” *J. Phys. Chem.*, vol. 57, n^o. 9, pp. 955–958, Sep. 1953.
- [84] R. S. Allan and S. G. Mason, “Particle Behaviour in Shear and Electric Fields. I. Deformation and Burst of Fluid Drops,” *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.*, vol. 267, n^o. 1328, pp. 45–61, Apr. 1962.
- [85] A. Beroual, “Behavior of charged and uncharged bubbles in dielectric liquids subjected to electric stress,” *J. Appl. Phys.*, vol. 71, n^o. 3, p. 1142, Feb. 1992.
- [86] C. G. Garton and Z. Krasucki, “Bubbles in Insulating Liquids: Stability in an Electric Field,” *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.*, vol. 280, n^o. 1381, pp. 211–226, Jul. 1964.
- [87] D. Saville, “ELECTROHYDRODYNAMICS: The Taylor-Melcher Leaky Dielectric Model,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 29, n^o. 1, pp. 27–64, Jan. 1997.
- [88] G. Taylor, “Studies in Electrohydrodynamics. I. The Circulation Produced in a Drop by Electrical Field,” *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Sci.*, vol. 291, n^o. 1425, pp. 159–166, Apr. 1966.
- [89] J. R. Melcher and G. I. Taylor, “Electrohydrodynamics: A Review of the Role of Interfacial Shear Stresses,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 1, n^o. 1, pp. 111–146, 1969.

- [90] O. Vizika and D. A. Saville, “The electrohydrodynamic deformation of drops suspended in liquids in steady and oscillatory electric fields,” *J. Fluid Mech.*, vol. 239, pp. 1–21, 1992.
- [91] J. D. Sherwood, “Breakup of fluid droplets in electric and magnetic fields,” *J. Fluid Mech.*, vol. 188, pp. 133–146, 1988.
- [92] F. K. Wohlhuter and O. A. Basaran, “Shapes and stability of pendant and sessile dielectric drops in an electric field,” *J. Fluid Mech.*, vol. 235, pp. 481–510, 1992.
- [93] A. Ramos and A. Castellanos, “Conical points in liquid-liquid interfaces subjected to electric fields,” *Phys. Lett. A*, vol. 184, n^o. 3, pp. 268–272, Jan. 1994.
- [94] A. M. Gañán-Calvo, “Cone-Jet Analytical Extension of Taylor’s Electrostatic Solution and the Asymptotic Universal Scaling Laws in Electrospaying,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, n^o. 2, pp. 217–220, juillet 1997.
- [95] H. Li, T. C. Halsey, and A. Lobkovsky, “Singular Shape of a Fluid Drop in an Electric or Magnetic Field,” *EPL Europhys. Lett.*, vol. 27, n^o. 8, p. 575, Sep. 1994.
- [96] H. A. Stone, J. R. Lister, and M. P. Brenner, “Drops with conical ends in electric and magnetic fields,” *Proc. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 455, n^o. 1981, pp. 329–347, Jan. 1999.
- [97] A. Moukengué Imano and A. Beroual, “Deformation of water droplets on solid surface in electric field,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 298, n^o. 2, pp. 869–879, Juin 2006.
- [98] M. H. Davis, “Two Charged Spherical Conductors in a Uniform Electric Field: Forces and Field Strength,” *Q. J. Mech. Appl. Math.*, vol. 17, n^o. 4, pp. 499–511, Nov. 1964.
- [99] C. Sozou, “Electrohydrodynamics of a pair of liquid drops,” *J. Fluid Mech.*, vol. 67, n^o. 02, pp. 339–348, 1975.
- [100] P. R. Brazier-Smith, S. G. Jennings, and J. Latham, “An Investigation of the Behaviour of Drops and Drop-Pairs Subjected to Strong Electrical Forces,” *Proc. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 325, n^o. 1562, pp. 363–376, Nov. 1971.
- [101] J. S. Eow, M. Ghadiri, A. O. Sharif, and T. J. Williams, “Electrostatic enhancement of coalescence of water droplets in oil: a review of the current understanding,” *Chem. Eng. J.*, vol. 84, n^o. 3, pp. 173–192, décembre 2001.
- [102] P. Atten, “Electrocoalescence of water droplets in an insulating liquid,” *J. Electrostat.*, vol. 30, pp. 259–269, mai 1993.
- [103] M. Chiesa, J. A. Melheim, A. Pedersen, S. Ingebrigtsen, and G. Berg, “Forces acting on water droplets falling in oil under the influence of an electric field: numerical

