

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Centre Universitaire D'El-Oued
Institut des Sciences Et Technologie
Département de Génie Electrique Et Hydraulique



MEMOIRE

Pour l'Obtention du Diplôme d'ingénieur d'état en Electrotechnique
Option : Réseaux Electrique



Caractéristiques et paramètres électriques d'un modèle d'isolateur de haute tension Sous tension alternative

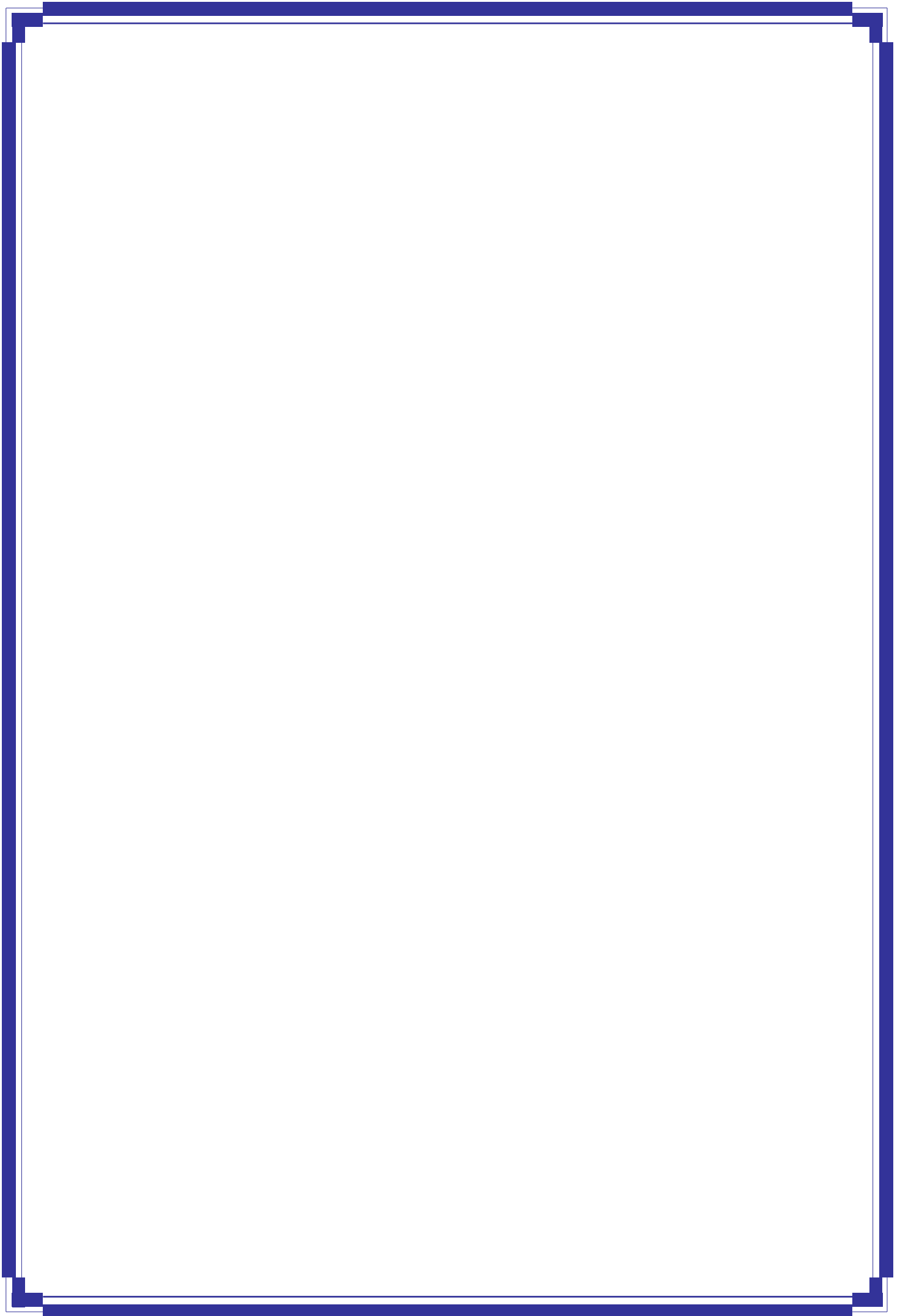
Présenté par :

ASMA CHEDALA
KALTOUM HALEM

Encadrée par :

M. GUIA TALAL

Promotion 2008



Remerciements

Ce travail a été réalisé au centre universitaire d'El -Oued du département de Génie Electrique, sous la direction Scientifique de Monsieur Mr T. GUIA

Nous remercions, notre encadreur Mr T. GUIA
Remercions également Mr R. RUIHA Enseignant au centre universitaire d'El- Oued, Mr A .CHEMSA Chargé de Cours au centre universitaire d'El- Oued, et tout les enseignants. Qu'ils trouvent ici l'expression de notre profonde gratitude pour tous leurs précieux conseils, leurs suivis permanents.

Enfin, Nous remercions tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.

Dédicaces

*J'ai le grand honneur de dédier ce modeste travail à :
Ma très chère mère, Mon très cher père. Qui m'ont élevé et donné le courage
nécessaire pour surmonter les obstacles rencontrés tout au long de ma vie.*

Mes très chères sœurs: Amel, Naoual, Aya.

Mes très chers frères: Ahmed, Mostefa, Khaled, Mohammed.

A toute ma famille sans exception.

A tous ceux qui m'aiment et que j'aime: Naima, Saida, Moufida.

*A tous mes amis que j'ai connus dans m'étude: safia, Afaf, Djahida, Naima,
Messaouda, Saida.*

A mon binôme: Kaltoum.

A tout mes copains de la section Eléctrotchnique 2008.

*A tous les enseignants et toutes les enseignantes qui ont contribué A ma
formation tout au long de ma vie d'étudiant.*

Asma Chedala

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

A mon très cher père.

A ma très chère mère.

A ma très chère grand-mère.

A mes très chère frères et mes sœurs: Hamza, Athman, Khaled, Salwa, Fatma zohra, Boubakar, Lazhare, Mona, Reguie, Sallah eddin, Asma, Sabine, et spécialement miloude, Intissar.

A mes tentes et oncles.

A mes cousins :Majada, Donia, Somia., Leila.

A toute ma famille sans exception.

A toute mes amis et spécialement : Soheila, Sabah, Warda, Mona, Asma,

Khadidja, Darinne, Moufida.

A mon binôme ASMA.

A tous mes amis que j'ai connus dans m'étude: safia, Afaf, Djahida, Naima,

Messaouda, Saida.

A la promotion Electrotechnique 2008.

A tous les enseignants et toutes les enseignantes qui ont contribué A ma formation tout au long de ma vie d'étudiant.

A tous ceux qui me sont chers.

KALTOUM HALEM.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	1
-----------------------------------	----------

CHAPETRE I : RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

I. Introduction	3
I.1. Isolateur dans les réseaux électriques	3
I.1.2. Fonctionnement et constitution d'un isolateur.....	3
I.1.3.Principaux types des isolateurs.....	4
I.1.3.1. Isolateurs de type rigide.....	4
I.1.3. 2. Elément de chaîne.....	4
I.1.3.2.1. Isolateurs à capot et tige.....	5
I.1.3.2.2.Isolateur à long fût en porcelaine.....	7
I.1.4. Choix des isolateurs.....	8
I.1.5. Isolateurs utilisés.....	9
I.1.6. Matériaux utilisés dans la constitution des isolateurs.....	9
I.1.6.1. Isolants.....	9
I.1.6.2. Pièces métalliques de liaison.....	11
I.1.7. Classification des isolateurs.....	11
I.1.7.1. Classe A.....	11
I.1.7.2. Classe B.....	11
I.2. Pollution des isolateurs.....	12
I.2.1.Formation et répartition de la couche de la polluant.....	12
I. 2.2. Source de pollution.....	12
I.2.3. Conséquence de la pollution.....	12
I.2.4. Degré de la pollution.....	13

I.3. Principaux travaux sur le contournement sous pollution.....	14
I.3.1. Modèles d'isolateurs.....	14
I.3.1.1.Modèle d'Alston et Zoledziowski	14
I.3.1.2. Modèle de Woodson et Mc Elroy.....	15
I.3.1.3.Modèle de Claverie et Porcheron.....	15
I.3.1.4.Modèle de Wilkins.....	16
I.3.1.5.Modèle d'Obenaus.....	17
I.3.1.6.Modèle de Neumarker.....	18
I.3.1.7.Modèle de M.N.Rayes et M.Zhirth.....	18
I.3.1.8. Modèle de A. Mekhaldi, D. Namane, S. Bouazabia et A. Beroual.....	19
I.3.1.9.Modèle de <i>J.Danis</i>	21
I.4. Conclusion	22

CHAPETRE II : PROPRIETES DES DIÉLECTRIQUES

I.1. Introduction	23
II.2. Définitions	23
II.2.1. Diélectrique.....	23
II.2.2. Isolant.....	24
II.3. Polarisation des diélectriques.....	24
II.4. Permittivité complexe.....	26
II.5. Pertes diélectriques.....	27
II.5.1.Equations de Maxwell.....	27
II.5.2. Relation d'Oumov-Poynting	28
II.5.3. Cas d'un champ sinusoïdal.....	29
II.6. Influence de la fréquence sur la permittivité complexe.....	30
II.7.Conditions aux limites à la surface de séparation de deux diélectrique.....	32

II.8. Notions sur les matériaux composites.....	34
II.8.1. Permittivité effectives et lois de mélange.....	34
II.8.1.1 Permittivité effective.....	34
II.8.1.2 Lois des mélanges.....	35
II.8.2. Théories du champ électrique local.....	35
II.8.2.1. Modèle de Lorentz.....	36
II.8.2.2. Modèle d'Onsager.....	37
II.8.3. Utilisation des diélectriques composites.....	38
II.8.4. Répartition du champ pour un système à deux diélectriques parallèles.....	38
II.8.5. La réfraction diélectrique.....	40
II.9. Conclusion.....	41

CHAPITRE III: MODELE DE LABORATOIRE ET DE SIMULATION

III.1. Introduction.....	42
III. 2. Modèle expérimental.....	42
III.3. Circuit de mesure du courant de fuite.....	43
III.3.1. Expression du courant de fuite I_0 en fonction de V_{luc}	44
III.4. Mesure de la capacité à partir de la charge.....	45
III.5. Détermination de la capacité.....	49
III.5.1. Mesure du courant de fuite.....	49
III.5.2. Mesure de la charge.....	50
III.6. Modèle de simulation.....	50
III.7. Conclusion.....	52

CHAPITRE IV: SIMULATION ET INTERPRITATION

IV.1. Application du logiciel à des systèmes connus.....	53
IV.1.1. Condensateur plan.....	53

IV.1.2. Capacité de deux fils parallèles.....	54
IV.2 Influence des différents paramètres sur la capacité du modèle.....	56
IV. 2.1. Influence de la distance inter électrodes.....	56
IV.2.2. Influence de la largeur des électrodes.....	58
IV. 2.3. Influence de la l'épaisseur de l'électrode.....	60
IV.3.Répartition du champ électrique et du potentiel.....	62
IV.4. Capacité en fonction de la distance inter électrodes (Comparaison avec les résultats expérimentaux).....	66
IV.4.1. Interprétations.....	71
IV.5. Contribution de l'air et du matériau dans la capacité du système.....	71
IV.6.Conclusion.....	75
CONCLUSION GÉNÉRALE.....	77

Introduction Générale

Le transport et la distribution de l'énergie électrique s'effectuent souvent par des lignes aériennes. Celles-ci comportent des isolateurs soumis à diverses contraintes, parmi celles-ci l'exposition de ces derniers à différents dépôts polluants.

L'humidification de ces couches de pollution engendre un courant de fuite, conduisant par effet joule à l'échauffement de la couche de pollution, et par conséquent à son assèchement partiel. Une partie importante de la tension appliquée se trouve reportée aux bornes de cette bande sèche engendrant, si le champ local dépasse un certain seuil, la création d'un arc électrique. Sous certaines conditions, cet arc peut s'allonger jusqu'à provoquer le contournement total du système isolant.

Une des méthodes utilisées pour le contrôle du degré de pollution est la mesure du courant de fuite : celui-ci dépend de l'impédance globale apparente de l'isolateur, considérée comme étant le résultat de zones sèches en série avec des zones polluées. Toutefois, il est difficile d'évaluer de manière exacte l'impédance apparente présentée par les zones sèches celle-ci joue pourtant un rôle capital dans l'impédance globale de l'isolateur. La raison en est que l'on considère souvent que les zones polluées ont une résistance tellement faible, qu'on peut les considérer, dans les cas extrêmes comme de parfaits conducteurs.

Nous nous proposons, dans ce travail, de contribuer à lever cette difficulté, et à établir au moyen de simulation, la relation complexe entre la capacité présentée par la zone sèche, et de nombreux paramètres électro-géométriques.

Notons que le comportement de ces zones sèches est, en partie également, lié aux caractéristiques propres du matériau diélectrique : une bonne connaissance de ce dernier nous est apparu par conséquent nécessaire.

Notre mémoire est donc structuré en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous rappelons quelques définitions spécifiques au domaine de la haute tension pour nous intéresser ensuite aux problèmes liés à la pollution, nous présenterons quelques travaux

effectués au laboratoire de Haute Tension, Nous évoquerons alors quelques méthodes de maintenance et de lutte contre les perturbations causées par ce phénomène.

Le deuxième chapitre sera consacré aux diélectriques. Nous citerons leur importance dans la conception des appareils et systèmes électriques. Nous aborderons d'une manière générale l'étude des propriétés principales des diélectriques. Quelques notions sur les diélectriques composites seront présentées à la fin de ce chapitre, vu l'intérêt grandissant porté à ces matériaux.

Dans le chapitre trois, nous présentons le modèles de laboratoire à géométrie extrêmement simple (modèle plan-plan). Ce choix délibéré a pour objectif de caractériser au mieux l'interface air-matériau diélectrique, c'est-à-dire la zone propre de l'isolateur. Deux méthodes ont été utilisées par les chercheurs pour déterminer la capacité du modèle en fonction de nombreux paramètres électro-géométriques, ensuite on détermine d'après le modèle expérimental notre modèle de simulations.

Dans le dernier chapitre, nous simulerons les différentes configurations exploitées au laboratoire, afin de les comparer avec les résultats expérimentaux. Nous développerons certaines notions telles que la notion de permittivité équivalente, qui exprime l'étendue des lignes de champ.

Enfin, une méthode visant à séparer la contribution de l'air et du matériau dans la capacité du système est proposée. Cette méthode a pour objectif d'évaluer le degré d'influence de l'épaisseur du matériau sur la valeur de la capacité calculée.

Le transport et la distribution de l'énergie électrique s'effectuent souvent par des lignes aériennes. Celles-ci comportent des isolateurs soumis à diverses contraintes, parmi celles-ci l'exposition de ces derniers à différents dépôts polluants.

La présence couches polluantes sur les surfaces des isolateurs de haute tension, ayant pour origine plusieurs sources, devient un problème inquiétant ces dernières années. Alors il y a quelque méthode de maintenance et de lutte contre les perturbations causées par ce phénomène. Nous aborderons d'une manière générale l'étude des propriétés principales des diélectriques.

Les diélectriques existent sous forme solide, liquide et gazeuse. Ils sont capables de stocker l'énergie électrique, puisque ils permettent au champ électrique de les pénétrer. Soumis à une tension alternative, les diélectriques laissent passer un courant dit de "déplacement", ce courant peut être très élevé si la permittivité est grande.

Nous présentons les modèles de laboratoire à géométrie extrêmement simple (modèle plan-plan).

Deux méthodes ont été utilisées par les chercheurs pour déterminer la capacité du modèle en fonction de nombreux paramètres électro-géométriques, ensuite on détermine d'après le modèle expérimental notre modèle de simulations.

Nous simulerons les différentes configurations exploitées au laboratoire, afin de les comparer avec les résultats expérimentaux.

Enfin, une méthode visant à séparer la contribution de l'air et du matériau dans la capacité du système est proposée. Cette méthode a pour objectif d'évaluer le degré d'influence de l'épaisseur du matériau sur la valeur de la capacité calculée.

I. Introduction

Dans les réseaux de transport de l'énergie électrique, l'isolement pylône- conducteur est assuré par une chaîne d'isolateurs. Chaque chaîne est caractérisée principalement par sa longueur de fuite (nombre d'éléments). Cette longueur est adéquate au niveau de tension transportée.

Le phénomène de pollution des lignes aériennes constitue un sujet d'étude d'une importance primordiale. En effet, et suite à l'interaction entre, l'air transportant des grains de poussières et l'isolateur, une couche étrangère se dépose sur les surfaces de celui-ci [1]. Une fois cette couche est humidifiée, la tension de tenue diminue considérablement et provoque des incidents très graves. La présence ces couches polluantes sur les surfaces des isolateurs de haute tension, ayant pour origine plusieurs sources, devient un problème inquiétant ces dernières années. Pour cela, plusieurs travaux ont été effectués pour étudier ce phénomène.

I.1. Isolateur dans les réseaux électriques

L'isolateur est un matériau isolant solide présente une très grande résistance au passage du courant et dont la conductibilité est pratiquement nulle. Il est utilisé pour isoler les conducteurs ou les pièces sous tension afin d'empêcher les court-circuits, les pertes de courant et les charges d'électrocution [2].

I.1.2. Fonctionnement et constitution d'un isolateur

Les isolateurs sont des composants indispensables au transport et à la distribution de l'énergie électrique. Leur fonction est de réaliser une liaison mécanique entre des conducteurs portés à des potentiels différents accrochés aux pylônes des lignes aériennes, ils maintiennent les conducteurs dans la position spécifiée (isolateurs d'alignement et d'ancrage), ils assurent la transition entre l'isolation interne (huile, SF6) et l'isolation externe (air atmosphérique), ils permettent de raccorder les matériels électriques au réseau (traversées de transformateur, extrémités de câbles) et ils constituent, également, l'enveloppe de certains appareils (disjoncteurs, parafoudres, réducteurs de mesure) [3].

Les isolateurs sont conçus et dimensionnés pour résister aux contraintes prévisibles introduites par l'environnement [4]. Du point de vue électrique, l'isolateur est considéré comme deux électrodes dont l'intervalle comporte trois zones constituant trois isolants en parallèle ayant des comportements différents, qui sont les suivants [4]:

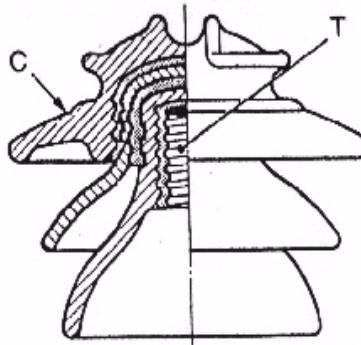
- L'intervalle d'air.
- Le matériau diélectrique.
- L'interface air - matériau diélectrique.

I.1.3.Principaux types d'isolateurs

On peut distinguer deux principaux types d'isolateurs :

I. 1.3.1. Isolateurs de type rigide

Un isolateur rigide (Figure.I.1), est relié au support par une ferrure fixe. Tous les isolateurs rigides normalisés sont livrés avec une douille scellée de telle façon qu'ils puissent être vissés directement sur les ferrures correspondantes. La céramique et le verre sont les deux matériaux utilisés pour les isolateurs rigides [2].

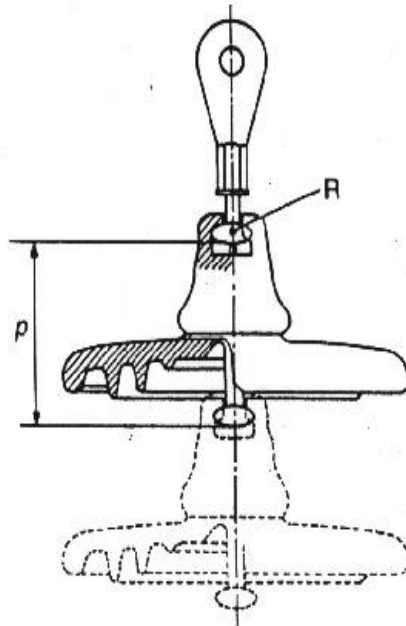


C : Cloche
T : Logement de tige.

Figure. I.1. Isolateur rigide en verre.

I.1. 3. 2. Élément de chaîne

C'est un isolateur constitué par un matériau isolant équipé de pièces métalliques de liaison, nécessaires pour le relier de façon flexible à d'autres éléments de chaîne (Figure.I.2), à la pince de suspension du conducteur ou support, ces éléments sont soumis principalement à des efforts de traction. Ils sont généralement utilisés en suspension et forment des chaînes d'isolateurs soit verticales (chaînes d'alignement), soit horizontale (chaînes d'ancrages) [4].



R : Rotule.

ρ : pas.

Fig.I.2. Assemblage à rotule.

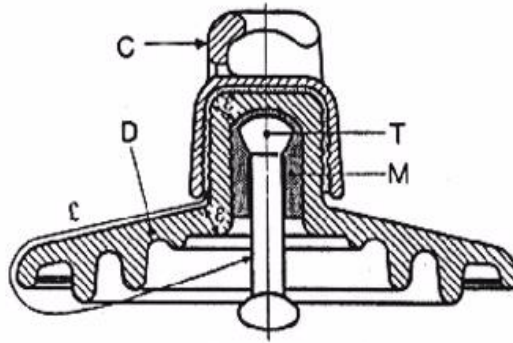
I.1.3.2.1. Isolateurs à capot et tige

L'isolateur capot tige est constitué d'un bloc isolant portant à sa partie supérieure un capot scellé en fonte malléable et à l'intérieur une tige en acier, avec cannelures et dont la tête conique est également scellée dans le verre (ou la porcelaine).

L'extrémité inférieure de cette tige est arrondie et a les dimensions voulues pour pénétrer le capot de l'élément suivant, qui est maintenue par une goupille [1]; [5].

L'assemblage consiste à effectuer un scellement du capot et du diélectrique par du ciment, puis celui de la tige et du diélectrique, le tout est posé sur une table vibrante pendant une minute afin d'obtenir un bon scellement [5].

La coupe de l'isolateur capot tige est schématisée sur la (figure.I.3).



C : Capot (fonte malléable, galvanisée à chaud)

D : Diélectrique (verre trempé ou céramique)

M : Mortier de ciment alumineux ou Portland

T : Tige (acier, galvanisé à chaud)

\mathcal{L} : Plus courte distance dans l'air, extérieure à l'isolateur

La (figure.I.4) présente les différents profils des isolateurs à capot tige qui sont :

a). Profil standard

La faible profondeur, l'espacement entre les anneaux (nervures) et la ligne de fuite moyenne permettent l'utilisation de ce profil dans une zone de pollution modérée.

b). Profil brouillard

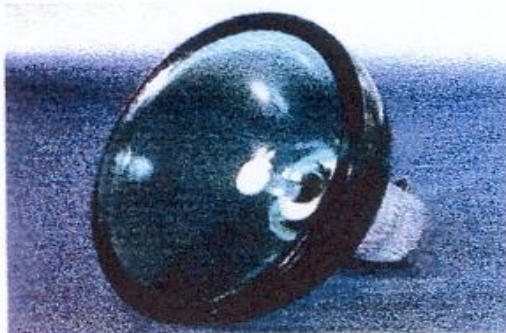
Plus large que le profil standard, l'écartement entre les anneaux permet un bon nettoyage par le vent ou la pluie et facilite le lavage manuel si nécessaire. L'espacement prévient également l'apparition d'arcs entre les anneaux adjacents dans des conditions sévères de pollution.

c). Profil ouvert

La suppression complète des anneaux permet de réduire l'accumulation des dépôts polluants. Ce type de profil est particulièrement efficace en régions désertiques où le lavage par pluie est très rare.

d) Profil sphérique

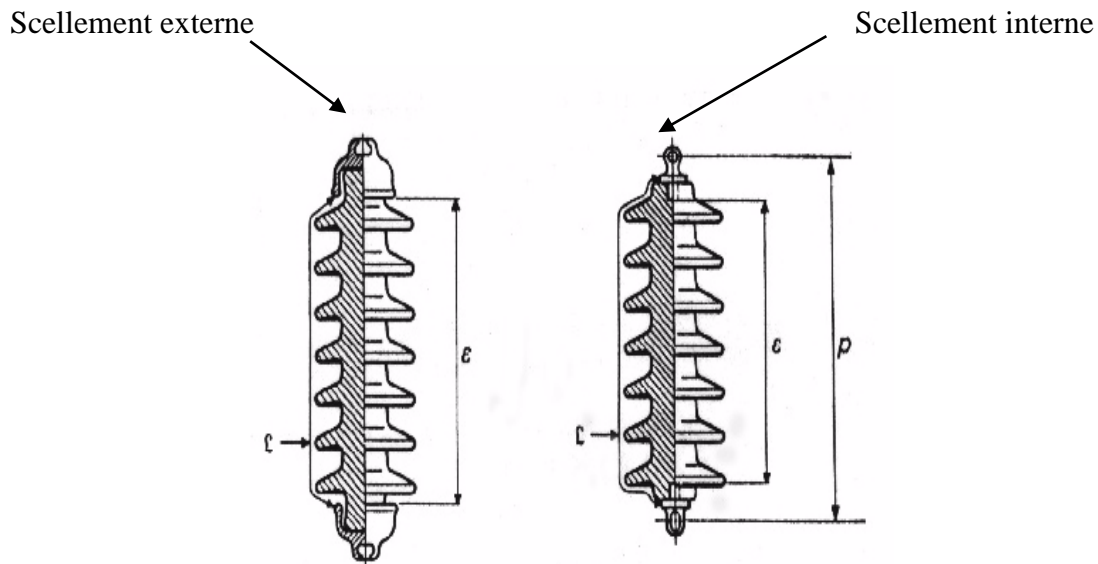
Ce type de profil donne une ligne de fuite équivalente au profil standard, mais l'absence d'anneaux facilite le nettoyage manuel.

**Profil standard****Profil antibrouillard (A)****Profil antibrouillard (B)****Profil ouvert****Profil sphérique****Figure.I.4. Différents profils des isolateurs à capot et tige.**

I.1.3.2.2. Isolateur à long fût en porcelaine

Ils sont constitués d'un bâton cylindrique plein en céramique, en porcelaine ou en matériaux synthétiques, muni d'ailettes (Figure.I.5), à chaque extrémité est fixé une pièce métallique de liaison, celle-ci peut être enveloppante en forme de capot scellé autour des extrémités tronconiques prévues sur le bâton, ou bien en forme de tige scellée dans une cavité prévue à cet effet.

De tels isolateurs peuvent être utilisés unitairement ou en série de plusieurs éléments en fonction de leur longueur et du niveau d'isolement requis [4].



\mathcal{L} : Plus courte distance dans l'air, extérieure à
L'isolateur
 ε : Longueur du canal de perforation
 p : pas
 $\varepsilon \gg \mathcal{L}/2$

Figure.I.5.Isolateur à long fût en porcelaine.

I.1.4. Choix des isolateurs

Les isolateurs entrent pour un pourcentage très modeste de l'ordre de 7%, dans le prix d'une ligne aérienne moyenne tension. Cependant, ils sont un élément essentiel dont dépend la sécurité d'exploitation, la qualité et la continuité de service [5].

Les isolateurs les mieux adapter à un environnement donné sont ceux qui retiennent le taux de dépôts polluant le moins élevé, c'est-à-dire les isolateurs qui possèdent les meilleures propriétés d'auto-nettoyage.

Même bien choisie, une isolation n'est jamais à l'abri d'un incident. La sévérité de la pollution d'un site peut changer. L'apparition d'une nouvelle usine à proximité d'un poste, la construction d'un ouvrage routier voisin ou plus simplement, un événement météorologique exceptionnel peuvent augmenter, durablement ou temporairement, la pollution d'un site, alors qu'un poste ou une ligne y sont déjà en exploitation. Le dimensionnement initialement

correct des isolateurs peut alors devenir insuffisant et il faut pouvoir protéger les installations existantes contre ces nouvelles sources de pollution éventuelles [6].

I.1.5. Isolateurs utilisés

Le réseau électrique SONELGAZ utilise différents types d'isolateurs en verre et en porcelaine. Néanmoins ceux en verre sont les plus répandus [7]. En MT le verre trempé seul est utilisé.

L'équipement des lignes aériennes en isolateurs porcelaine est abandonné pour les raisons suivantes :

- Isolateur trop lourd,
- Détection difficile de l'amorçage (isolateur en porcelaine perforé n'est pas toujours détecté du sol par l'exploitant).

I.1.6. Matériaux utilisés dans la constitution des isolateurs

Un isolateur est constitué en général de deux parties : une partie isolante et des pièces métalliques de liaison, scellées sur cette partie isolante.

I.1.6.1. Isolants :

Jusqu'à quelques années de cela seuls le verre et la céramique ont justifié d'un bon comportement en exploitation, bien que ces deux matériaux soient de nature fragile.

Vu leur légèreté, les matériaux synthétiques sont achèvement très utilisés en particulier lorsqu'on les compare aux chaînes d'isolateurs pour les lignes de haute tension.

a). Céramique

Il est généralement utilisé pour les isolateurs à haute tension et aussi pour les isolateurs support (long fût).

La composition des céramiques et leur fabrication sont longuement développées, certaines céramiques à grains très fins sont recommandées pour des isolateurs devant supporter des efforts mécaniques élevés [4].

b). Verres

- **Le verre recuit**

Il a surtout été utilisé pour faire des isolateurs rigides, mais on s'est aperçu que les isolateurs un peu épais ne résistaient pas aux variations brusques de températures.

De plus, le verre recuit ne supporte que des tensions mécaniques relativement faibles, ce qui interdit son emploi pour les isolateurs de suspension.

- **Le verre trempé**

Celui ci est obtenu par réchauffage de l'isolant retiré du moule à une température d'environ 700°C, puis refroidi par des jets d'air sous pression judicieusement répartis sur toute sa surface, les couches extérieures de la pièce isolante acquièrent rapidement une rigidité qui ne leur permet plus aucune déformation [4]. Le verre trempé présente une contrainte mécanique en traction environ 5 à 6 fois plus grande que celle du verre recuit et peut supporter des variations brusques de température pouvant atteindre 100° C [4].

Outre son bas prix, le verre présente l'avantage de permettre de déceler les défauts par une simple observation [8].

Remarque

L'isolateur en verre trempé ne peut avoir que deux états :

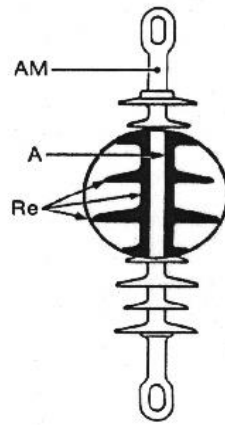
- Il est entier, on est sûr qu'il est électriquement et mécaniquement intact.
- Il est moignon suite au bris de sa jupe, on peut ainsi facilement le repérer mais on n'est pas dans l'obligation de le remplacer immédiatement car la résistance mécanique résiduelle est suffisante pour continuer l'exploitation de la ligne jusqu'à son remplacement programmé [9].

Nota

Il est à noter que la couleur verte de l'isolateur en verre provient de l'oxyde de fer présent dans sa composition, si celui-ci est absent le verre est transparent.

c). Matériaux synthétiques

Ces isolateurs (Figure.I.6), dits composites, sont constitués d'une âme réalisée en fibre de fer imprégnée de résine, donnant à l'isolateur sa tenue mécanique, et d'une enveloppe en matériaux synthétiques isolants. Les revêtements ont démontré actuellement un comportement satisfaisant sous contraintes électriques et sous pollution.



A : Ame en fibre de verre résine.

AM : Pièces d'accrochage métallique

Re : Revêtement à ailettes en matériaux synthétique

Figure.I.6. Isolateur composite

I.1.6.2. Pièces métalliques de liaison

Les parties isolantes constitutives de l'isolateur sont reliées entre elles ou au support par des pièces métalliques, réalisées par des métaux qui doivent répondre aux contraintes mécaniques et thermiques appliquées à l'isolateur au cours de son exploitation.

I.1.7. Classification des isolateurs

Conformément à la publication CEI 383(Commission d'électrotechnique internationale), les isolateurs de lignes aériennes sont divisés en deux classes selon leur forme.

I.1.7.1. Classe A

Elle comprend tous les isolateurs ou éléments de chaînes pour lesquels la plus courte longueur " ϵ " du canal de perforation à travers la matière isolante solide est au moins égale à la moitié de la plus courte distance dans l'air " \mathcal{L} " extérieur à l'isolateur, cette forme implique que ces isolateurs soient imperforations. Les isolateurs à long fût font, en général, partie de cette classe.

I.1.7.2. Classe B

Elle comprend tous les isolateurs ou éléments de chaînes pour lesquels la plus courte longueur " ϵ " du canal de perforation à travers la matière isolante est inférieure à la moitié de la plus courte distance dans l'air " \mathcal{L} " extérieur à l'isolateur. Les isolateurs à capot et tige appartiennent à cette classe [4].

I.2. Pollution des isolateurs

I.2.1. Formation et répartition de la couche de la polluant

Suite à l'écoulement d'un air transportant des poussières diverses, et à l'obstacle formé par les isolateurs, en présence de l'humidité, une couche de pollution se développe sur la surface de ceux-ci. La répartition non-uniforme et non-homogène de cette couche dépend du profil des isolateurs, du niveau de tension appliqué, de la position de l'isolateur par rapport à la borne haute tension, de la hauteur de l'isolateur par rapport au sol, du type de la pollution, des conditions climatiques (direction du vent, taux de pluie...) et de la disposition de la chaîne des isolateurs (verticale, horizontale, oblique).

I. 2.2. Source de pollution

Distingue plusieurs aspects plausibles de la pollution. Nous les énumérerons comme suit :

- **Pollution marine** : Celle-ci est constituée de particules salines dans les régions situées au bord de mer [10].
- **Pollution rurale** : Celle-ci est constituée d'engrais ou de pollen dans les régions rurales.
- **Pollution désertique** : Celle-ci est très contraignante dans les pays qui possèdent des lignes dans des régions désertiques (Algérie, Egypte, Arabie, etc.) et est constituée de fines particules de sable [11] s'incrétant sur la surface de l'isolateur.
- **Pollution par dépôts de glaces** : Elle concerne les pays très froids où le gel forme une "carapace" sur les chaînes d'isolateurs et compromet alors la tenue électrique et mécanique des isolateurs.
- **Pollution industrielle** : provient des fumées des usines, de cimenteries, de complexes sidérurgiques, chimiques ou même aux bords des centrales thermiques. Cette pollution peut être d'origine domestique (véhicules automobiles,...) ou agricole (engrais...) [12]; [13].
- **Pollution mixte** : Celle-ci est en fait la plus fréquente. Elle est constituée d'une concomitance entre les différents types de pollution [5]; [12].

I.2.3. Conséquence de la pollution

Les couches polluantes qui s'accumulent à la surface des isolateurs provoquent une conductivité électrique superficielle. Suivant les conditions atmosphériques (pluie fine, brouillard...), la tension de rupture diélectrique de l'air peut être atteinte entre deux points de la surface isolante entraînant l'amorçage d'un arc électrique qui court-circuite une partie de la ligne de fuite.

Trois cas peuvent se présenter selon les contraintes aux quelles est soumis l'isolateur [14] :

- **Arc non localisé**

L'arc électrique s'éteint rapidement, puis se réamorçe à un autre endroit et ainsi de suite. Il y a apparition de courant de fuite entraînant une petite perte d'énergie, généralement supportable par l'installation.

- **Arc fixe**

L'arc électrique se fixe sur la surface, soit en s'y maintenant (courant continu), soit en se réamorçant au même endroit (courant alternatif). Cet arc peut entraîner, par effet thermique, une dégradation du support isolant nécessitant le remplacement de l'élément défaillant.

- **Contournement des isolateurs pollués**

Le contournement d'un isolateur pollué est en général précédé par l'apparition brutale d'un courant de fuite accompagné de la formation d'une bande sèche et d'arc partiels. Un arc peut s'allonger jusqu'au contournement total.

I.2.4. Degré de la pollution

Afin de pouvoir dimensionner convenablement les isolateurs susceptibles d'assurer un service sans défaillance dans un site pollué, il est nécessaire de savoir caractériser quantitativement la sévérité de la pollution de ce site [13]. La détermination de cette sévérité représente l'un des points les plus important à résoudre. Différentes méthodes de mesure existe.

- ❖ **Densité du dépôt de sel équivalente**

(DDSE) la densité de dépôt de sel équivalent est le dépôt équivalent exprimé en mg de NaCl/cm² de la surface d'un isolateur, ayant une conductivité équivalente égale à un dépôt polluant réel dissous dans la même quantité de solution. La conductivité de la solution obtenue, ainsi que les caractéristiques de l'isolateur, permettent de déterminer la salinité équivalente.

- ❖ **Conductance Superficielle**

La conductance est le rapport du courant qui traverse l'isolateur à la tension appliquée. La conductivité superficielle est obtenue en multipliant la conductance par le facteur de forme de l'isolateur.

- ❖ **Courant de fuite**

Comptage d'impulsions: on enregistre pendant une période donnée, sur un isolateur soumis à sa tension de service. Le nombre d'impulsions du courant de fuite dépassant une

amplitude fixée. Par la suite, on mesure la plus forte valeur de crête du courant de fuite sur un isolateur soumis à sa tension de service.

❖ **Contrainte de contournement**

La contrainte de contournement d'un isolateur est la tension de contournement divisée par la longueur totale de l'isolateur.

❖ **Mesure de la pollution de l'air**

Cette méthode s'effectue sur une période de temps donnée et permet d'évaluer l'intensité et les caractéristiques de la pollution de l'air sur un site. Les phénomènes de contournement, une corrélation peut être établie entre l'analyse physico-chimique de l'air sur un site et la sévérité de la pollution sur ce même site [14].

❖ **Mesures optiques**

Le but des mesures optiques est d'évaluer l'épaisseur de la couche de pollution déposée à la surface de l'isolateur. La détermination du constant diélectrique et l'épaisseur de la couche de pollution par un dispositif à rayons lasers permettent à partir des rayons réfléchis (amplitude, décalage de phase etc.).

I.3. Principaux travaux sur le contournement sous pollution

I.3.1. Modèles d'isolateurs

Afin de contourner la difficulté liée à la configuration souvent complexe de l'isolateur, des modèles simples de laboratoire ont été adoptés par un certain nombre de chercheurs [15]; [16]. Si quelques modèles reflètent assez bien le comportement de l'isolateur, d'autres par contre, en restent assez éloignés [17]; [18]

I.3.1.1. Modèle d'Alston et Zoledziowski

Il est constitué d'un cylindre muni de deux électrodes. Ces dernières étant disposées tout autour des extrémités du cylindre (Figure.I.7) [17].

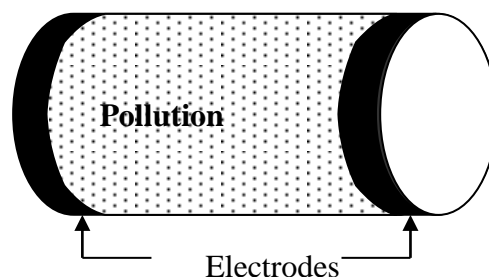


Figure.I.7. Modèle d'Alston et Zoledziowski

I.3.1.2. Modèle de Woodson et Mc Elroy

En utilisant une configuration géométrique circulaire, *Woodson* et *McElroy* [18] ont essayé de reproduire d'une façon idéale, la surface d'un isolateur (Figure.I.8).

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

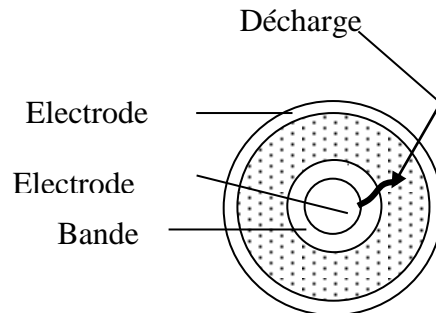


Figure.I.8: Modèle de Woodson et McElroy

I.3.1.3. Modèle de Claverie et Porcheron

Plusieurs modèles ont été proposés pour le cas d'une tension alternative. Le plus connu est celui de Claverie et Porcheron [19]. Ces auteurs ont montré que pour un modèle d'isolateur plan (Figure.I.9) la tension d'arc est de la forme :

$$U_{\text{arc}} = \frac{100 X}{\sqrt{I}} \quad (\text{I.1})$$

Et la tension maximale d'entretien de l'arc est

$$U_{\text{cx}} = \frac{800 X}{\sqrt{I}} \quad (\text{I.2})$$

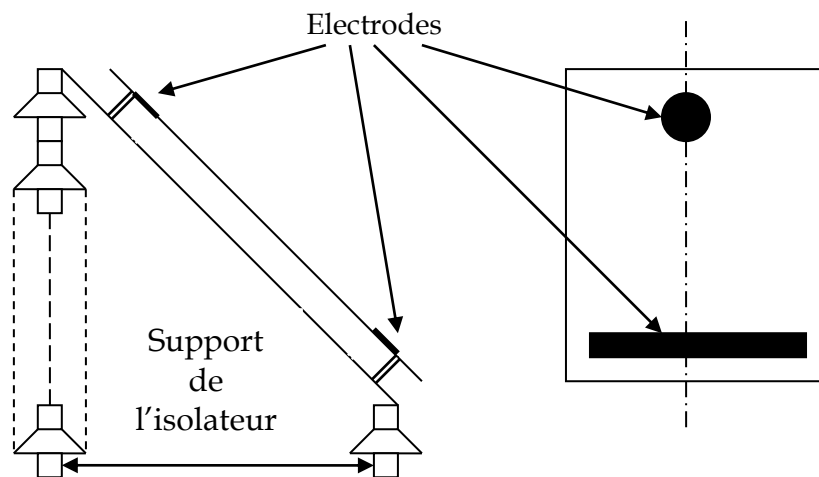


Figure.I.9 : Modèle expérimental de Claverie et Porcheron

I.3.1.4. Modèle de Wilkins

Celui-ci est constitué d'une électrode mise sous tension et située au-dessus d'un bac rempli d'eau additionné de sel, permettant de simuler la pollution [14].

La zone sèche étant considérée comme l'espace compris entre l'électrode et l'eau (Figure.I.10). Ce modèle est très utilisé pour étudier le critère de propagation de l'arc.