- predictions versus experimental observations,” *Eur. J. Mech. - BFluids*, vol. 24, n^o. 6, pp. 717–732, Nov. 2005.
- [104] F. Blanchette, L. Messio, and J. W. M. Bush, “The influence of surface tension gradients on drop coalescence,” *Phys. Fluids 1994-Present*, vol. 21, n^o. 7, p. 072107, Jul. 2009.
- [105] Y.-H. Lai, M.-H. Hsu, and J.-T. Yang, “Enhanced mixing of droplets during coalescence on a surface with a wettability gradient,” *Lab. Chip*, vol. 10, n^o. 22, p. 3149, 2010.
- [106] M. Mohammadi, S. Shahhosseini, and M. Bayat, “Numerical Study of the Collision and Coalescence of Water Droplets in an Electric Field,” *Chem. Eng. Technol.*, vol. 37, n^o. 1, pp. 27–35, 2014.
- [107] M. A. Nilsson and J. P. Rothstein, “The effect of contact angle hysteresis on droplet coalescence and mixing,” *J. Colloid Interface Sci.*, vol. 363, n^o. 2, pp. 646–654, Nov. 2011.
- [108] N. US Department of Commerce, “NIST Chemistry Webbook.” [Online]. Available: http://www.nist.gov/mml/csd/informatics_research/webbook_chemident.cfm. [Accessed: 17-Dec-2013].
- [109] L. Rayleigh, “On The Instability Of Jets,” *Proc. Lond. Math. Soc.*, vol. s1–10, n^o. 1, pp. 4–13, Nov. 1878.
- [110] L. Rayleigh, “On the Stability, or Instability, of certain Fluid Motions,” *Proc. Lond. Math. Soc.*, vol. s1–11, n^o. 1, pp. 57–72, Nov. 1879.
- [111] Zeleny John, “Instability of electrified liquid surfaces,” *Phys. Rev.*, vol. 2, pp. 1–6, 1917.
- [112] G. I. Taylor and A. D. McEwan, “The stability of a horizontal fluid interface in a vertical electric field,” *J. Fluid Mech.*, vol. 22, n^o. 01, p. 1, Mar. 2006.
- [113] J. R. Melcher, “Electrohydrodynamic Charge Relaxation and Interfacial Perpendicular-Field Instability,” *Phys. Fluids*, vol. 12, n^o. 4, p. 778, 1969.
- [114] M. Cloupeau and B. Prunet-Foch, “Electrostatic spraying of liquids: Main functioning modes,” *J. Electrostat.*, vol. 25, n^o. 2, pp. 165–184, Oct. 1990.
- [115] J. S. Eow and M. Ghadiri, “The behaviour of a liquid–liquid interface and drop-interface coalescence under the influence of an electric field,” *Colloids Surf. Physicochem. Eng. Asp.*, vol. 215, n^o. 1–3, pp. 101–123, Mar. 2003.
- [116] T. B. Jones and G. W. Bliss, “Bubble dielectrophoresis,” *J. Appl. Phys.*, vol. 48, n^o. 4, p. 1412, Apr. 1977.

- [117] H. A. Pohl, *Dielectrophoresis: the behavior of neutral matter in nonuniform electric fields*. Cambridge ; New York: Cambridge University Press, 1978.
- [118] H. Timouyas, “Analyse et analyse numérique des singularités en électromagnétisme”, thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [119] J.-M. Roux, Y. Fouillet, and J.-L. Achard, “3D droplet displacement in microfluidic systems by electrostatic actuation,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 134, no. 2, pp. 486–493, Mar. 2007.
- [120] P. Dell’Aversana, J. R. Banavar, and J. Koplik, “Suppression of coalescence by shear and temperature gradients,” *Phys. Fluids*, vol. 8, n^o. 1, p. 15, Jan. 1996.
- [121] G. . Charles and S. . Mason, “The mechanism of partial coalescence of liquid drops at liquid/liquid interfaces,” *J. Colloid Sci.*, vol. 15, n^o. 2, pp. 105–122, avril 1960.
- [122] X. Zhang, O. A. Basaran, and R. M. Wham, “Theoretical prediction of electric field-enhanced coalescence of spherical drops,” *AIChE J.*, vol. 41, n^o. 7, pp. 1629–1639, 1995.
- [123] J. S. Eow and M. Ghadiri, “Drop–drop coalescence in an electric field: the effects of applied electric field and electrode geometry,” *Colloids Surf. Physicochem. Eng. Asp.*, vol. 219, n^o. 1–3, pp. 253–279, Juin 2003.
- [124] J. C. Ahern and W. Balachandran, “Influence of relative humidity on the electrical field strength to promote coalescence between two water drops,” *J. Electrostat.*, vol. 60, n^o. 1, pp. 25–36, Jan. 2004.
- [125] J. Raisin, P. Atten, and J. Reboud, “Field induced coalescence of two free water drops in a viscous dielectric fluid,” in *2011 IEEE International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, pp. 1–4, 2011.
- [126] K. Higuchi, “ON THE COALESCENCE BETWEEN PLANE SNOW CRYSTALS,” *J. Meteorol.*, vol. 17, n^o. 3, pp. 239–243, Jun. 1960.
- [127] J. C. Bird, W. D. Ristenpart, A. Belmonte, and H. A. Stone, “Critical angle for electrically driven coalescence of two conical droplets,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, n^o. 16, p. 164502, Oct. 2009.
- [128] J. W. Cahn and J. E. Hilliard, “Free Energy of a Nonuniform System. I. Interfacial Free Energy,” *J. Chem. Phys.*, vol. 28, n^o. 2, pp. 258–267, 1958.
- [129] F. Boyer, “A theoretical and numerical model for the study of incompressible mixture flows,” *Comput. Fluids*, vol. 31, n^o. 1, pp. 41–68, Jan. 2002.
- [130] R. Chella and J. Viñals, “Mixing of a two-phase fluid by cavity flow,” *Phys. Rev. E*, vol. 53, n^o. 4, pp. 3832–3840, Apr. 1996.