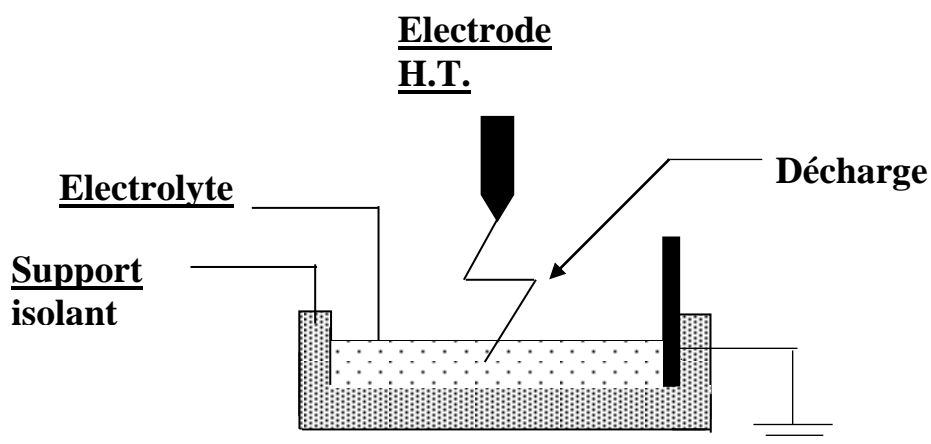


Figure.I.10. Modèle de Wilkins

Le même modèle a été utilisé également par Rahal [20] qui a essayé de montrer l'existence d'une force électrostatique s'exerçant sur la décharge, responsable du déplacement de l'arc. Elle a provoqué la courbure de la décharge vers l'électrode de masse. Une fois les conditions critiques satisfaites, la décharge se déplacera alors vers l'électrode de masse. Cette

force était due à la dissymétrie de la distribution du potentiel, elle-même causée par le passage du courant dans le liquide recouvrant la surface isolante.

I.3.1.5. Modèle d'Obenaus

C'est Obenaus [21] qui dans un travail de pionnier, est à l'origine des premières analyses quantitatives des phénomènes d'arcs se produisant sur des surfaces isolantes polluées soumises à une tension continue. En effet, un isolateur pollué et partiellement contourné peut être représenté par un circuit électrique équivalent constitué par un arc de longueur X en série avec une résistance $R(X)$ représentant la couche polluante non court-circuitée par cet arc (Figure.I.11).

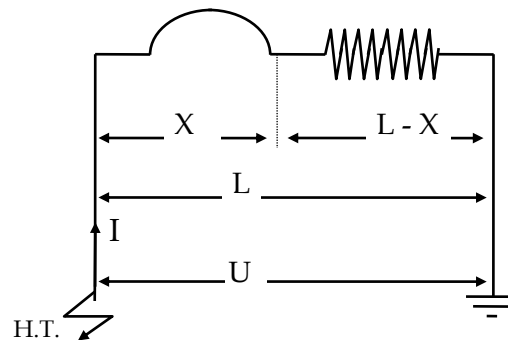


Figure.I.11. Circuit électrique équivalent d'après Obenaus

En appliquant la loi d'ohm, l'équation électrique s'écrit comme suit :

$$U = U_e + U_{\text{arc}} + R_p(X)I \quad (\text{I.3})$$

Avec :

U : la tension appliquée.

U_e : la chute de tension totale aux bornes des électrodes.

$R_p(X)$: la résistance de la couche polluée non court-circuité par l'arc.

U_{arc} : la tension d'arc.

X : la longueur d'arc.

I : le courant qui traverse la couche polluée.

I.3.1.6. Modèle de Neumarker

A partir du modèle d'Obenaus et en y ajoutant l'hypothèse d'une couche de pollution de résistance r_p uniforme par unité de longueur de fuite L , Neumarker [22] a proposé l'expression suivante pour la résistance de pollution R_p :

$$R_p(X) = r_p(L - X) \quad (\text{I.4})$$

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

En introduisant cette expression dans le modèle d'Obenaus et en négligeant les chutes de tension cumulées aux électrodes, la tension aux bornes de l'isolateur sera :

$$U = U_{arc} + r_p (L - X) I \quad (I.5)$$

Ou encore

$$U = \frac{NX}{I^n} + r_p (L - X) I \quad (I.6)$$

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

$$I_c = \left(\frac{NX}{I^n} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (I.7)$$

Et

$$X_c = \frac{L}{n+1} \quad (I.8)$$

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

$$U_c = N^{\frac{1}{n+1}} r_p^{\frac{n}{n+1}} L \quad (I.9)$$

I.3.1.7. Modèle de M.N.Rayes et M.Zhirh

Ce modèle [23] est constitué d'une électrode placée au-dessus d'une plaque isolante, à une distance variable S , considérée égale à la largeur de la zone sèche. Cette plaque est placée sur quatre colonnes uniformément polluées et situées à une distance $L-S$ de la terre (Figure.I.12). Une tension alternative de fréquence 50Hz est appliquée au modèle.

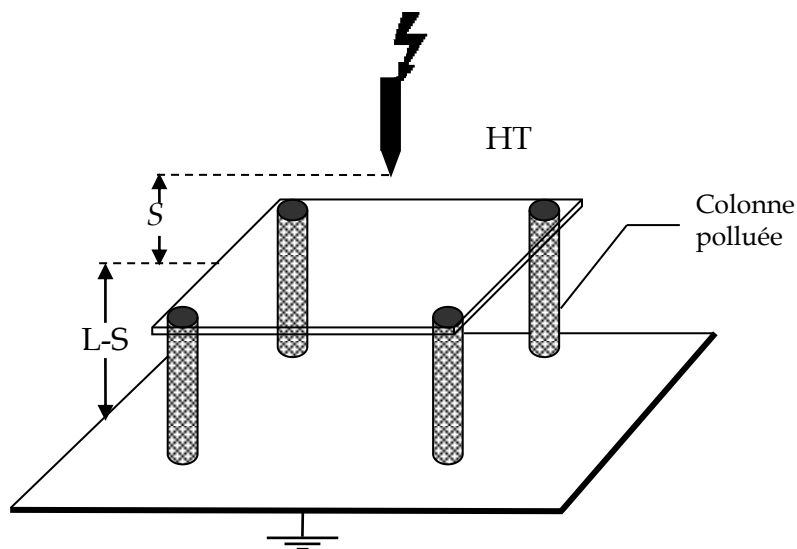


Figure.I.12:Modèle de M.N.Rayes et M.Zhirh

Les auteurs se sont intéressés à la variation de la tension de contournement en fonction de la largeur S de la zone sèche, pour plusieurs conductivités de la pollution appliquées aux colonnes. Ils ont abouti aux résultats suivants :

- La tension de contournement U_c en fonction de la distance S atteint un minimum, correspondant à une largeur S_{\min} située à environ 45-50 % de la longueur totale. Ce sont des courbes en forme de V.
- Pour une même largeur de la zone sèche, la tension de contournement diminue lorsque la conductivité des couches polluantes augmente.
- La tension de contournement de l'ensemble de zone sèche – zone polluée semble être confondue avec celle de la zone polluée lorsque $S < S_{\min}$.
- La tension de contournement totale ne représente pas la somme des tensions de contournement partiels zone sèche - zone polluée.
- La rigidité augmente lorsque la largeur de la zone sèche préétablie devient supérieure à la largeur critique, à partir de laquelle aucun arc stable ne peut être observé.

I.3.1.8. Modèle de A. Mekhaldi, D. Namane, S. Bouazabia et A. Beroual

Ces auteurs ont étudié l'influence de la répartition discontinue de la couche de pollution sur le comportement d'un modèle plan de laboratoire [24].

Ce modèle est soumis à des contraintes bien définies, à savoir la discontinuité de la pollution en variant de manière régulière la largeur de la pollution de 0 à L (L étant la longueur de fuite totale, égale à 40cm), la position de la pollution, ainsi que la conductivité de la couche polluante appliquée sur la plaque.

En effet, deux configurations de la pollution ont été considérées, à savoir, la pollution côté électrode circulaire de haute tension et la pollution côté électrode rectangulaire de terre (Figure.I.13).

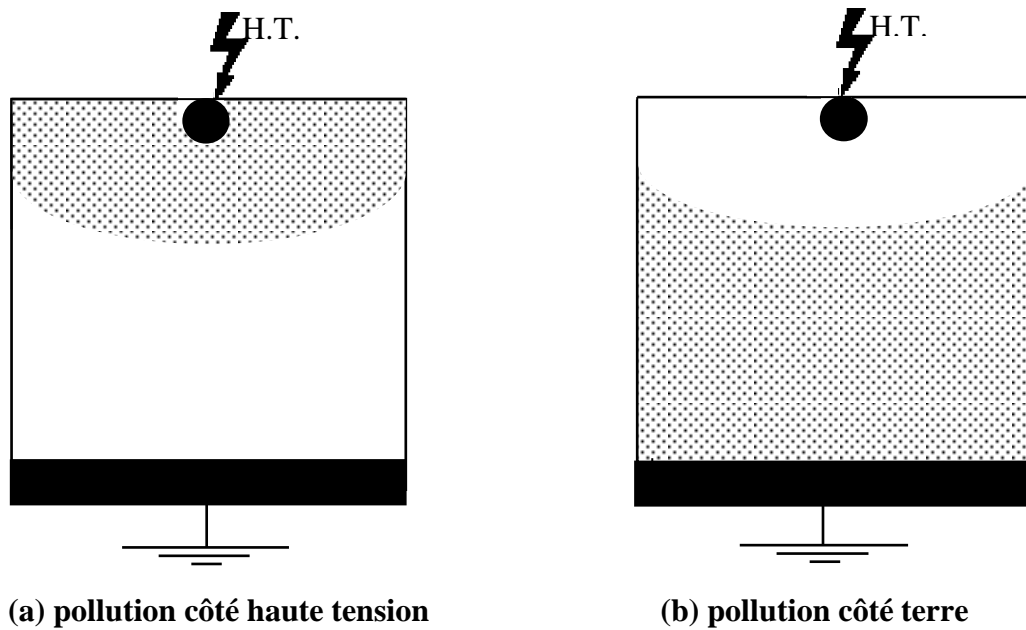


Figure. I.1 3: Modes de pollution selon A. Mekhaldi et al

A travers des observations et remarques sur les variations du courant de fuite et de la tension de contournement, les principales conclusions tirées sont :

- Il existe un régime critique à partir duquel on obtient une hausse brutale du courant. Ce régime est atteint pour les grandes largeurs de la couche polluante, lorsque la tension et/ou la conductivité sont élevées.
- Le courant de fuite est toujours plus élevé lorsque la couche polluante est du côté de l'électrode rectangulaire, mise à la terre.
- La conductivité influe sur le courant de fuite, surtout lorsque la couche de pollution est établie côté terre.
- La position de la pollution n'a apparemment pas d'influence sur la tension de contournement pour les conductivités utilisées.
- Il existe une longueur critique de la zone sèche à partir de laquelle aucun arc stable ne se propage. Cette longueur, évaluée au tiers de la longueur de la plaque, diffère considérablement de la longueur critique d'arc obtenue par Claverie et Porcheron dans le cas de pollution continue [19].
- La longueur critique de la zone sèche est toutefois indépendante de la conductivité.

I.3.1.9. Modèle de J. Danis

Ce modèle [25] prend en considération la discontinuité de la couche polluante. En effet, celui-ci comprend plusieurs zones sèches en alternance avec celles polluées.

L'auteur a utilisé un modèle de forme géométrique simple (surface rectangulaire ou cylindrique), munie de deux électrodes rectangulaires et placées aux deux extrémités de la surface (Figure.I.14).

J. Danis [25] a abouti aux constatations suivantes :

- L'arc se développe toujours d'abord à travers la zone sèche, puis dans la zone humide.
- L'arc peut se développer à n'importe quelle position le long de la zone sèche et aucune position n'est donc privilégiée par rapport à une autre (Figure.I.14).
- Dans le cas d'une alimentation continue, l'aspect de l'arc dépend de la polarité de l'électrode qui se trouve juste à proximité de l'arc (en cas de zone humide). Il semblerait que l'anode provoque un arc en forme de simple décharge lumineuse. La cathode, par contre, provoque un arc aux multiples ramifications fines. De plus, le développement de l'arc à proximité de la cathode est plus rapide que celui à proximité de l'anode.
- Le contournement se fait à travers les chemins déjà préétablis par les différents arcs de chaque zone sèche.
- Lorsque l'expérience est répétée, les positions des arcs développés sont différentes et le contournement se fera donc à travers un tout autre chemin.

A partir de ces observations et remarques, l'auteur a conclu que le phénomène de rupture des zones sèches est aléatoire. Comme la tension de contournement dépend de la rupture de ces zones sèches, celle-ci possède également le même caractère aléatoire.

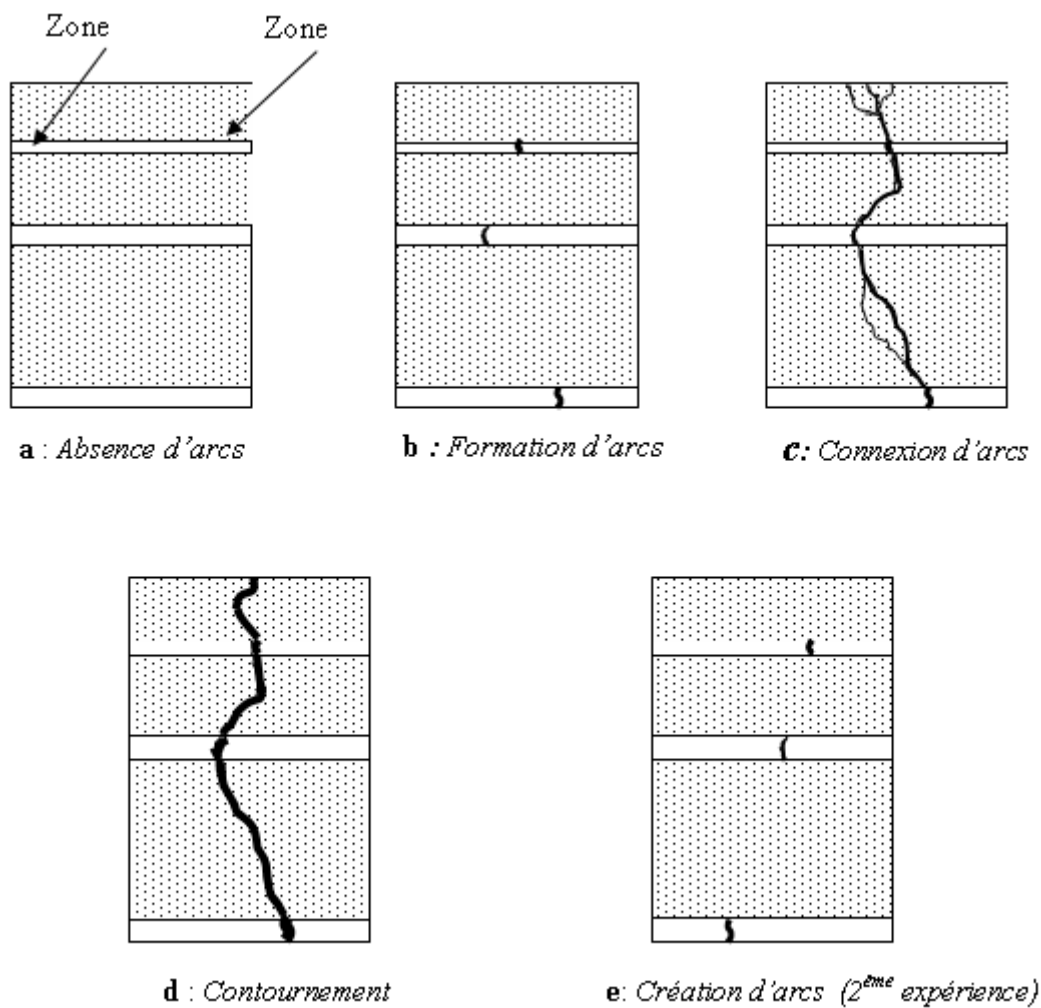


Figure.I.14: Modèle de J. Danis

I.4.Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une synthèse bibliographique sur les isolateurs et le phénomène de pollution des isolateurs de haute tension, ainsi les principaux modèles de laboratoire. On conclure que la pollution reste un facteur déterminant le dimensionnement des isolateurs dans les lignes de haute tension, et que la connaissance du degré de pollution est une condition indispensable pour dimensionner convenablement l'isolation extérieure, la nature et la sévérité de pollution dépendent, en grande partie, de la localisation géographique, prévoir une isolation externe convenable.

II.1. Introduction

L'étude des matériaux diélectriques est née du besoin pratique d'isoler, puisque les premières expériences d'électrostatique étaient basées sur l'isolement des charges à l'aide des matériaux diélectriques. Cependant, le rôle des matériaux diélectriques, du point de vue du génie électrique, ne se résume pas à exercer une fonction isolante.

Lorsque l'on veut réaliser un condensateur de forte capacité, on recherche les matériaux à grandes permittivités permettant d'obtenir des capacités élevées sous faible volume. A l'inverse, lorsque l'on cherche à réduire la capacité d'une isolation (comme dans les câbles par exemple), les matériaux à faible permittivité sont les plus intéressants. La permittivité du diélectrique joue également un rôle capital dans la répartition du champ électrique à l'intérieur d'une isolation multi matériaux. En effet la répartition du champ électrique se fait en raison inverse des permittivités. Ils sont capables de stocker l'énergie électrique, puisque ils permettent au champ électrique de les pénétrer. Soumis à une tension alternative, les diélectriques laissent passer un courant dit de "déplacement", ce courant peut être très élevé si la permittivité est grande.

Les matériaux diélectriques idéaux sont des matériaux qui ne sont pas conducteurs du courant électrique puisque ils ne contiennent pas de charges libres dans leurs structures, aussi ils ne possèdent pas de pertes diélectriques.

Les matériaux diélectriques réels contiennent un certain volume de charges libres provenant des impuretés. Ainsi, dans les diélectriques, on peut également observer une très légère conduction, détectable surtout à basses fréquences.

Dans ce chapitre, nous intéresserons aux propriétés des diélectriques réels. Nous donnerons aussi un aperçu sur les diélectriques composites, vu leur succès provenant de la possibilité d'obtenir des propriétés très diverses en fonction des caractéristiques des phases constituants.

II.2. Définitions

Dans le vocabulaire *Électrotechnique International*, on peut trouver les définitions suivantes:

II.2.1. Diélectrique

Substance dont la propriété électromagnétique fondamentale est d'être polarisable par un champ électrique. Caractérisé par sa constante diélectrique, ou permittivité relative, déterminée par rapport à celle du vide.

II.2.2. Isolant:

Substance qui a une conductivité suffisamment faible pour être utilisée afin de séparer des pièces à des potentiels différents.

II.3. Polarisation des diélectriques

Lorsqu'un diélectrique est placé dans un champ électrique, ce dernier s'en trouve modifié. Ce changement sera caractérisé par l'apparition de charges électriques. En effet, sur la partie du diélectrique voisine du corps créateur du champ apparaissent des charges de signe contraire à la charge de ce dernier et sur la partie éloignée du diélectrique des charges de même signe [26]. En fait, l'apparition de ces charges est due à la formation de pôles électriques d'où l'appellation de polarisation des diélectriques qu'on donne à ce phénomène. Contrairement aux conducteurs qui par application d'un champ électrique développent des charges d'une mobilité considérable, et traversent donc des distances importantes, les charges développées par la polarisation des diélectriques sont liées deux à deux (charges de signe opposé formant des dipôles électriques) et ne peuvent se déplacer qu'à des distances très petites c'est-à-dire dans les limites d'une seule molécule.

Le phénomène de polarisation est caractérisé par l'apparition d'une mince couche de charges négatives sur une face et d'une mince couche de positives sur l'autre face. En revanche, à l'intérieur du diélectrique il y a généralement compensation de charge de polarisation [26].

On montre alors que l'existence de charges de polarisation apparaissant au sein du diélectrique, sous l'action d'un champ électrique, permet de ramener un système de charges comprenant des isolants à un système de charge dans le vide, il n'y a qu'un seul milieu à considérer, le vide, caractérisé par la constante électrique:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1} \quad (\text{II.1})$$

ϵ_0 est souvent appelée **permittivité du vide**, on verra que la permittivité est une caractéristique d'un milieu constitué d'atomes et de molécules et qu'elle traduit l'état de polarisation d'un diélectrique.

On constate également, qu'après l'introduction d'un diélectrique entre les armatures d'un condensateur la capacité du système augmente. Si C_0 est la capacité du condensateur

placé dans le vide et C celle mesurée après l'introduction du diélectrique, on trouve alors que le rapport $\frac{C}{C_0}$ est plus grand que l'unité, il représente **la permittivité relative** du diélectrique notée: ϵ_r (elle était souvent appelée constante diélectrique ou pouvoir inducteur spécifique) [27]. C'est une propriété électrique caractéristique d'un matériau constitué d'atomes et de molécules et traduit l'état de polarisation d'un diélectrique.

La **permittivité absolue** ϵ est définie par la relation:

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r \quad (\text{II.2})$$

Pour interpréter tous les résultats précédents on est conduit à admettre que la charge présente dans le diélectrique prend, sous l'action du champ électrique une répartition telle que leurs actions à distance ne soient pas nulles en moyenne.

Chaque molécule d'un diélectrique polarisé se transforme ainsi en un dipôle électrique et acquiert un moment dipolaire définie par:

$$\vec{p} = q\vec{l} \quad (\text{II.3})$$

Où \vec{l} : vecteur joignant les charge q et (-q)

Pour pouvoir caractériser quantitativement la polarisation d'un diélectrique on utilise une grandeur physique spéciale appelée vecteur polarisation électrique. Le moment diélectrique rapporté à l'unité de volume du diélectrique est donc défini par :

$$\vec{p} = \frac{\sum \vec{p}_i}{\tau} \quad (\text{II.4})$$

Où \vec{p}_i : vecteur polarisation élémentaire.

τ : volume unitaire.

On peut alors écrire l'expression du vecteur déplacement électrique d'un diélectrique polarisé :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{II.5})$$

On en déduit que dans le vide le vecteur déplacement électrique s'écrit :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (\text{II.6})$$

Car le vecteur polarisation est nul.