- [131] C. M. Elliott and H. Garcke, “On the Cahn–Hilliard Equation with Degenerate Mobility,” *SIAM J. Math. Anal.*, vol. 27, n^o. 2, pp. 404–423, Mar. 1996.
- [132] P. Seppacher, “Moving contact lines in the Cahn-Hilliard theory,” *Int. J. Eng. Sci.*, vol. 34, n^o. 9, pp. 977–992, juillet 1996.
- [133] D. Jacqmin, “Contact-line dynamics of a diffuse fluid interface,” *J. Fluid Mech.*, vol. 402, pp. 57–88, 2000.
- [134] D. N. Sibley, A. Nold, N. Savva, and S. Kalliadasis, “The contact line behaviour of solid-liquid-gas diffuse-interface models,” *Phys. Fluids 1994-Present*, vol. 25, n^o. 9, p. 092111, Sep. 2013.
- [135] J. W. Cahn, “Critical point wetting,” *J. Chem. Phys.*, vol. 66, n^o. 8, pp. 3667–3672, 1977.
- [136] Samuel A. Safran, *Statistical Thermodynamics of Surfaces, Interfaces and Membranes*. Frontiers in Physics, 1994.
- [137] S. Dai and Q. Du, “Motion of Interfaces Governed by the Cahn--Hilliard Equation with Highly Disparate Diffusion Mobility,” *SIAM J. Appl. Math.*, vol. 72, n^o. 6, pp. 1818–1841, Nov. 2012.
- [138] H. D. Ceniceros, R. L. N s, and A. M. Roma, “Three-dimensional, fully adaptive simulations of phase-field fluid models,” *J. Comput. Phys.*, vol. 229, n^o. 17, pp. 6135–6155, août 2010.
- [139] P. Yue, C. Zhou, J. J. Feng, C. F. Ollivier-Gooch, and H. H. Hu, “Phase-field simulations of interfacial dynamics in viscoelastic fluids using finite elements with adaptive meshing,” *J. Comput. Phys.*, vol. 219, n^o. 1, pp. 47–67, Nov. 2006.
- [140] J. . Brackbill, D. . Kothe, and C. Zemach, “A continuum method for modeling surface tension,” *J. Comput. Phys.*, vol. 100, n^o. 2, pp. 335–354, juin 1992.
- [141] N. Tofighi and M. Yildiz, “Numerical simulation of single droplet dynamics in three-phase flows using ISPH,” *Comput. Math. Appl.*, vol. 66, n^o. 4, pp. 525–536, Sep. 2013.
- [142] L. D. Landau & E.M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Medi*, Pergamon Press 1960.
- [143] T. Qian, X.-P. Wang, and P. Sheng, “Molecular Hydrodynamics of the Moving Contact Line in Two-Phase Immiscible Flows,” *Comm Comp Phys*, vol. 1, n^o. 1, pp. 1–52, Feb. 2006.
- [144] M. A. Day, “The no-slip condition of fluid dynamics,” *Erkenntnis*, vol. 33, no. 3, pp. 285–296, Nov. 1990.