II.4. Permittivité complexe

Quand on applique une tension sinusoïdale à un condensateur constitué d'un diélectrique autre que le vide on observe, le diélectrique étant imparfait, un dégagement de chaleur qui se superpose éventuellement à l'effet Joule (Pertes par conductivité) et qui constitue les pertes diélectriques. Ceux-ci conduisent à un retard de l'induction électrique \vec{D} sur l'excitation \vec{E} . Dans le cas d'une excitation sinusoïdale, on aura donc :

$$\begin{cases} E(t) = E_{\text{eff}} \sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi) \\ D(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r E_{\text{eff}} \sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi - \delta) = \varepsilon E_{\text{eff}} \sqrt{2} \cos(\omega t - \varphi - \delta) \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

Si, on exprime ces grandeurs sous leur forme complexe, on aura :

$$\vec{E} = E_{\text{eff}} e^{-j\varphi} \quad \text{et} \quad \vec{D} = \varepsilon E_{\text{eff}} e^{-j\varphi} e^{-j\delta} \quad (\text{II.9})$$

Si on effectue le rapport des deux vecteurs, on obtient une permittivité complexe $\bar{\varepsilon}$ donnée par :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\vec{D}}{\vec{E}} = \frac{\varepsilon E_{\text{eff}} e^{-j\varphi} e^{-j\delta}}{E_{\text{eff}} e^{-j\varphi}} = \varepsilon e^{-j\delta} = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (\text{II.10})$$

$$\text{Avec:} \quad \varepsilon' = \varepsilon \cos\delta \quad \text{et} \quad \varepsilon'' = \varepsilon \sin\delta$$

• **Remarque :**

Entre ε' et ε'' , on établit aussi la relation : $\text{tg}\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$. Ainsi, si \vec{E} et \vec{D} sont en phase on aura : $\text{tg}\delta=0$, $\varepsilon''=0$ et $\varepsilon'=\varepsilon$

La permittivité complexe ainsi obtenue dépend, ainsi que nous le verrons dans les prochains paragraphes, de la pulsation ω . Par ailleurs, la permittivité ε définie plus haut est aussi appelée permittivité 'statique' ε_s car elle correspond au rapport $\frac{\vec{D}}{\vec{E}}$ pour un champ invariable, où la fréquence est donc nulle. On lui oppose souvent la permittivité optique ε_∞ où la fréquence est considérée comme infinie.

II.5. Pertes diélectriques

A partir des équations de Maxwell, nous développerons les calculs dans le cas d'un champ sinusoïdal afin d'établir le bilan de puissance général, nous intéresserons précisément au matériaux diélectrique afin de déterminer la nature des pertes actives et réactives, et donc, en déduire le facteur de pertes diélectrique.

II.5.1. Equations de Maxwell

Un champ électrique \vec{E} statique peut exister en l'absence d'un champ \vec{H} , un condensateur portant la charge constante Q en fournit un exemple. Mais par contre, quand les champs varient avec le temps, \vec{H} ne peut exister sans un champ \vec{E} , de même que \vec{E} ne peut pas exister sans un champ \vec{H} correspondant. Bien qu'on puisse tirer de nombreuses informations intéressantes de la théorie des champs statiques, c'est seulement avec les champs variables dans le temps, que la théorie du champ électromagnétique prend sa pleine valeur.

Les expériences de Faraday et de Hertz, ainsi que les analyses théorique de Maxwell se rapportaient toutes à des champs variables [28].

Les équation regroupés ci-dessous, sous le nom d'équation de Maxwell, sont données sous leur forme la plus générale, c'est-à-dire en présence d'éventuels charges et courants de conduction.

Forme local :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{H} = \vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{div } \vec{D} = \rho_{\text{libre}} \\ \text{div } \vec{B} = 0 \end{array} \right.$$

Forme intégrale :

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint \vec{H} d\vec{l} = \iint_s \left(\vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad (\text{Théorème d'ampère}) \\ \oint \vec{E} d\vec{l} = \iint_s \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad (\text{loi de Faraday}) \\ \oiint_s \vec{D} d\vec{S} = \iiint_v \rho \, dv \quad (\text{Théorème de Gauss}) \\ \oiint_s \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad (\text{Loi de conservati on de flux}) \end{array} \right.$$

Il faut noter que les formes locales ou intégrales des deux premières équations sont équivalentes d'après le théorème de stokes, tandis que les formes locales et intégrales des deux dernières le sont d'après le théorème d'Ostrogradsky, ou théorème de la divergence.

La première et la seconde des équations locales montrent dans ce cas que les champs \vec{E} et \vec{H} variables, ne peuvent pas exister indépendamment. Par exemple, si \vec{E} est

fonction du temps, alors $\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E}$ sera aussi fonction du temps, si bien que la dérivée $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ sera différente de zéro. Par conséquent, $\text{rot} \vec{H}$ est lui-même non nul, et il doit donc exister un champ \vec{H} différent de zéro. De manière tout à fait similaire, la seconde équation montre que si \vec{H} est fonction du temps, il doit exister un champ \vec{E} .

II.5.2. Relation d'Oumov-Poynting

A partir des deux premières équations on obtient :

$$\begin{cases} \vec{E} \text{ rot} \vec{H} = \vec{j}_c \vec{E} + \vec{E} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & (1') \\ \vec{H} \text{ rot} \vec{E} = -\vec{H} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & (2') \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

En retranchant la deuxième équation à la première, on obtient:

$$\underbrace{\vec{E} \text{ rot} \vec{H} - \vec{H} \text{ rot} \vec{E}}_{\substack{\text{Puissance} \\ \text{transportée (par} \\ \text{unité de volume)}}} = \underbrace{\vec{j}_c \vec{E}}_{\substack{\text{Pertes joules} \\ \text{(par unité de} \\ \text{volume)}}} + \underbrace{\vec{E} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{H} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}}_{\substack{\text{Densité d'énergie} \\ \text{électromagnétique}}} \quad (\text{II.12})$$

Et donc: $-\text{div}(\vec{E} \wedge \vec{H}) = \vec{j}_c \vec{E} + \frac{\partial w_{em}}{\partial t}$ Relation d'Oumov-Poynting.
(II.13)

Avec: $\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \vec{H}$ vecteur de Poynting.

Pour un volume v:

$$-\iiint_v \text{div} \vec{\Pi} dV = \iiint_v \vec{j}_c \vec{E} dV + \iiint_v \frac{\partial W_{em}}{\partial t} dV \quad (\text{II.14})$$

En appliquant le théorème d'Oostrogradsky, nous établissons le bilan énergétique pour un volume V quelconque.

$$-\oint_s \vec{\Pi} d\vec{S} = \iiint_v \vec{j}_c \vec{E} dV + \frac{\partial W}{\partial t} dV \quad (\text{II.15})$$

II.5.3. Cas d'un champ sinusoïdal

\vec{H} , \vec{B} , \vec{j}_c , \vec{E} et \vec{D} sont représentés par des vecteurs complexes (système (u, v, w) de l'espace).

$$\vec{X} = (X_u \cdot e^{j \cdot \phi \cdot u}) \vec{e}_u + (X_v \cdot e^{j \cdot \phi \cdot v}) \vec{e}_v + (X_w \cdot e^{j \cdot \phi \cdot w}) \vec{e}_w \quad (\text{II.16})$$

On a aussi:
$$\begin{cases} \bar{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' \\ \bar{\mu} = \mu' - j\mu'' \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

- **Remarque**

En raison de phénomène de relaxation, pour les matériaux magnétiques, la perméabilité magnétique possède aussi une partie imaginaire.

Si on suppose γ réel (le temps de relaxation des charges libres est supposé très faible) (pour les fréquences très élevées γ peut être complexe).

Les deux premières équations de Maxwell deviennent:

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{H} = \gamma \vec{E} + j\omega \bar{\varepsilon} \vec{E} \\ \text{rot } \vec{E} = -j\omega \vec{B} \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

Si, \vec{E}^* et \vec{H}^* sont les conjugués de \vec{E} et \vec{H} . $(\vec{E} \vec{E}^* = E^2 \text{ et } \vec{H} \vec{H}^* = H^2)$

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{H}^* = \gamma \vec{E}^* + j\omega \bar{\varepsilon}^* \vec{E}^* & (1'') \times \vec{E} \\ \text{rot } \vec{E} = -j\omega \bar{\mu} \vec{H} & (2'') \times \vec{H} \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

En multipliant (1'') par \vec{E} et (2'') par \vec{H}^* puis en faisant la différence des deux équations obtenues on aura:

$$\vec{E} \text{rot } \vec{H}^* - \vec{H}^* \text{rot } \vec{E} = -\text{div}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \quad \text{avec : } \vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \vec{H}^*$$

Et

$$-\text{div } \vec{\Pi} = \gamma E^2 - j\omega \bar{\varepsilon} E^2 + j\omega \bar{\mu} H^2$$

En développant, le flux du vecteur de Poynting à travers une surface fermé, donne :

$$-\oint_S \vec{\Pi} d\vec{S} = \underbrace{\iiint_V (\gamma E^2)}_{\substack{\text{Puissance} \\ \text{apparente}}} + \underbrace{\varepsilon'' \omega E^2}_{\substack{\text{Pertes} \\ \text{joules}}} + \underbrace{\mu'' \omega H^2}_{\substack{\text{Pertes} \\ \text{diélectriques}}} + \underbrace{2j\omega \iiint_V \left(-\frac{\varepsilon' E^2}{2} + \frac{\mu' H^2}{2} \right) dV}_{\substack{\text{Pertes} \\ \text{magnétiques} \\ \text{(pertes fer)}}} \quad (II.20)$$

Puissance réactive (capacitive)
Puissance réactive (selfique)

La puissance apparente s'écrit aussi :

$$\vec{S} = P + jQ \quad (II.21)$$

A partir de (II.20) et (II.21), on peut séparer la partie réelle représentant les différentes pertes actives, et la partie imaginaire représentant les puissances réactives.

$$\begin{cases} P = \text{Re}(\vec{S}) = \int_V (\gamma E^2 + \varepsilon'' \omega E^2 + \mu'' \omega H^2) dV \\ Q = \text{Im}(\vec{S}) = \omega \int_V (\mu' H^2 - \varepsilon' E^2) dV \end{cases} \quad (II.22)$$

Application aux diélectriques $\mu \approx \mu_0$, donc très faible (matériau non magnétique).

$$\begin{cases} P = \iiint_V (\gamma E^2 + \varepsilon'' \omega E^2) dV \\ Q = -\omega \iiint_V \varepsilon' E^2 dV \end{cases} \quad (II.23)$$

• **Remarque**

En haute tension, les termes γ , ε'' et ε' peuvent changer sous l'action des champs très élevés (cas des huiles) [39].

$$\text{tg} \delta' = \frac{P}{Q} = \frac{\gamma + \varepsilon'' \omega}{\varepsilon' \omega} = \frac{\gamma_a}{\varepsilon' \omega} \quad (II.24)$$

δ' est l'angle complémentaire du déphasage entre la tension appliquée au diélectrique et le courant qui en résulte et γ_a conductivité apparente du matériau.

Cette équation montre que la partie imaginaire de la constante diélectrique ε'' rend compte seulement des pertes dues au travail nécessaire à l'établissement de la polarisation. Associées aux pertes liées à la conduction ohmique résiduelle σ du diélectrique, elles représentent la puissance active absorbée par le diélectrique illustrée par la conductivité apparente qui s'exprime comme : $\gamma_a = \gamma + \varepsilon'' \omega$

II.6. Influence de la fréquence sur la permittivité complexe

Sous l'action d'un champ alternatif il est possible de distinguer divers phénomènes :

♦ **Les phénomènes de résonance:** résultent du déplacement de charges, contrariés par des forces de rappel proportionnelles à l'amplitude du déplacement, dans les isolants ils sont dus à des électrons ou à des ions soumis à des champs électriques de fréquence 10^{12} à 10^{14} Hz. Il s'agit de la polarisation électronique ou atomique. La résonance est caractérisée par une chute brutale de ϵ' à une fréquence ω_0 . À la chute brutale de ϵ' correspond un pic de la composante imaginaire ϵ'' [26]. Tant que la fréquence du champ électrique est faible ϵ'' est nulle et ϵ' garde sa valeur statique ($\omega \rightarrow 0$), la permittivité diélectrique est nommée permittivité statique " ϵ_s ", et dans les fréquences optiques ($\omega \rightarrow \omega_{opt}$), elle est nommée permittivité optique est notée ϵ_∞ .

♦ **Les phénomènes de relaxation:** dus généralement à l'oscillation de dipôles à des fréquences comprises entre 10^7 et 10^{10} Hz, traduisent bien la polarisation dipolaire ou d'orientation, ϵ_r' diminue progressivement lorsque la fréquence augmente, sans s'annuler, c'est la relaxation dipolaire de Pellat-Debye.

L'équation typique décrivant ce modèle simple de relaxation est l'équation de dispersion de Debye.

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} - j \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} = \epsilon' - j \epsilon'' \quad (\text{II.25})$$

Avec: $\tau = \frac{1}{\omega_0}$, ω_0 étant la fréquence de résonance.

L'étude de ces fonction permet donc d'établir les variation de ϵ' et ϵ'' en fonction de la fréquence, les allures sont données par la (figure II.3).

Plusieurs types de polarisation peuvent être décrits qualitativement de la même manière et c'est pourquoi, dans la plupart des cas, on peut appliquer l'équation de Debye. Il faut cependant rappeler que cette équation a été établie spécifiquement pour le cas de la relaxation dipolaire.

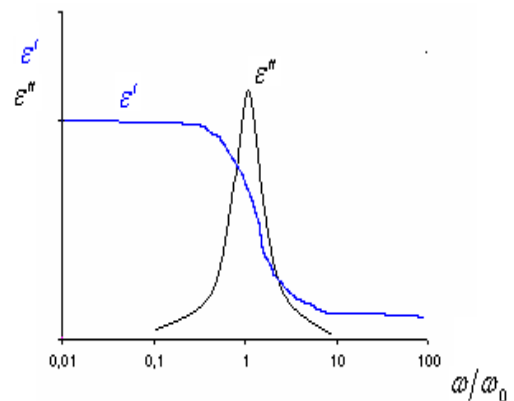


Fig. II.3 : Influence de la fréquence sur la permittivité complexe

L'inconvénient de ce modèle est qu'il ne considère qu'un seul temps de relaxation et omet les interactions moléculaires alors que les diélectriques dipolaires réels correspondent

rarement à ce modèle. De ce fait, on ne peut pas toujours décrire le phénomène de relaxation à l'aide de cette équation simple de Debye, car bien souvent les diélectriques se caractérisent par plusieurs temps de relaxation, comme c'est le cas par exemple des substances macromoléculaires, et des composites. Cole-Cole, Davidson-Cole ainsi que d'autres chercheurs ont proposé des modifications de l'équation de Debye en y introduisant des exposants empiriques menant à une augmentation du nombre de temps de relaxation pris en considération.

Néanmoins, toutes ces tentatives de description des phénomènes de relaxation diélectrique n'expliquent pas la complexité des phénomènes et relations observés pour un grand nombre de corps solides, surtout dans le spectre des basses fréquences. Il semble que les processus résultant des interactions entre plusieurs molécules chargées et responsables de la polarisation du diélectrique, jouent un rôle fondamental. Par conséquent, la description des mécanismes physiques (à l'échelle microscopique) impliqués dans les propriétés diélectriques des matériaux demeure toujours ouverte [28].

II.7. Conditions aux limites à la surface de séparation de deux diélectriques

Dans le cas d'un diélectrique homogène la répartition des grandeurs électriques est continue. Cependant, ces grandeurs peuvent subir une discontinuité à la surface de séparation de deux ou plusieurs diélectriques. Il est donc important de décrire le comportement des grandeurs électriques dans un tel cas. Les relations déterminant ces comportements sont données ce qu'on appelle les conditions aux limites.

Soit une surface (S) séparant deux milieux matériels (ϵ_1) et (ϵ_2). Ces milieux peuvent être indifféremment le vide, un métal ou un diélectrique. Comme le champ électrique est un champ conservatif, l'intégrale le long d'une ligne fermée de $\vec{E} \cdot d\vec{l}$ est nulle quelque soit le chemin suivi; la (figure II.4) présente un rectangle dont les coins sont numérotés 1,2,3 et 4.

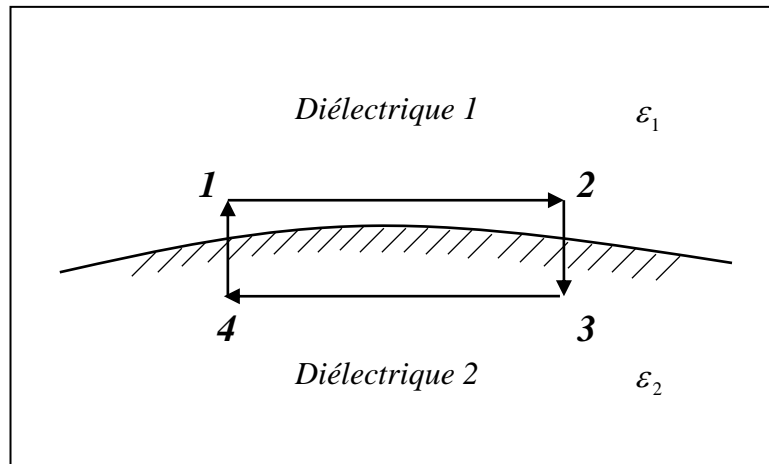


Figure. II.4 : Surface de séparation entre deux diélectriques différents

Nous aurons donc :

$$\int_1^2 \vec{E} d\vec{l} + \int_2^3 \vec{E} d\vec{l} + \int_3^4 \vec{E} d\vec{l} + \int_4^1 \vec{E} d\vec{l} = 0 \quad (\text{II.26})$$

Les intégrales $\int_2^3 \vec{E} d\vec{l}$ et $\int_4^1 \vec{E} d\vec{l}$ sont nulles.

Le vecteur $d\vec{l}$ étant parallèle à la surface (S) cette relation ne concerne que les composantes tangentielles de \vec{E} elles aussi parallèle à(S).

$$\int_1^2 E_{t1} dl - \int_3^4 E_{t2} dl = 0 \quad (\text{II.27})$$

La composante tangentielle de \vec{E} est continue à la traversée de la surface de séparation des diélectriques, ce qui peut s'écrire :

$$E_{t1} = E_{t2} \quad \text{soit} \quad \frac{D_{t1}}{\epsilon_{r1}} = \frac{D_{t2}}{\epsilon_{r2}} \quad (\text{II.28})$$

Pour obtenir les conditions sur les composantes normales, on considère un cylindre circulaire droit fermé et de petites dimensions. Il est traversé par la surface de séparation comme l'indique la (figure. II.5) :

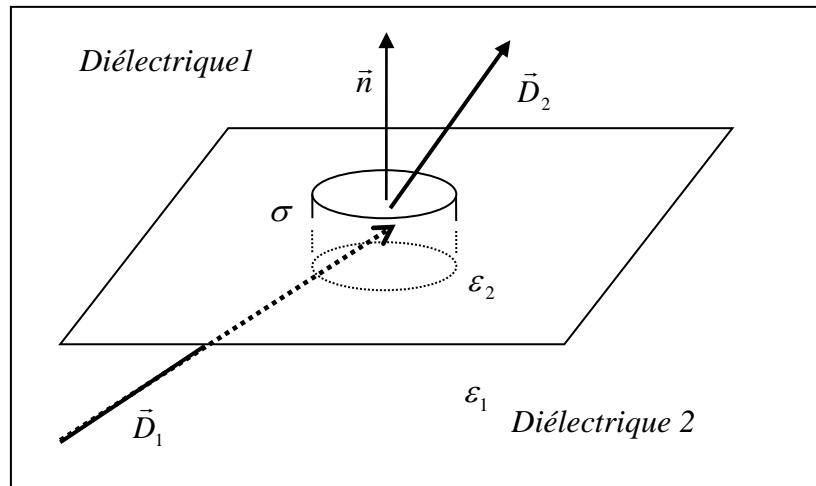


Figure. II.5 : Discontinuité de l'induction à la limite de deux diélectriques

Sur la surface ΔS délimitée par le cylindre, plaçons une charge libre de densité superficielle σ , soit \vec{n} le vecteur unitaire perpendiculaire à ΔS . En appliquant la loi de Gauss on établit la relation :

$$|D_{n2} - D_{n1}| \Delta S = \sigma \Delta S \quad (\text{II.29})$$

D_{n1} et D_{n2} sont les composantes de l'induction dans les milieux de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 .

La composante normale \vec{D} subit une discontinuité de valeur σ , à la traversée de la surface de séparation, ce qui peut s'écrire :

$$D_{n2} - D_{n1} = \sigma \quad \text{soit} \quad \epsilon_{r2} E_{n2} - \epsilon_{r1} E_{n1} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (\text{II.30})$$

Si la surface de séparation ne porte pas de charges libres ($\sigma = 0$) on obtient :

$$D_{n1} = D_{n2} \quad \text{et} \quad \epsilon_{r1} E_{n1} = \epsilon_{r2} E_{n2} \quad (\text{II.31})$$

II.8. Notions sur les matériaux composites

Il y a plus d'un siècle qu'un intérêt particulier a été porté sur le mélange des diélectriques, appelé plus tard diélectrique composite. Le succès des matériaux composites provient de la possibilité d'obtenir des propriétés très diverses en fonction des caractéristiques des phases constituants.

Dans le domaine du génie électrique, l'application de l'isolation composite dans l'appareillage haute tension à base de polymères chargés avec des minéraux et renforcés avec des fibres avait connu une augmentation tout à fait spectaculaire.

Aussi, les propriétés diélectriques des composites métal- isolant, comportant des particules métalliques

L'utilisation des matériaux composites dans l'appareillage haute tension pose de sérieux problèmes pouvant menacer la sûreté et la fiabilité de fonctionnement des systèmes électro-énergétiques; l'existence d'eau dans l'isolation, par exemple dans l'huile de transformateurs, sur les surfaces des isolateurs, ou dans les corps des isolateurs composites. Vu le risque de réduction des performances des matériels haute tension, il est important de pouvoir effectuer un diagnostic et d'interpréter les résultats d'analyse de la création de tels composites.