- [145] Kim, “Phase-Field Models for Multi-Component Fluid Flows,” *Commun. Comput. Phys.*, 2012.
- [146] J. C. Baygents, N. J. Rivette, and H. A. Stone, “Electrohydrodynamic deformation and interaction of drop pairs,” *J. Fluid Mech.*, vol. 368, pp. 359–375, Aug. 1998.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur A. BEROUAL

et les rapports de

Monsieur S. AGNEL

Professeur - Laboratoire Institut d'Electronique du Sud (IES) - GEM - Université de Montpellier
CC079 place E. Bataillon - 34095 Montpellier cedex 05

Monsieur P. ELE

Professeur - Institut Universitaire de Technologie (IUT) - Université de Douala - BP 8698 - Cameroun

Monsieur J. MARTINEZ

Professeur - Université Paul Sabatier (UPS) - Laplace - 118 route de Narbonne
31062 Toulouse cedex 9

Monsieur NDOUMBE Jean

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE

Fait à Ecully, le 27 février 2014

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes



Titre : Étude comportementale des gouttelettes d'eau déposées sur la surface d'un isolateur composite haute tension en présence du champ électrique.

Mots clés : isolateur composite, déformation d'une gouttelette, coalescence des gouttelettes, champ électrique, interface eau/air/isolateur, modélisation numérique.

Résumé :- Ce travail porte sur l'étude expérimentale et théorique du comportement des gouttelettes d'eau (instabilité, déformation, coalescence), déposées à la surface d'un isolateur composite haute tension, en présence d'un champ électrique. La déformation des gouttelettes d'eau est étudiée en fonction de plusieurs paramètres tels que le volume, le nombre et la conductivité des gouttelettes ainsi que leurs positions par rapport aux électrodes. Un intérêt particulier est porté à la charge accumulée sur la surface d'une gouttelette. L'influence des gouttelettes sur la répartition du champ électrique ainsi que le facteur d'amplification du champ électrique par une méthode numérique sont étudiés. Une formulation mathématique de la déformation d'une gouttelette d'eau posée sur une surface d'isolateur est développée. Les mécanismes ainsi que les paramètres impliqués dans la coalescence d'une paire de gouttelettes d'eau sous l'effet du champ électrique sont également traités. Un modèle mathématique permettant d'analyser la coalescence d'une paire de gouttelettes d'eau posées sur la surface d'un isolateur en présence du champ électrique est proposé. Ce modèle est basé sur une approche à interface diffuse qui consiste essentiellement en un couplage entre les équations de Navier-Stokes, le calcul de la force électrique et une équation de type Cahn-Hilliard décrivant l'évolution de l'interface en prenant en compte les phénomènes de tensions superficielles. La démarche suivie et les résultats présentés dans ce travail ouvrent de multiples perspectives tant d'un point de vue expérimental que d'un point de vue de la modélisation et de la simulation numérique des phénomènes physiques intervenant sur des isolateurs de lignes de transport et de distribution de l'énergie électrique dans des conditions d'humidité (pluie, rosée ...).

Title: Study of the behavior of water droplets deposited on high voltage composite insulator surface in presence of the electric field.

Keywords: composite insulator, droplet deformation, coalescence of the droplets, electric field, water/air/insulator interface, numerical simulation.

Abstract: - This work is devoted to experimental and theoretical study of the behavior of water droplets (instability, deformation, coalescence), located on the surface of a high voltage composite insulator, in presence of electric field. The deformation of droplets is investigated according to several parameters such as volume, number and conductivity of the droplets as well as their positions with respect to the electrodes. A particular interest is focused on the electric charge accumulated on the droplet surface. The droplet influences on the electric field distribution as well as the amplification factor of the electric field are studied by a numerical method. A mathematical formulation of the deformation of water droplet located on a surface of insulator is developed. The mechanisms as well as parameters involved in coalescence of a pair of water droplets under the electric field stress are also investigated. A mathematical model is developed for analyzing the coalescence of a pair of water droplets sitting on the surface of an insulator in presence of the electric field. It is based on a diffuse interface model that essentially consists of a coupling between Navier-Stokes equations, the computing of electric force and a Cahn-Hilliard type equation describing the interface evolution including capillary phenomena. The approach followed and the results presented in this work open several perspectives as well from an experimental point of view as from a point of view of modeling and numerical simulation of physical phenomena affecting insulators of high voltage transport and distribution lines in humidity conditions (rain, dew.....).

Direction de recherche :

Monsieur Abderrahmane BEROUAL, Professeur des Universités

Abderrahmane.Beroual@ec-lyon.fr

Laboratoire Ampère - CNRS UMR 5005, <http://www.ampere-lab.fr>

École Centrale de Lyon

36 Avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex, France

Co-direction:

Monsieur Adolphe MOUKENGUE IMANO, Professeur

moukengue@univ-douala.com

Faculté des Sciences, Université de Douala, BP 24157 Douala, Cameroun