II.8.1. Permittivité effectives et lois de mélange

II.8.1.1 Permittivité effective

Le concept de permittivité effective ou constante diélectrique macroscopique est indispensable pour la modélisation des matériaux composites. La caractéristique effective d'un matériau composite ne dépend pas seulement des propriétés physiques de ses constituants, mais elle est également déterminée par la micro géométrie d'un tel système hétérogène. Il s'agit principalement des formes d'inclusion, de leur répartition dans la matrice matériel, de leur orientation par rapport aux contraintes externes (forces électriques, forces mécaniques,...), et de leur fraction volumique (concentration). Ainsi, la caractéristique effective du matériau est une fonction très complexe, dépendant de tous ces facteurs, elle est donc difficile à décrire.

II.8.1.2 Lois des mélanges

La permittivité effective des hétéro structures, décrivant les relations entre les propriétés microscopiques et macroscopiques des composites, a été décrite par de nombreuses formules analytiques et théories, appelées « lois de mélanges ». Les premières ont été proposées il y a déjà plus de 150ans; il s'agit des célèbres formules de Claussius Mossotti, de Maxwell-Garnett et de Rayleigh. Cependant, les travaux sur les lois de mélanges se poursuivent encore.

II.8.2. Théories du champ électrique local

L'approche théorique du problème de la permittivité diélectrique des mélanges diélectriques nécessite le calcul des polarisabilités et des moments dipolaires des inclusions composant le mélange, ceci ne peut se faire que par l'établissement de l'expression du champ local.

Le champ électrique local \vec{E} est par définition le champ régnant à l'emplacement d'un dipôle i donné, autrement dit c'est la résultante du champ macroscopique appliqué \vec{E} et des champs créés par tous les autres dipôles \vec{E}_j [29]:

$$(\vec{E}_i)_i = \vec{E} + \sum \vec{E}_j \quad (\text{II.32})$$

Considérons un matériau diélectrique se trouvant dans un champ électrique \vec{E} , et les particules du diélectrique se trouvant dans une cavité macroscopique sphérique (Figure. II.6).

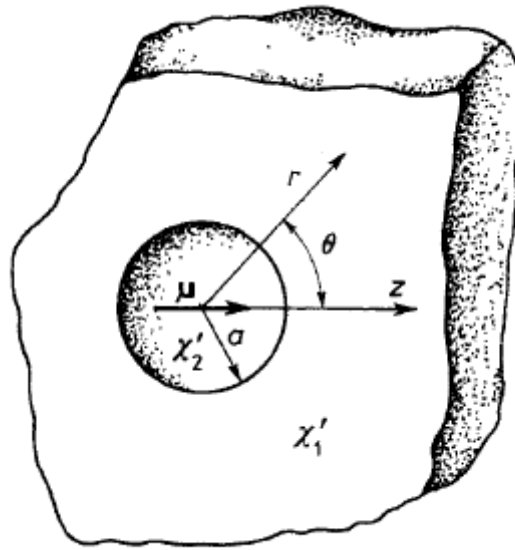


Figure.II.6: Cavité macroscopique située dans le champ électrique externe \vec{E}

Le diélectrique qui entoure cette cavité est considéré comme homogène. Le champ régnant à l'intérieur de la cavité sera la résultante du champ macroscopique extérieur \vec{E} , du champ macroscopique \vec{E}_1 provenant des charges induites sur la surface de la cavité, donc du milieu continu uniformément polarisé par \vec{P} (si la cavité est sphérique, ce champ est déterminé par un calcul électrostatique élémentaire: $\vec{E}_1 = \vec{P}/3\epsilon_0$, le facteur $1/3\epsilon_0$ étant le coefficient de dépolariation d'une sphère), et du champ \vec{E}_2 représentant la somme des champs individuels créés par les n dipôles (particules) situés à l'intérieur de la cavité. Le champ électrique local de ce diélectrique sera alors:

$$\vec{E}_i = \vec{E} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (\text{II.33})$$

Le calcul du champ électrique local est l'un des principaux problèmes de la théorie des diélectriques. C'est un problème complexe qui n'a toujours pas été résolu d'une manière complète et précise. Cependant, de nombreux modèles ont été proposés depuis 1880 dont on citera les plus importants.

II.8.2.1. Modèle de Lorentz

Lorentz a utilisé certaines approximations, qui lui ont permis d'obtenir des relations simples entre le champ local \vec{E}_1 et le champ extérieur \vec{E} .

Le champ local et le champ appliqué (extérieur) sont liés selon Lorentz (1880) [30] par la relation:

$$\vec{E}_l = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} = \frac{(\varepsilon_r' + 2)}{3} \vec{E} \quad (\text{II.34})$$

Lorentz est parti du principe que les champs électriques, créent par les particules remplissant la cavité sphérique du diélectrique, s'annule à l'intérieur de cette cavité ($E_2=0$). Ce qui limite le domaine d'application de l'équation décrivant le champ de Lorentz. Elle n'est satisfaite que dans le cas où les particules n'ont pas de moments dipolaire permanents, c'est-à-dire dans le cas des molécules non polaires, ou bien quand elles sont distribuées de façon désordonnée, ou encore quand elles constituent un réseau cristallin ayant une symétrie importante (dans ce cas $E_2=0$). On ne peut donc négliger le champ \vec{E}_2 provenant du voisinage le plus proche de la particule dans le cas des gaz condensés ou des liquides avec les particules dipolaires. Toutes les équations basées sur le modèle du champ local de Lorentz ne décrivent donc pas correctement les processus se produisant dans les diélectriques dipolaires condensés.

II.8.2.2. Modèle d'Onsager

En 1936, Onsager [31] a proposé un nouveau modèle du champ local pour les diélectriques dipolaires. Afin de calculer le champ local, Onsager a traité une molécule comme un dipôle ponctuel polarisable, placé dans une cavité sphérique, le milieu extérieur étant un \vec{A} diélectrique continu et homogène. Le champ local de ce système serait constitué du champ de la cavité créé par le champ extérieur \vec{E} , et du champ de réaction \vec{R} régnant également dans la cavité mais qui est créé par les charges induites par le dipôle:

$$\vec{E}_l = \vec{A} + \vec{R} = \beta \vec{E} + r \vec{\mu} \quad (\text{II.35})$$

Où

$$\beta = \frac{\varepsilon'_r (\varepsilon_0 + 2)}{2\varepsilon'_r + \varepsilon_\infty}$$

$$r = \frac{2 \cdot (\varepsilon'_r - 1) \cdot (\varepsilon_\infty - 1)}{3 \cdot (2\varepsilon'_r + \varepsilon_\infty) \cdot \alpha_d}$$

$\vec{\mu}$ étant le moment dipolaire et α_d la polarisabilité dipolaire.

Le champ d'Onsager prend en compte les faibles distances entre les particules, par conséquent, il peut être appliqué aux systèmes contenant un nombre important de dipôles par unité de volume. Onsager a apporté de bonnes améliorations au modèle de Lorentz, cependant, le fait que ce modèle suppose que le dipôle est entouré d'un milieu continu et homogène, limite son application.

D'autres modèles ont été proposés plus tard par des nombreux auteurs, En 1939, Kirkwood [32] a proposé un modèle un peu plus amélioré que celui d'Onsager. Mais la théorie la plus générale du champ local, et la plus considérée aujourd'hui, est celle proposée par Fröhlich en 1958 [33]. Néanmoins, les lois de mélanges connues se basent toujours sur le champ local de Lorentz.

II.8.3. Utilisation des diélectriques composites

L'utilisation des diélectriques différents est souvent nécessaire pour des raisons constructives mécaniques.

Par exemple papier + presspahn + huile dans les transformateurs. L'utilisation des diélectriques de permittivités différentes peut s'avérer utile pour la répartition du champ, mais peut aussi s'avérer très dangereuse si mal contrôlée ou si c'est un résultat involontaire (par exemple. Une bulle dans l'isolant ou une couche d'air entre des isolants sandwich...).

II.8.4. Répartition du champ pour un système à deux diélectriques parallèles

Admettons une région composée de deux diélectriques soumis à un champ uniforme.

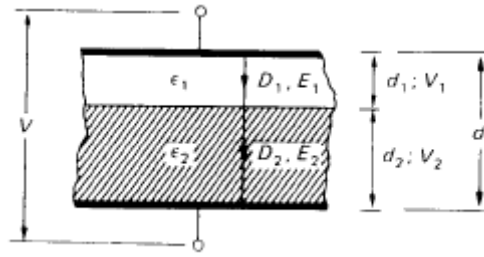


Figure.II.7:Deux diélectriques dans un champ uniforme

Cette configuration représente deux capacités en série dont les caractéristiques diffèrent d' ϵ_1, d_1 et ϵ_2, d_2 . Le déplacement électrique $\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E}$ est identique pour les deux couches. On en déduit:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (\text{II.36})$$

D'autre part, la différence de potentiel aux bornes du système est:

$$U = E_1 d_1 + E_2 d_2 \quad (\text{II.37})$$

En remplaçant, on peut en déduire les valeurs de chaque champ par rapport à la tension totale et des ϵ et d :

$$E_1 = \frac{U}{\epsilon_1 \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)} = U \frac{1}{d_1 + d_2 \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right)} \quad (\text{II.38})$$

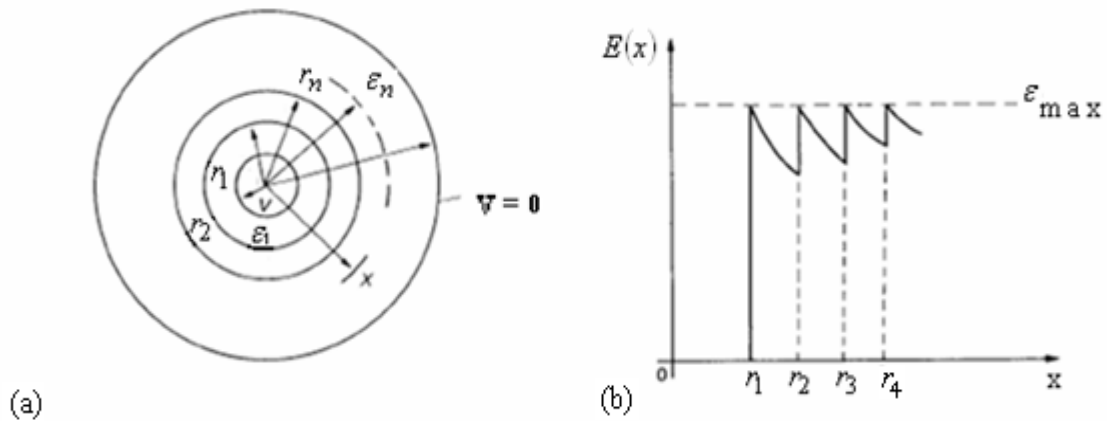
$$E_2 = \frac{U}{\epsilon_2 \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)} = \frac{U}{d} \frac{1}{\frac{d_1}{d} \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - 1 \right) + 1} \quad (\text{II.39})$$

Le dénominateur représente une distance équivalente.

L'influence des différents paramètres peut être examinée et la conclusion la plus importante est la suivante, plus une couche devient fine et que son ϵ_r devient faible, plus le champ dans cette couche devient important.

C'est par exemple le cas d'une couche d'air entre conducteur et isolant ou, pour un câble, entre l'isolant et la gaine métallique, ou encore une couche d'air dans un connecteur HT. Ces configurations sont évidemment à proscrire.

En respectant cependant quelques conditions d'épaisseur et d' ϵ pas trop différents, on trouve une utilisation intéressante de ce procédé dans les câbles, leurs extrémités et jonctions, dans les bornes de traversées et les capacités.



(a) Géométrie. (b) Répartition du champ pour $\epsilon_1.r_1 = \epsilon_2.r_2 = \epsilon_3.r_3 = \dots = \epsilon_n.r_n = \text{const.}$

Figure.II.8: Câble coaxial avec couches de différentes permittivités

En appliquant la loi de Gauss, on déduit le champ les couches:

$$E(x) = \frac{U}{\epsilon_x \cdot x \sum_{n=1}^m \frac{1}{\epsilon_n} \ln \left(\frac{r_{n+1}}{r_n} \right)} \tag{II.40}$$

Dans le cas illustré, on conserve E_{max} en gardant constant les multiples $(\epsilon_n.r_n)$. ceci permet de réduire le diamètre de l'objet, mais implique l'utilisation d'isolants supportant tous E_{max} .

II.8.5. La réfraction diélectrique

Lorsque le déplacement électrique D rencontre la surface d'un isolant d' ϵ différent et qui n'est pas perpendiculaire, la direction de ce vecteur va changer. Les angles d'incidence et de réfraction obéissent à la relation suivante:

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \tag{II.41}$$

L'effet est illustré sur la figure suivante:

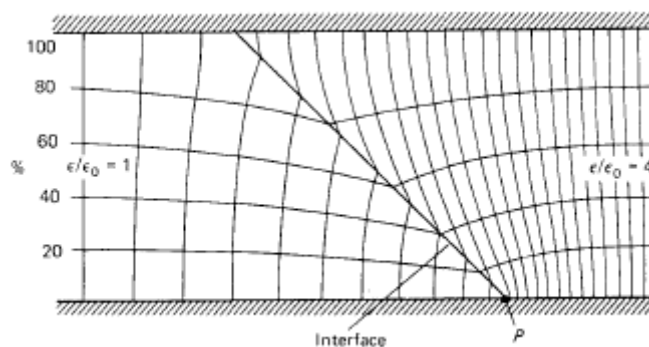


Figure.II. 9: Deux diélectriques différents entre des électrodes planes

Ceci peut conduire à quelques difficultés, par exemple lors de l'essai diélectrique des matériaux.

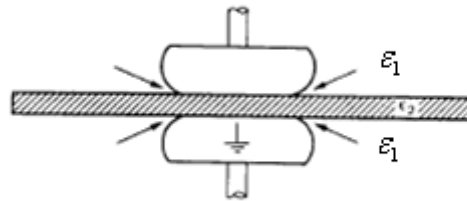


Figure.II.10: Essai de claquage sur une plaque (ϵ_2): Endroits où le champ est maximum pour $\epsilon_1 < \epsilon_2$

Pour éviter ceci, ϵ_1 doit être augmenté, en utilisant par exemple du SF6 ou de l'huile. On utilise cependant favorablement ce phénomène, par exemple dans les extrémités de câbles ou dans le dimensionnement des isolateurs placés à l'intérieur des installations SF6 [34].

II.9. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons accordé une importance particulière aux diélectriques réels, vu leur rôle dominant pour la conception des isolateurs. Nous avons présenté l'intérêt des diélectriques et leurs propriétés générales, la notion de permittivité vu son intérêt fondamental.

Nous avons aussi établi qu'en régime sinusoïdal la permittivité d'un diélectrique peut être complexe. L'existence d'une partie imaginaire de la permittivité s'accompagne par une dissipation d'énergie, appelée pertes diélectriques, et la partie réelle correspond au caractère capacitif du diélectrique. D'autres pertes dans un diélectrique réel peuvent être détectées appelées pertes par conductivité due aux charges libres.

Vu leurs succès provenant de la possibilité d'obtenir des propriétés très diverses en fonction des caractéristiques des matériaux constitutifs, les diélectriques composites font l'objet de beaucoup des recherches à travers le monde. Le concept de la permittivité effective ou constante diélectrique macroscopique est nécessaire pour l'étude des matériaux composites, car elle nous permet d'étudier un matériau composite comme un diélectrique ordinaire. Les lois de mélanges, et qui permettent la détermination de cette entité, ont été l'objet de nombreuses recherches depuis plus de 150ans. Elles ont ainsi contribué à l'extension de l'utilisation de ces matériaux.

III.1. Introduction

Dans ce chapitre nous parlons du modèle d'expérimental et de l'expérience des chercheurs qui ont utilisé du circuit équivalent parallèle de leur modèle pour mesure de la charge ainsi de déduire la capacité du circuit.

Pour détermination de la capacité il y a deux méthode: la première par la mesure du courant de fuite et la deuxième par la mesure de la charge. Afin dans le modèle de simulation nous étudions aussi la variation du champ électrique, induction, et la capacité du modèle en fonction des paramètres géométriques de notre modèle expérimental, nous faisons cette modèle du simulation par d'un logiciel FEMM 4.0 (Finite Element Magnetism Method).

III. 2. Modèle expérimental

Les chercheurs [53] laboratoire ont utilisés un modèle de laboratoire de géométrie simple (Figure.III.1). Il comporte deux électrodes à des formes rectangulaires, planes et identiques, placées sur des plaques carrées.

Plusieurs paramètres ont été étudiés, à savoir :

- la nature du matériau des plaques : une plaque en verre de dimensions 50x50cm, et une en plexiglas de 40x40 cm (soit deux matériaux de permittivités différentes)
- l'épaisseur "é" pour chaque type de diélectrique (6mm et 4mm pour le verre ; 8mm et 3mm pour le plexiglas).
- la longueur "D" des électrodes (45,30 et 15cm pour le modèle comportant la plaque de verre ; 30 et 15cm pour la plaque en plexiglas).
- la largeur des électrodes "a" (3 et 6cm).
- la distance inter électrodes "d" (30, 24, 18, 12, 6, 4 et 2cm).

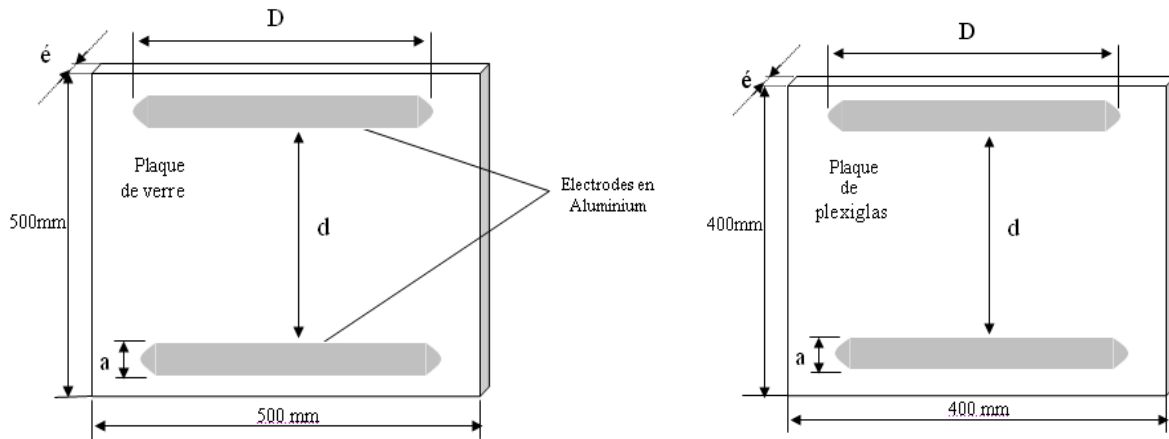


Figure. III.1 : Modèle expérimental

N.B : les électrodes des formes rectangulaires présentant des points à leurs extrémités, ont été arrondies de sorte à ne pas avoir des zones à champ maximum, qui pourraient affecter les résultats.

III.3. Circuit de mesure du courant de fuite

Les mesures du courant de fuite sont effectuées à l'aide d'un dispositif constitué par deux résistances et un amplificateur opérationnel de type UA741 inséré dans le retour de la terre comme le montre la (Figure III.2). L'onde est reportée à l'aide d'un câble coaxial, permettant la visualisation de la tension (image du courant de fuite) sur un oscilloscope numérique (TEKTRONIX TDS 340A 100MHz).

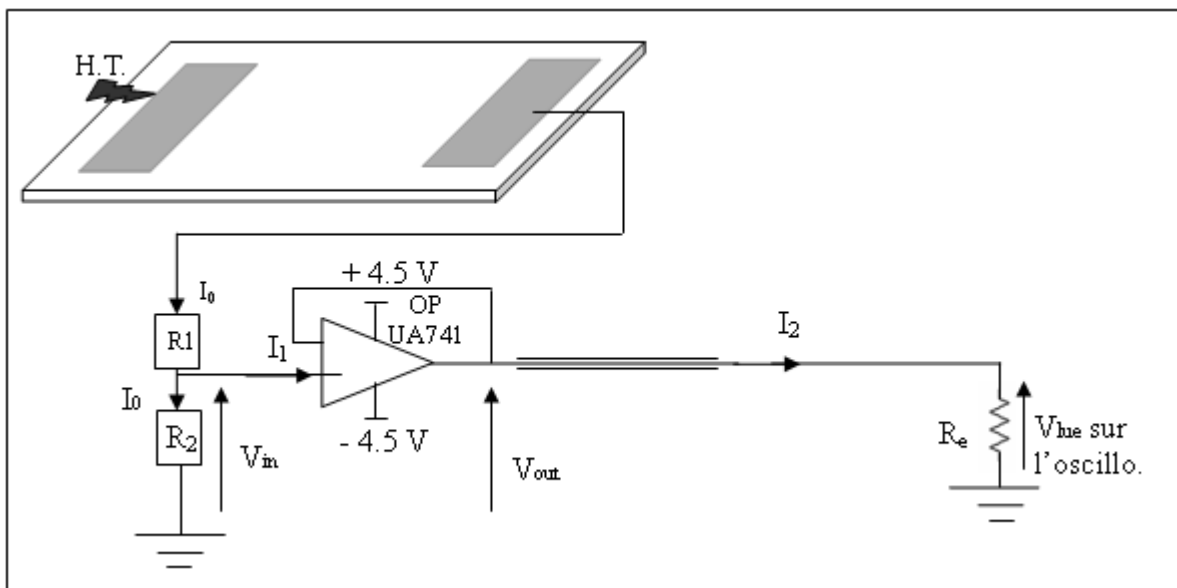


Figure. III.2 : Circuit de mesure du courant de fuite

Avec :

R_e : résistance d'entrée de l'oscilloscope ($R_e=1M\Omega$, on néglige la capacité d'entrée qui est de l'ordre de quelques dizaines de picofarad, ce qui est négligeable pour un signal à 50 Hz),

R_1 : résistance pour diviser la tension d'entrée ($R_1 = 220\Omega$),

R_2 : résistance permettant la mesure de l'image du courant de fuite ($R_2 = 100\Omega$).

L'amplificateur opérationnel ayant une impédance d'entrée très grande, il ne permet pas la circulation de courant à travers le câble coaxial, et donc la totalité du courant de fuite traversera la résistance R_2 dont on visualisera la tension à ses bornes.

III.3.1. Expression du courant de fuite I_0 en fonction de V_{lue}

Le courant I_0 peut être donné en fonction de V_{in} et R_2 par :

$$I_0 = \frac{V_{in}}{R_2} \quad (III.1)$$

Par ailleurs, le courant I_1 est nul car l'impédance d'entrée de l'amplificateur opérationnel est très grande, ce qui nous permet d'avoir les égalités suivantes:

$$V_{in} = V_{out} \quad \text{et} \quad V_{out} = V_{lue} \quad (III.2)$$

$$\Rightarrow V_{in} = V_{lue} \quad (III.3)$$

$$\text{donc} \quad V_{lue} = R_2 I_0 \quad (III.4)$$

Ce qui permet d'avoir la relation entre le courant de fuite et le signal capté:

$$I_0 = \frac{V_{lue}}{R_2} \quad (III.5)$$

Courant de fuite s'écrit donc:

$$\boxed{I_0(t) = 0,01 \times V_{lue} \quad [A]} \quad (III.6)$$

III.4. Mesure de la capacité à partir de la charge

Pour la mesure de la charge les chercheurs [53] ont utilisés le même circuit précédent sauf que cette fois les chercheurs ont remplacés la résistance R_1 , par une capacité C_m de $0.1 \mu F$. (Figure.III.3).

Cette méthode les chercheurs [53] permettront ainsi de déduire la capacité du circuit équivalent parallèle de notre modèle.

Afin de recueillir totalement le signal de la tension aux bornes de la capacité, les chercheurs [53] ont utilisés un adaptateur à l'entrée de l'oscilloscope.

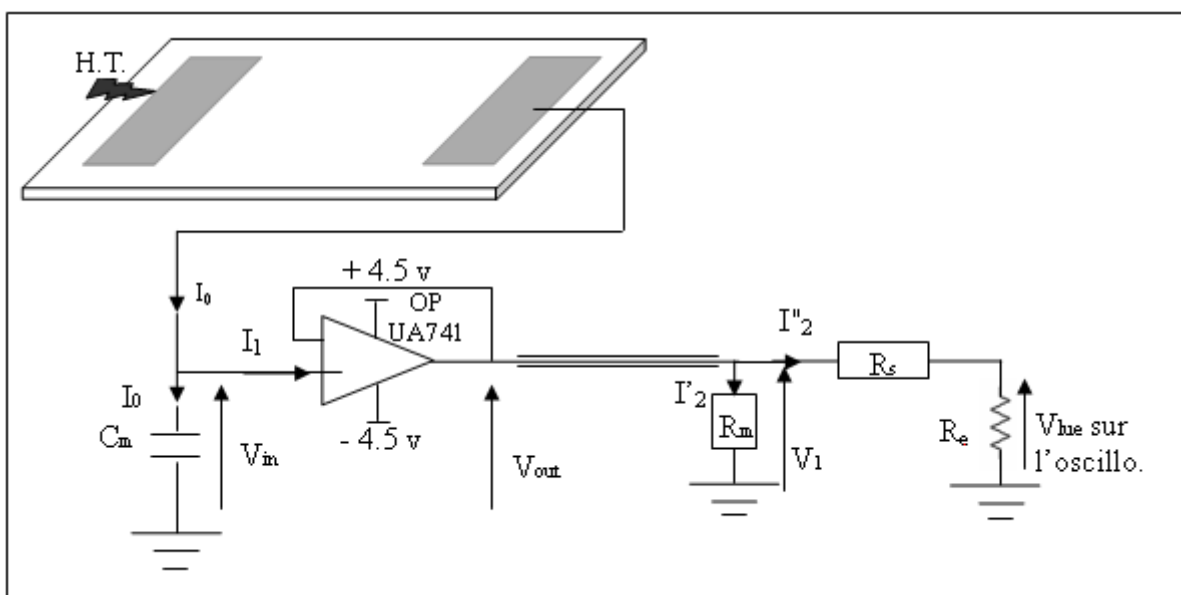


Figure. III.3 : Circuit de mesure de la charge.

R_s : résistance de protection ($R_s = 4.5M\Omega$),

R_m : résistance d'adaptation du câble de mesure ($R_m = 6.6M\Omega$).

Si, V_{lue} désigne la tension lue sur l'oscilloscope et comme $V_1 = V_{in}$, nous avons :

$$I_2'' = \frac{V_1}{R_s + R_e} = \frac{V_{lue}}{R_e} \quad \Rightarrow V_1 = \frac{R_s + R_e}{R_e} V_{lue} \quad (\text{III.7})$$

$$\Rightarrow V_{in} = V_1 = \frac{R_s + R_e}{R_e} V_{lue}$$

Donc

$$V_{in} = 5,5V_{lue}$$

Les chercheurs [53] considèrent alors un schéma équivalent parallèle pour notre modèle (Figure.III.4) ; une capacité C_1 traversée par un courant réactif qui présente la plus grande proportion du courant total, vu le déphasage introduit par le système, et une résistance R_1 traduisant le caractère résistif de l'interface.

Le système étant considéré comme une impédance (capacité et résistance), est disposé en série avec la capacité du circuit de mesure utilisé C_m . Cette dernière étant traversée par le courant total émanant du système. Celui-ci se compose du courant de conduction traversant la résistance R_1 ; et au courant de déplacement se manifestant par la charge Q_1 de la capacité C_1 . Par conséquent, la charge apparente au sein de la capacité C_m sera plus importante que Q_1 .

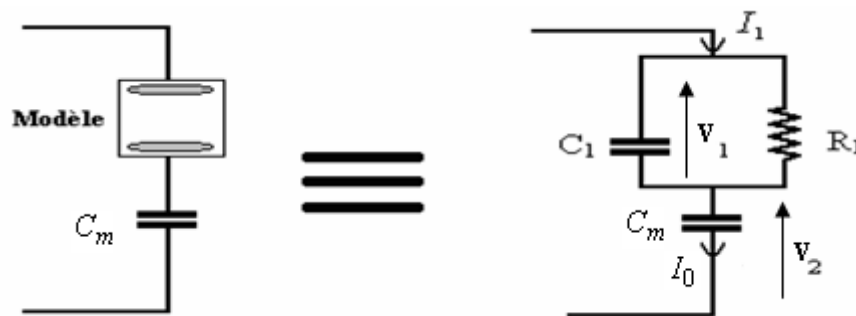


Figure. III.4 : Mesure de la capacité à partir du schéma parallèle équivalent

A partir du schéma équivalent, les chercheurs ont :

$$I_1 = I_0 = V_2 C_m \omega = \frac{V_1}{Z_1} \quad (\text{III.8})$$

$$\bar{Z}_1 = \frac{\frac{R_1}{JC_1\omega}}{R_1 + \frac{1}{JC_1\omega}} = \frac{R_1}{JR_1C_1\omega + 1} \quad (\text{III.9})$$

Le déphasage introduit par le système étant connu, les chercheurs peuvent déduire l'angle de pertes δ

$$\text{tg}\delta = \frac{1}{R_1C_1\omega} \quad (\text{III.10})$$

L'impédance s'écrit donc comme suit :

$$\bar{Z}_1 = \frac{R_1}{\frac{J}{\text{tg}\delta} + 1} = \frac{R_1}{J + \text{tg}\delta} \text{tg}\delta \quad (\text{III.11})$$

Le module de cette impédance est tel que :

$$|Z_1| = R_1 \frac{\text{tg}\delta}{\sqrt{1 + \text{tg}^2\delta}} \quad (\text{III.12})$$

En remplaçant Z_1 par son expression dans l'équation (III.8) les chercheurs obtiennent :

$$I = V_2 C_m \omega = \frac{V_1}{R_1 \text{tg}\delta} \sqrt{1 + \text{tg}^2\delta} \quad (\text{III.13})$$

En remplaçant $tg\delta$ par son expression de (III.10):

$$V_2 C_m \cdot \omega \cdot R_1 = R_1 \cdot C_1 \cdot \omega \cdot V_1 \cdot \sqrt{1 + tg^2 \delta} \quad (III.14)$$

Les chercheurs auront ainsi la valeur de la capacité du système [53]:

$$C_1 = \frac{V_{in} C_m}{V_1 \sqrt{1 + tg^2 \delta}} \quad \text{Avec} \quad \delta = \frac{\pi}{2} - \varphi \quad (III.15)$$

L'angle de déphasage'' φ '' introduit par le modèle entre la tension appliquée et le courant de fuite étant de l'ordre de 80° . L'angle complémentaire (δ égal à 10°) permet la détermination de l'expression de la capacité du système :

$$C_1 = 5,42 \frac{V_{lue} C_m}{V_1} \quad (III.16)$$

III.5. Détermination de la capacité

III.5.1. Mesure du courant de fuite

Les chercheurs proposent de déterminer, dans un premier temps, la capacité du système à partir du courant de fuite et du déphasage courant-tension relevés [53].

En effet, les chercheurs ont [53]:

$$I_0 = \frac{V_{in}}{R_2}$$

A partir du déphasage introduit, la composante imaginaire du courant est donnée par l'expression (Figure. III.4):

$$I_0 \sin \varphi = C \omega V_{in} \quad (III.17)$$

Donc :

$$C = \frac{I_0 \sin \varphi}{\omega V_{in}} \quad (III.18)$$

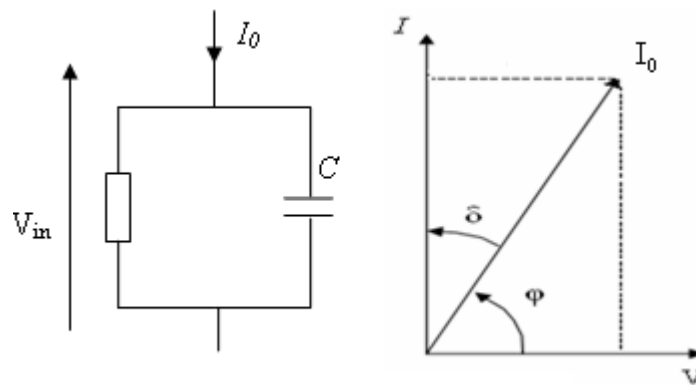


Figure. III.5 : Déphasage introduit

Les chercheurs calculent alors pour chaque niveau de tension la capacité de la configuration [53].

III.5.2. Mesure de la charge

La mesure du courant de fuite les chercheurs ont permis d'affirmer que l'impédance du système, la plaque étant propre, est à caractère beaucoup plus capacitif que résistif. Dans cette partie, les chercheurs intéressent au calcul de la capacité pour les différentes configurations, par une autre méthode, en vu de confirmer les résultats observés par la première méthode [53].

Le dispositif utilisé pour la mesure de la charge a été décrit précédemment (§III.2). Les chercheurs ont visualisés simultanément la tension aux bornes de la capacité de mesure qui représente une image de la charge et la tension appliquée, les deux courbes possèdent approximativement la même allure.

Ceci est prévisible, car la charge est proportionnelle à la tension, le coefficient de proportionnalité étant la capacité du système ($Q=C.U$). Cependant, un léger déphasage est observé. Les chercheurs remarquent aussi, l'existence d'harmoniques et des pics de charges de durée de vie très courtes [53].

Comme pour la mesure du courant de fuite, quelques remarques sont à signaler quand aux essais effectués pour la mesure de la charge :

- ◆ Pour les distances inter électrodes 2 et 4cm les mesures n'ont pas été effectuées, pour les mêmes raisons que ceux du courant de fuite.
- ◆ les chercheurs ont effectués les mesures de la charge dans la même journée [53].
- ◆ Pour la lecture des résultats, ils sont considérés les pics de la charge dus aux aigrettes. Ce qui ne détermine pas fidèlement la capacité de notre système.

- ◆ Pour chaque matériau (verre et plexiglas), palier de tension, épaisseur et chaque largeur d'électrodes, les chercheurs ont calculés la capacité correspondante [53].

III.6. Modèle de simulation

Afin d'analyser et d'interpréter les résultats expérimentaux, nous nous proposons de varier par simulation, pour les mêmes paramètres géométriques, la distance inter électrode d pour les deux épaisseurs de verre et de plexiglas utilisés au cours de l'expérimentation.

L'analyse de la répartition de la charge sera, par conséquent, effectuée sur une section plane du modèle. Nous nous ramenons donc à un modèle bidimensionnel (Figure III.6).

L'approche par simulation de notre modèle a été faite à l'aide d'un logiciel à deux dimensions : FEMM 4.0 (Finite Element Magnetism Method). Ce dernier est une suite de programmes permettant de visualiser, entre autres, les répartitions du potentiel, champ et induction électrique.

La composante normale de l'induction à la surface des conducteurs nous renseignons sur la distribution de la charge et permet donc d'établir les zones à champ maximal.

En intégrant sur toute la surface du conducteur (électrodes), nous pouvons aussi déterminer la capacité du dispositif. Celle-ci se détermine par le simple rapport charge/potentiel.

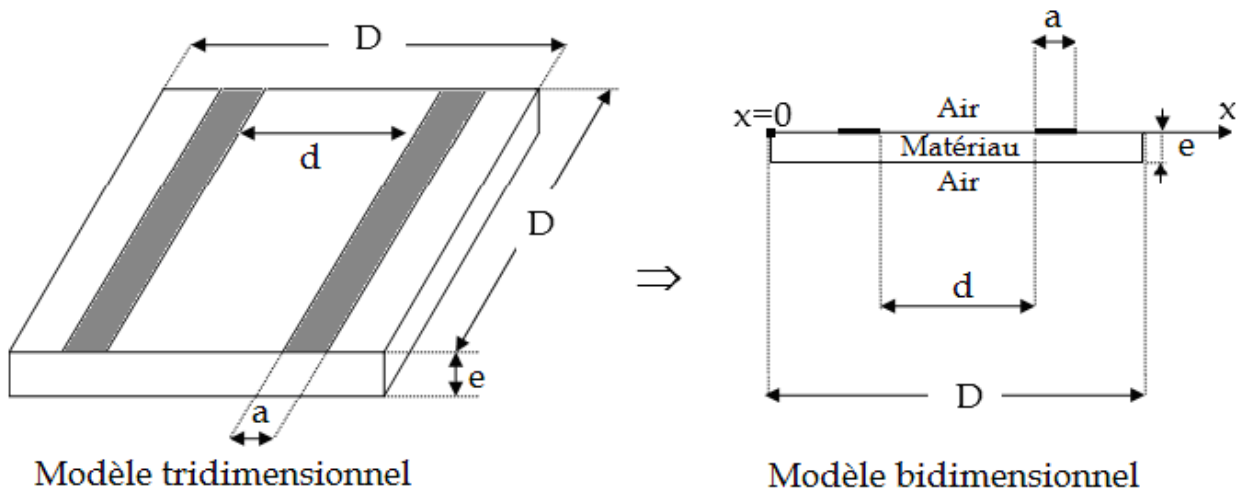


Figure. III.6 : Représentation du Modèle de simulation

Un repère Ox est choisi sur le modèle, de manière à étudier le champ à la surface de séparation entre l'air et le matériau, puis dans toute la zone conductrice où deux surfaces distinctes composent le conducteur.

En effet, le conducteur présente une surface totale constituée de deux surfaces distinctes : la première surface, en contact avec l'air et la deuxième est 'liée' au matériau.

La charge totale permettant de déterminer la capacité est donc répartie sur la surface totale du conducteur.

L'origine du repère Ox coïncide avec l'extrémité de la plaque et nous noterons par x la distance d'un point de la surface par rapport à cette origine (Figure III.6).

Il est important de noter que les répartitions représentées, sont établies pour une tension de 50 kV.

En effet, étant donné que la capacité calculée ne dépend pas du niveau de tension, nous pouvons opter pour une tension arbitraire puis effectuer le rapport Q/V .

Il a paru plus simple d'appliquer une tension de 50 kV.

Par ailleurs, il faut rappeler que, puisque la charge est directement proportionnelle à la tension appliquée, il suffit de la visualiser à n'importe quel niveau de tension pour situer les zones de concentration maximales. Il s'agit ensuite, de visualiser et comparer cette répartition, pour un même niveau de tension.

III.7. Conclusion

Notons, pour finir, que nous visualisons une image figée au moment où la tension sinusoïdale atteint la valeur de tension considérée. En réalité, la charge varie de façon sinusoïdale sur chacun des conducteurs, mais ceci a peu d'importance pour l'exploitation des résultats.

IV.1. Application du logiciel à des systèmes connus

Afin de valider le modèle de laboratoire par la simulation nous avons appliqué les mêmes paramètres (conditions aux limites, dimensions des éléments de découpage des différentes régions,...) sur deux modèles connus.

Le premier choix s'est porté sur un condensateur plan composé de deux électrodes planes en parallèles, le deuxième sur la ligne bifilaire.

Les expressions théoriques des capacités des deux systèmes étant connues, les résultats obtenus par simulations sont comparés avec les calculs théoriques.

- **Remarque**

La capacité est calculée à partir du rapport entre la charge sur l'une des électrodes (donnée par le logiciel) et la différence de potentiel établie entre les deux électrodes du système.

IV.1.1. Condensateur plan

Le condensateur le plus simple est composé de deux plaques métalliques séparées par un isolant ou un diélectrique (Fig.IV.1.a). On utilise donc la formule théorique :

$$C_{théorique} = \frac{\epsilon_0 S}{d} \quad (IV.1)$$

En prenant les dimensions suivantes : $D = 100\text{cm}$, $e = 20\text{ cm}$, $d = 0.05\text{cm}$.

La capacité obtenue sera :

$$C_{théorique} = 3.5416 \text{ nf}$$

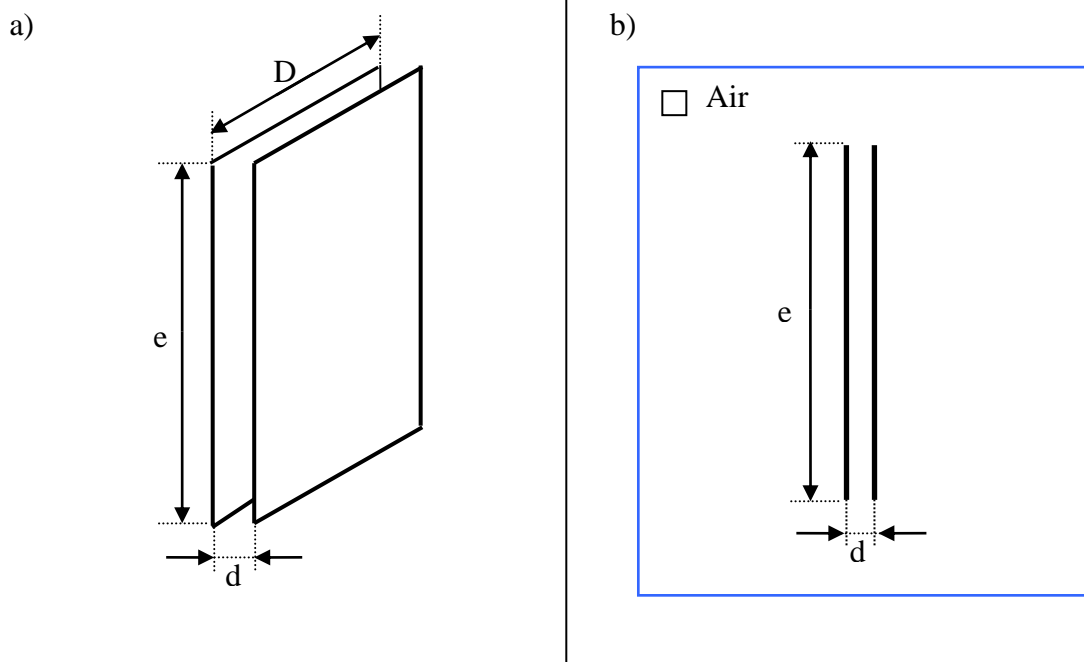


Figure. IV.1 : Simulation d'un condensateur plan

Afin de simuler la même capacité calculée théoriquement, nous traçons deux lignes parallèles de longueur $e = 20$ cm distantes de $d = 0.05$ cm, nous choisissons une profondeur du modèle (Depth) $D = 100$ cm, l'une des plaques portée sous une tension de 1 V, l'autre sous 0 V. Le milieu choisi qui est l'air, dont nous avons fixé la permittivité relative ϵ_r à 1, (Fig.IV.1.b). Les dimensions des éléments triangulaires de découpage sont ceux pris par le logiciel par défaut, pour les conditions aux limites (trait en bleu) nous avons pris une densité de charge nulle sur tout le pourtour.

La capacité du système ainsi défini, obtenue à l'aide du logiciel est :

$$C_{\text{simulée}} = 3.5783 \text{ nF}$$

- **Remarque**

Les deux capacités obtenues sont presque identiques, cependant la différence de 3.67 % peut être expliquée par les effets de bords pris en compte par le logiciel, et non considérés par l'expression théorique qui suppose des plaques infiniment grandes, ainsi qu'une répartition uniforme du champ électrique entre les deux plaques. C'est pourquoi $C_{\text{théorique}}$ et $C_{\text{simulée}}$ seront d'autant plus proches que la distance inter électrodes ' d ' sera très petite devant les dimensions des plaques ($d \ll e$ et $d \ll D$).

IV.1.2. Capacité de deux fils parallèles

Deux fils conducteurs parallèles (Fig.IV.2.a) forment un condensateur dont la capacité est donnée par la formule :

$$C = \frac{\epsilon \pi D}{\ln \frac{d}{R}} \quad (\text{IV.2})$$

En prenant les dimensions suivantes : $R = 0.5$ cm, $d = 15$ cm, $D = 50$ cm.

$$C_{\text{théorique}} = 4.08702 \text{ pF}$$

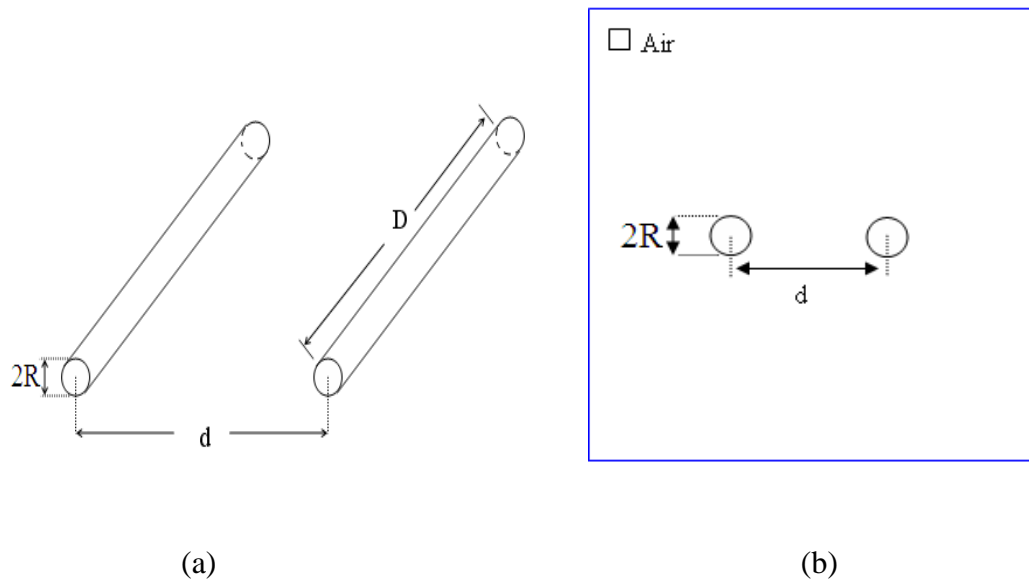


Figure IV.2: Simulation de la capacité de deux fils parallèles

Pour simuler le système comportant deux fils conducteurs parallèles, nous traçons deux cercles identiques d'un diamètre $2R = 1\text{cm}$, espacés d'une distance inter électrodes $d = 15\text{cm}$. Nous choisissons une profondeur du modèle (Depth) $D = 50\text{cm}$ qui représentera la longueur des conducteurs. Le milieu choisi est l'air ($\epsilon_r = 1$), un conducteur mis sous une tension de 10V , l'autre sous 0V , les mêmes conditions décrites dans les modèles plan-plan sont considérées (Figure IV.2. b).

La capacité du système ainsi défini, obtenue à l'aide du logiciel est :

$$C_{\text{simulée}} = 4.03191 \text{ pF}$$

- **Remarque**

Nous remarquons, dans ce cas de figure, que la capacité obtenue par le logiciel est remarquablement proche de celle calculée théoriquement. Une meilleure précision pourrait être obtenue en augmentant le nombre d'éléments de découpage, mais le maillage pris par le logiciel par défaut donne déjà des résultats très acceptables.

Les résultats obtenus pour les deux modèles précédents, confirment la bonne représentation d'un modèle réel à trois dimensions (3D) à l'aide du logiciel à deux dimensions (2D). De plus nous nous sommes assurés que nous avons utilisé correctement les paramètres du logiciel : nous pouvons par conséquent l'utiliser pour le système complexe étudié par R.LADJAL et A.BOUAROURI en laboratoire [53].

IV.2. Influence des différents paramètres sur la capacité du modèle

Après avoir confirmé les résultats obtenus par simulation, sur des modèles connus, nous nous proposons d'appliquer la même méthode sur le modèle de laboratoire.

Ainsi, nous observerons l'influence des différents paramètres (distance inter électrodes "d", épaisseur des plaques "é" et largeur des électrodes "a") sur la capacité, pour les deux types de matériaux abordés au laboratoire, à savoir le verre et le plexiglas.

IV. 2.1. Influence de la distance inter électrodes

En prenant un modèle avec une épaisseur $\epsilon=0.5$ cm, des électrodes de largeurs $a=3$ cm chacune, et en faisant varier la distance entre les deux électrodes de 10 à 30cm pour les deux cas (verre et plexiglas).

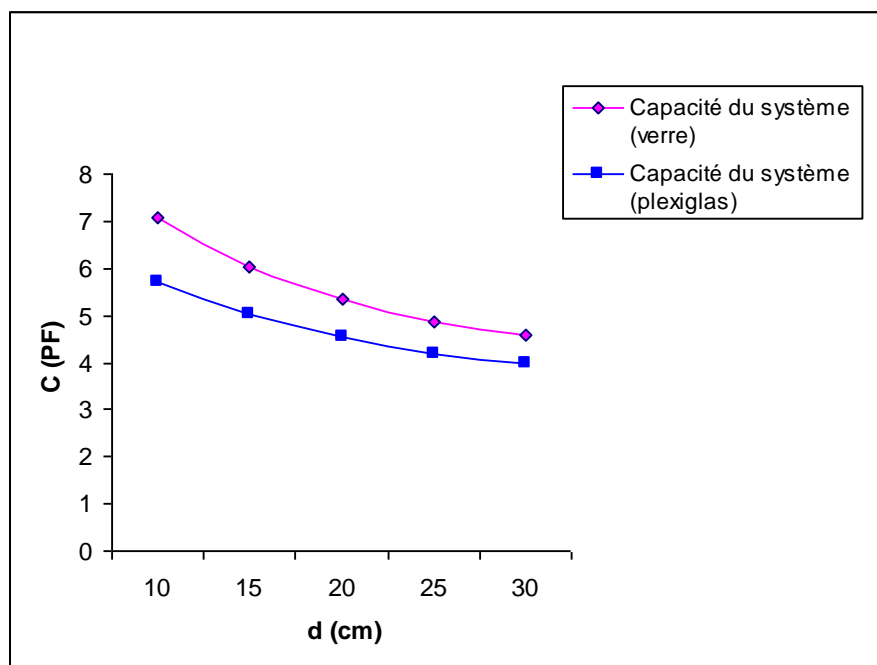


Figure.IV.3:Variation du la capacité du système en fonction de la distance entre les deux électrodes

Nous obtenons les graphes de la (Figure.IV.3), nous remarquons que la capacité du système diminue quand la distance entre électrodes augmente et donc "C" est inversement proportionnelle à la distance "d".

L'analogie avec un système à champ électrique uniforme (Figure.IV.4), dont l'expression est :

$$C = \frac{(\epsilon_r e)_{\text{équivalent}} \epsilon_0 D}{d} \quad (\text{IV.3})$$

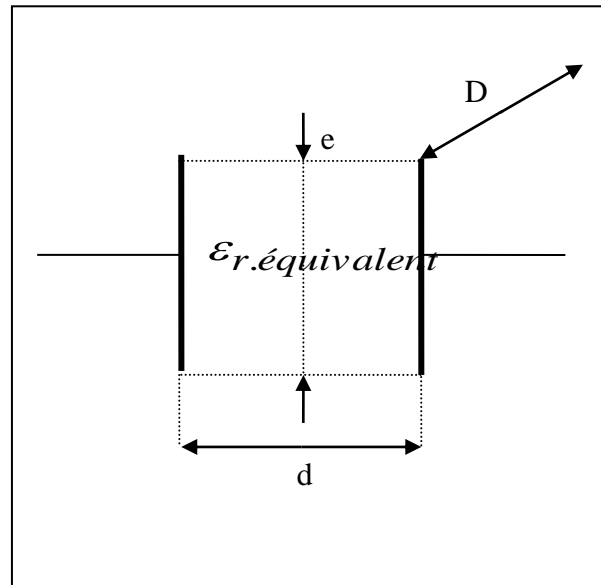


Figure. IV.4 : Condensateur plan équivalent

Ce qui nous permet de trouver les variations du produit ($\epsilon_r \text{ équivalent} \times e$) en fonction de la distance inter électrodes (tableau ci-dessous), telle que " $\epsilon_r \text{ équivalent}$ " représente la permittivité équivalente du milieu composé d'air et de verre (de valeur constante mais inconnue), et " e " présente une distance équivalente pour une distribution du champ uniforme donnant la même valeur de la capacité.

d (cm)	10	15	20	25	30
$(\epsilon_r \ e) \text{ équivalent 'verre' (cm)}$	15.991	20.382	24.159	27.516	30.965
$(\epsilon_r \ e) \text{ équivalent 'plexiglas' (cm)}$	12.923	17.027	20.477	23.589	26.964

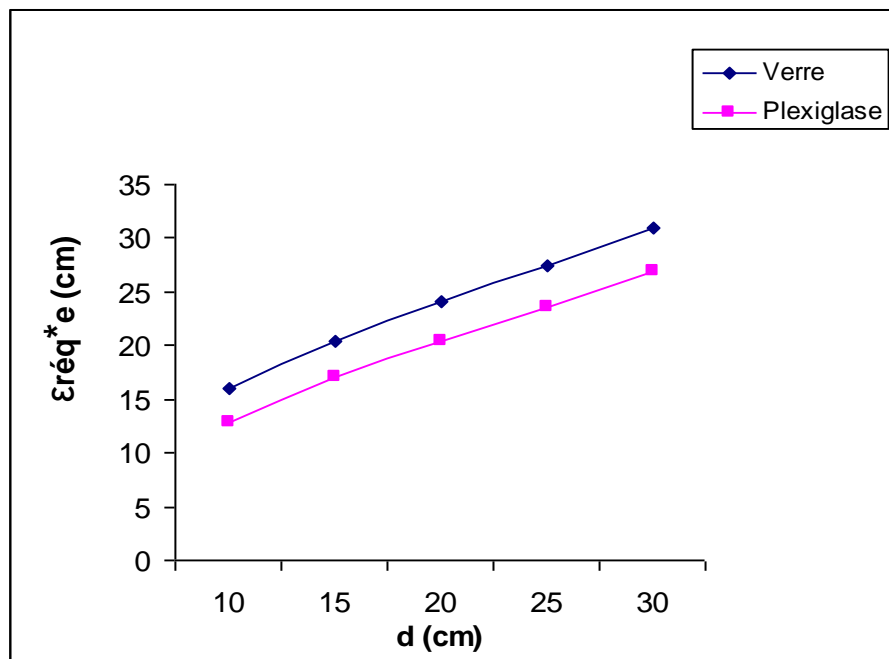


Figure. IV.5: $(\epsilon_r e)_{\text{équivalent}}$ en fonction de la distance inter électrodes

Nous remarquons que la distance “e” du condensateur plan équivalent augmente quand nous augmentons la distance inter électrodes “d” et ceci pour les deux cas de figure, du verre et du plexiglas, cependant $\epsilon_r.\text{équivalent}$ correspondant au modèle comprenant la plaque de verre et plus important que celui du modèle avec plexiglas.

- **Remarque**

La détermination de la permittivité équivalente nous renseigne sur le rapport entre la distance entre les électrodes d et l’étendue des lignes de champ, exprimées par la largeur e.

IV.2.2. Influence de la largeur des électrodes

Nous fixons les distances inter électrodes d=30, 24, 18, 12, 6cm, avec la même épaisseur de plaque pour les deux matériaux $\epsilon = 0.5$ cm, des variations de la largeur des électrodes de a = 3cm à a= 6cm (Figure.IV.6.a.b).

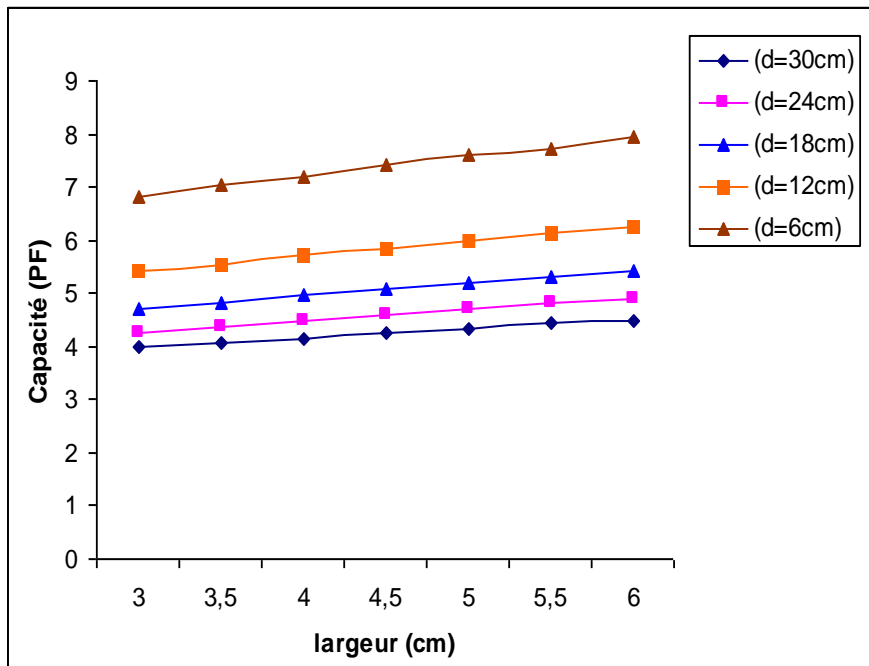


Figure.IV.6.a : Variation de la capacité du système en fonction de la largeur (plexiglas)

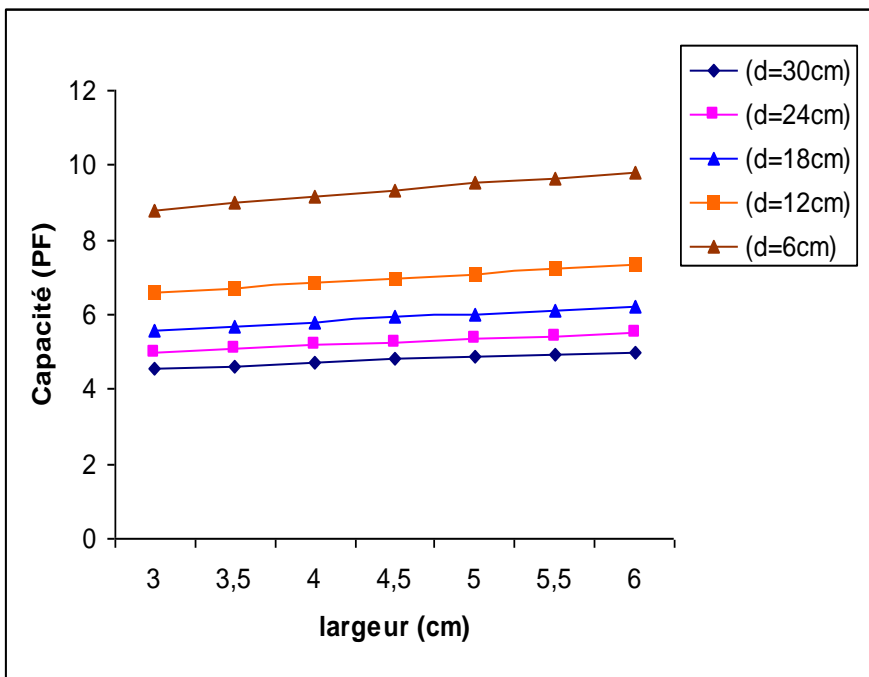


Figure.IV.6.b : Variation de la capacité du système en fonction de la largeur (verre)

Cette figure montre que la capacité augmente avec la largeur des électrodes, cependant cette variation ne semble pas très importante, car en doublant 'a' de 3cm à 6cm la capacité ne varie que de 10% pour les deux cas de matériaux. Il est remarqué aussi que la capacité du

modèle comportant une plaque de verre demeure toujours plus grande devant celle comportant une plaque de plexiglas, ceci et du essentiellement à la différence des permittivités des deux matériaux ($\epsilon_{verre} = 6, \epsilon_{plexiglas} = 2$).

IV. 2.3. Influence de la l'épaisseur de l'électrode

Nous fixons les distances inter électrodes $d=30, 24, 18, 12, 6$ cm, avec la même largeur de plaque pour les deux matériaux $a = 3$ cm, des variations de l'épaisseur des électrodes de $\epsilon=0.5$ cm à $\epsilon= 4$ cm (Figure.IV.7.a.b).

➤ Plaque de Plexiglas

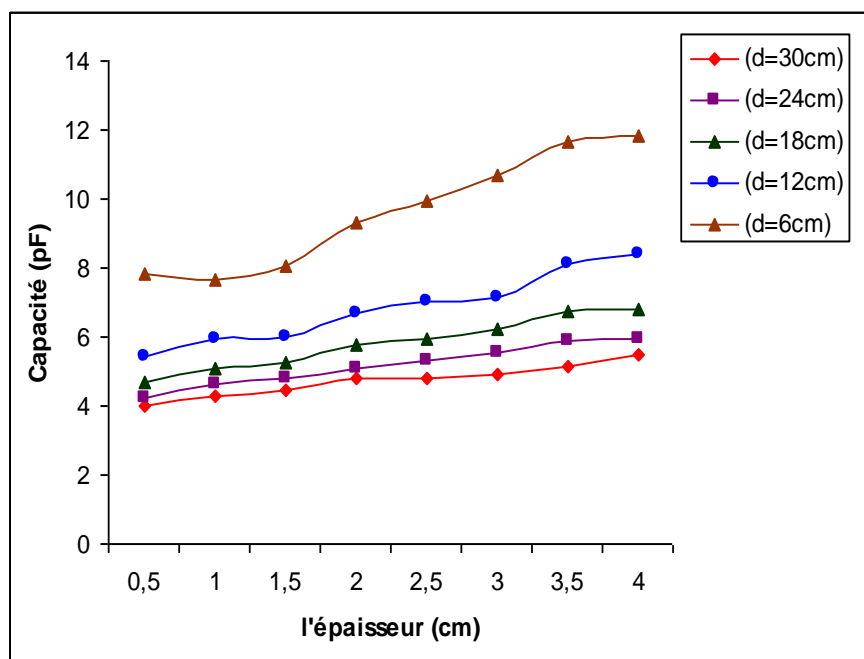


Figure.IV.7.a : Variation de la capacité du système en fonction de l'épaisseur

► Plaque de Verre

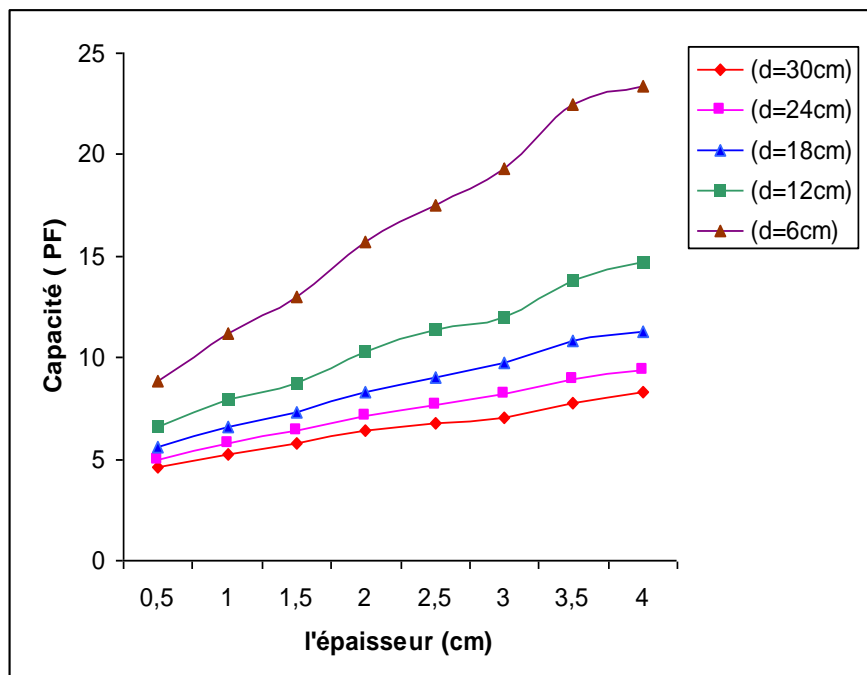


Figure.IV.7.b : Variation de la capacité du système en fonction de l'épaisseur

Nous fixons la distance inter électrodes à $d=30\text{ cm}$, pour des électrodes de largeur $a=3\text{cm}$ (Figure. IV.8).

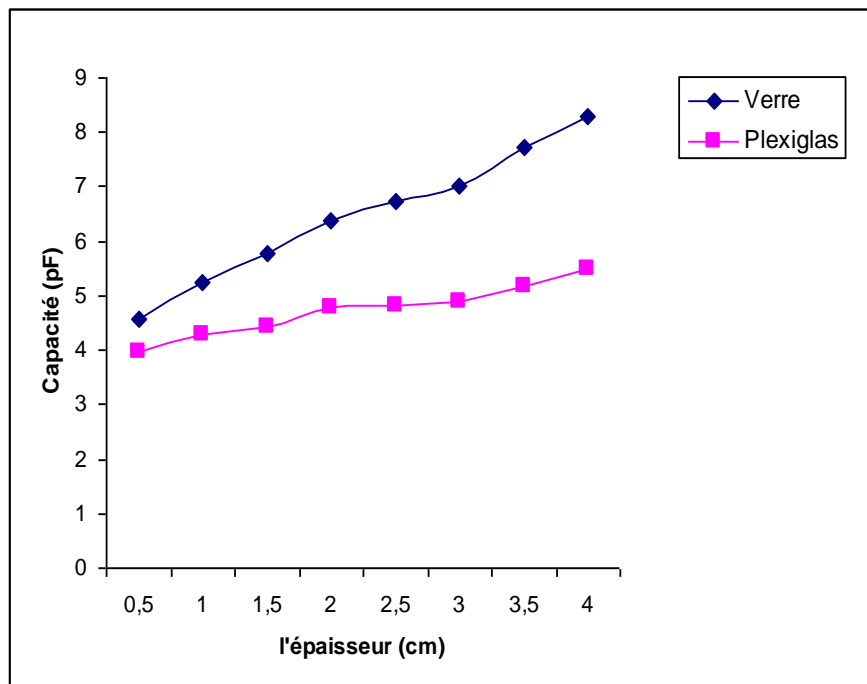


Figure. IV.8 : Capacité en fonction de l'épaisseur de la plaque ($d= 30\text{ cm}$; $a= 3\text{cm}$)

Les variations de la capacité dans les deux cas sont proportionnelles à l'épaisseur du matériau. Cependant, cette variation est plus importante pour le modèle comportant le verre.

En supposant que le système présente un ensemble de deux capacités (celle de l'air et celle du matériau diélectrique), une augmentation de l'épaisseur du diélectrique ne peut qu'augmenter la capacité totale du système.

Ceci permet d'expliquer aussi le fait que la capacité du modèle comportant la plaque de verre augmente d'une manière plus importante que celle du modèle comportant le plexiglas, en raison de sa plus forte permittivité

IV.3. Répartition du champ électrique et du potentiel

Afin de visualiser les différentes grandeurs (champ, potentiel, charge) pour notre modèle, nous avons pris un modèle comportant une plaque en verre ayant les mêmes dimensions que celle utilisées en expérimentation, avec une épaisseur exagérée ($\epsilon = 5\text{cm}$) pour une meilleure visualisation.

Les électrodes sont de largeur $a=6\text{cm}$, et de longueur $D=50\text{ cm}$, 'D' qui présente la profondeur du système ; l'une mise sous un potentiel de 10 kV, l'autre à 0 V.

Nous choisissons de faibles dimensions des éléments de maillage, dans les deux milieux, afin d'obtenir une plus grande précision.

Nous visualisons la répartition du potentiel (Figure.IV.9), du champ électrique (Figure.IV.11) et de l'induction électrique (Figure.IV.13) ; nous pourrons aussi tracer les variations de ces grandeurs sur le long d'un segment se trouvant à la surface de séparation entre l'air et le verre (Figure.IV.10.12.14).

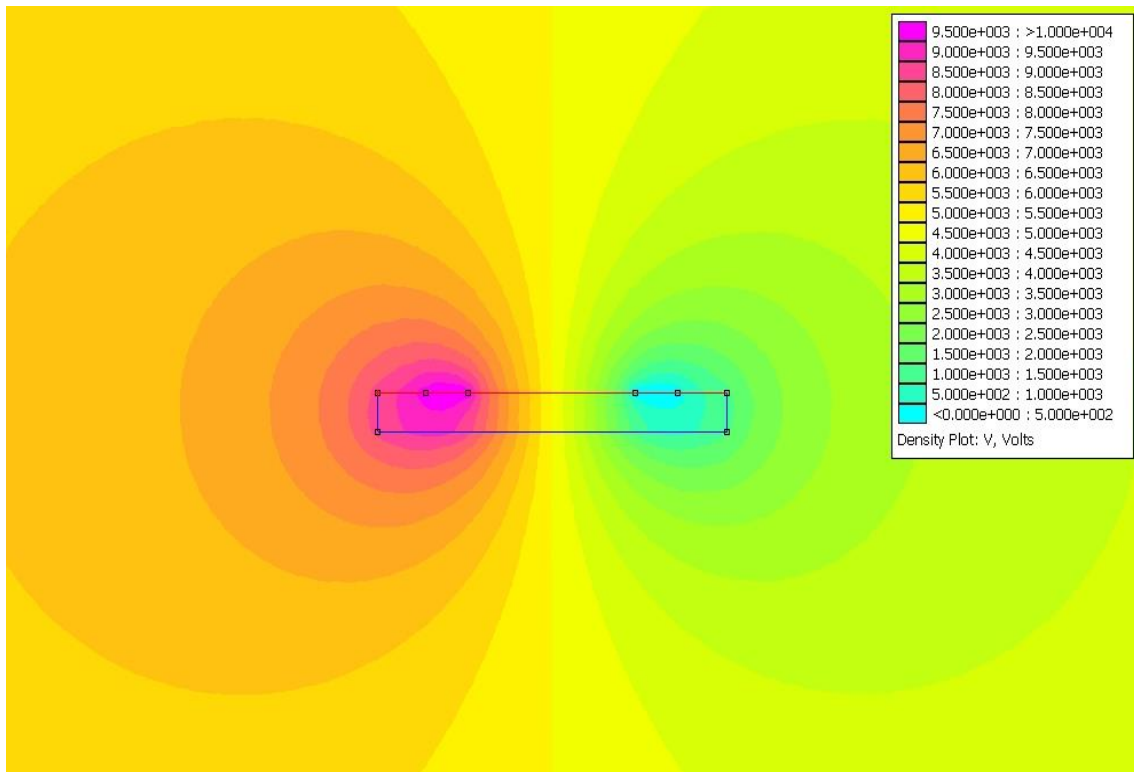


Figure.IV.9 : Répartition du potentiel

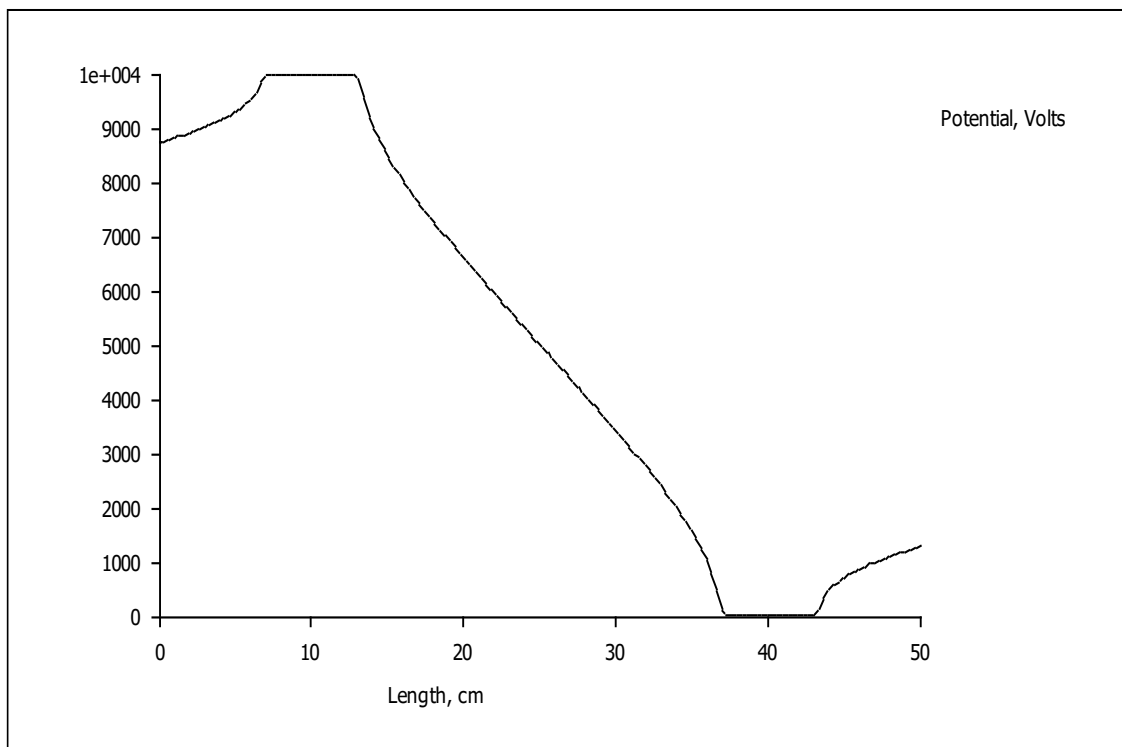


Figure.IV.10: Variation du potentiel le long de la surface de séparation

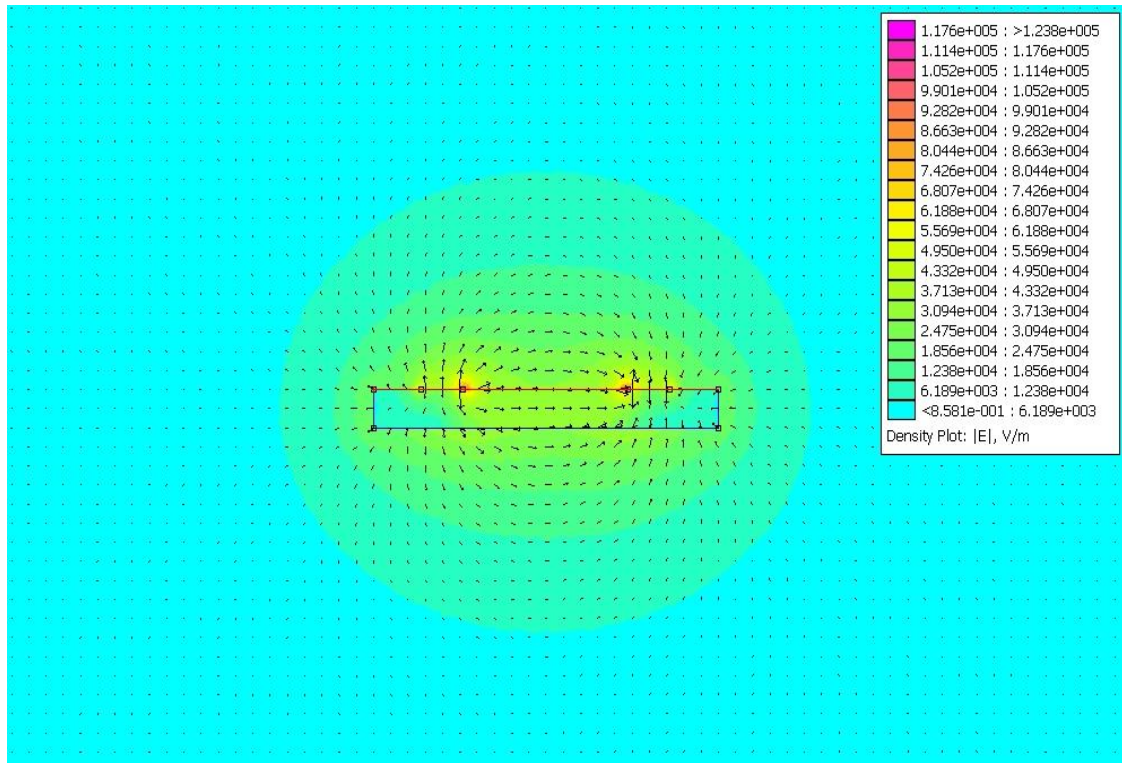


Figure.IV.11 : Répartition du champ électrique

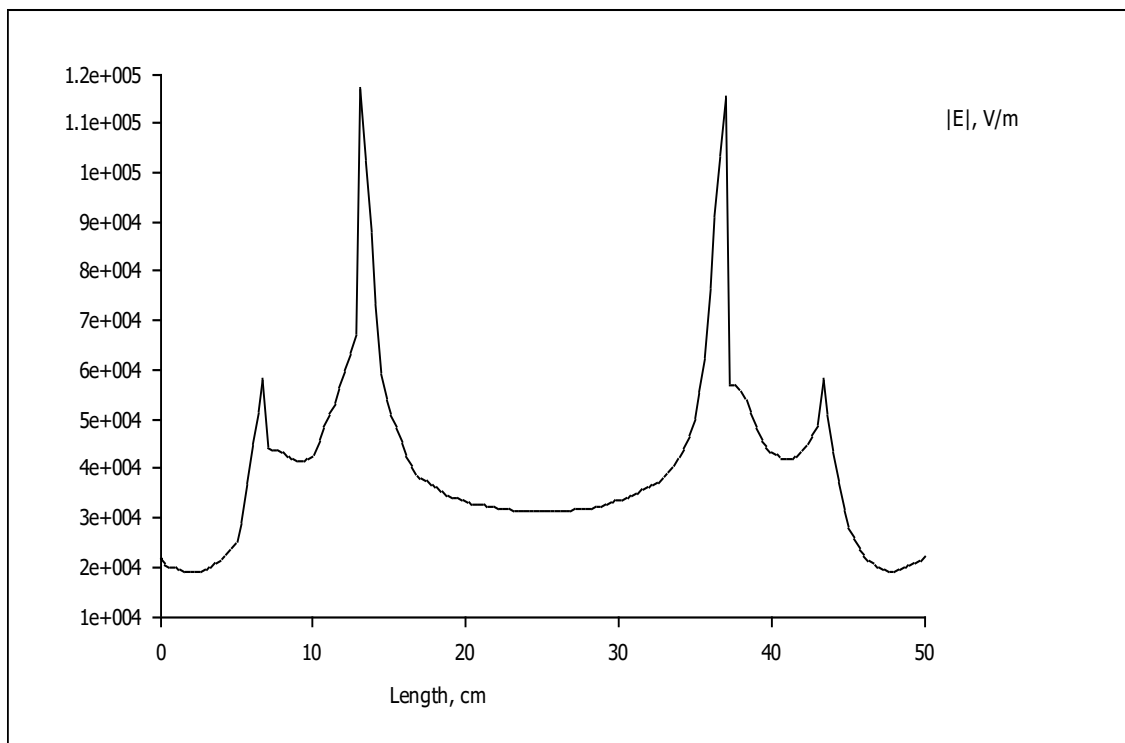


Fig.VI.12: Variation du champ électrique le long de la surface de séparation

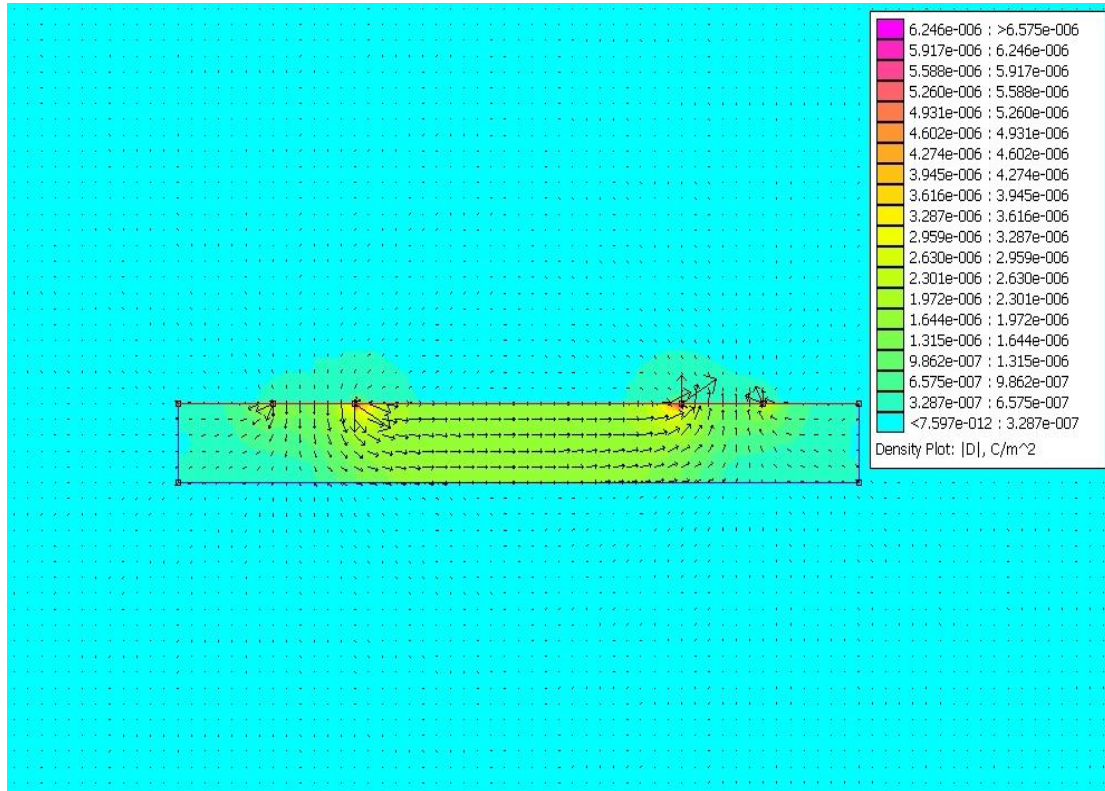


Figure.IV.13: Répartition de l'induction électrique

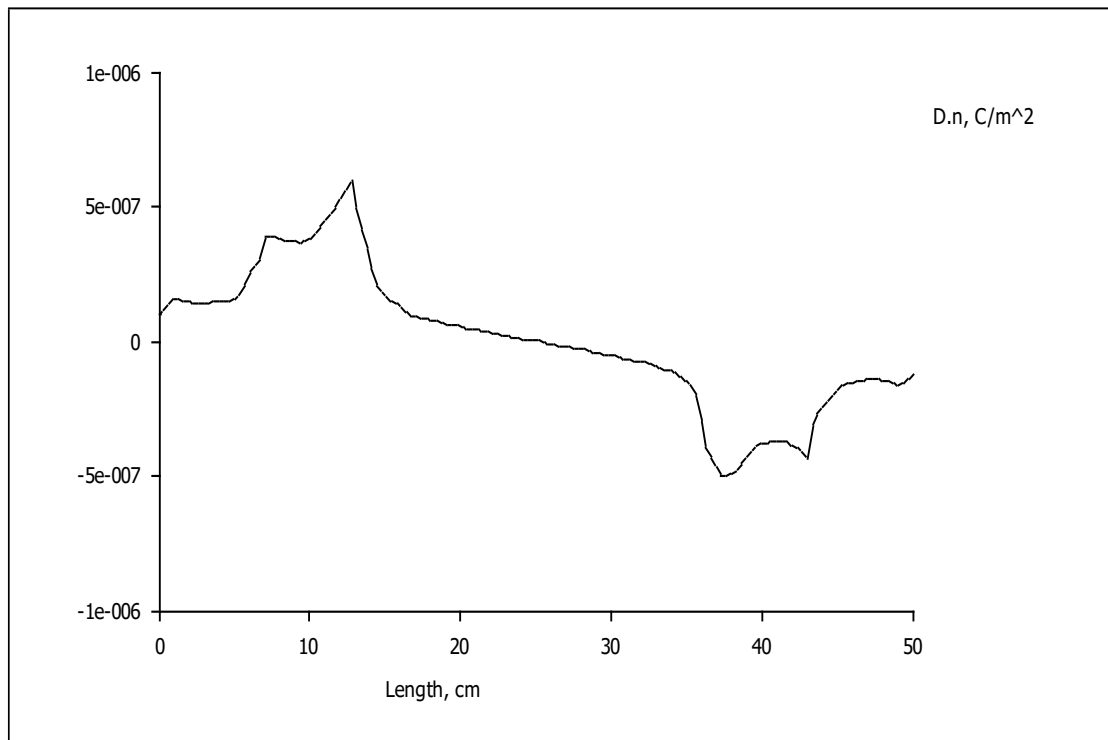


Figure.IV.14: Variation de la composante normale de l'induction électrique à la surface de séparation.

Nous remarquons que les surfaces équipotentiels sont des surfaces cylindriques présentant des profils elliptiques (Figure.IV.9), le système présentant un plan de symétrie (milieu de la distance inter électrodes) celui-ci présente une surface équipotentielle.

Les lignes du champ électrique étant perpendiculaires aux surfaces équipotentiels, partent de l'électrode sous tension et arrivent au niveau de l'électrode terre. Les vecteurs représentés sur la (figure.IV.11) sont tangentiels aux lignes de champ électrique, nous remarquons que le champ électrique est plus important du côté intérieur des électrodes.

Les répartitions de l'induction électrique \vec{D} , montrent qu'elle est concentrée d'une manière plus importante dans le verre (ou plexiglas), celle-ci dépend du milieu, elle est plus importante dans le diélectrique de permittivité plus grande; les variations de sa composante normale à la surface de la plaque, montrent la répartition des charges au niveau des électrodes, la charge globale du système étant nulle, il apparaîtra donc des charges égales et de signes opposées sur les électrodes. Cependant l'accumulation des charges est constaté le long des cotés internes des électrodes, ce qui explique l'intensité du champ électrique élevé à ce niveau.

Il est important de noter que les répartitions représentées, sont considérées pour un niveau de tension constant, contrairement à la tension alternative appliquée au modèle de laboratoire ; nous pouvant donc considérés les répartitions établis précédemment, comme image figée au moment ou la tension sinusoïdale atteint la valeur de tension considéré.

IV.4. Capacité en fonction de la distance inter électrodes (Comparaison avec les résultats expérimentaux)

En expérimentale la capacité à été calculé par deux méthodes (mesure du courant de fuite et mesure de la charge), et par simulation. Les variations de la capacité en fonction de la distance inter électrodes sont retracées sur les mêmes graphiques, afin de pouvoir comparer ces résultats et s'assurer de la conformité des résultats expérimentaux

➔ Plaque de verre

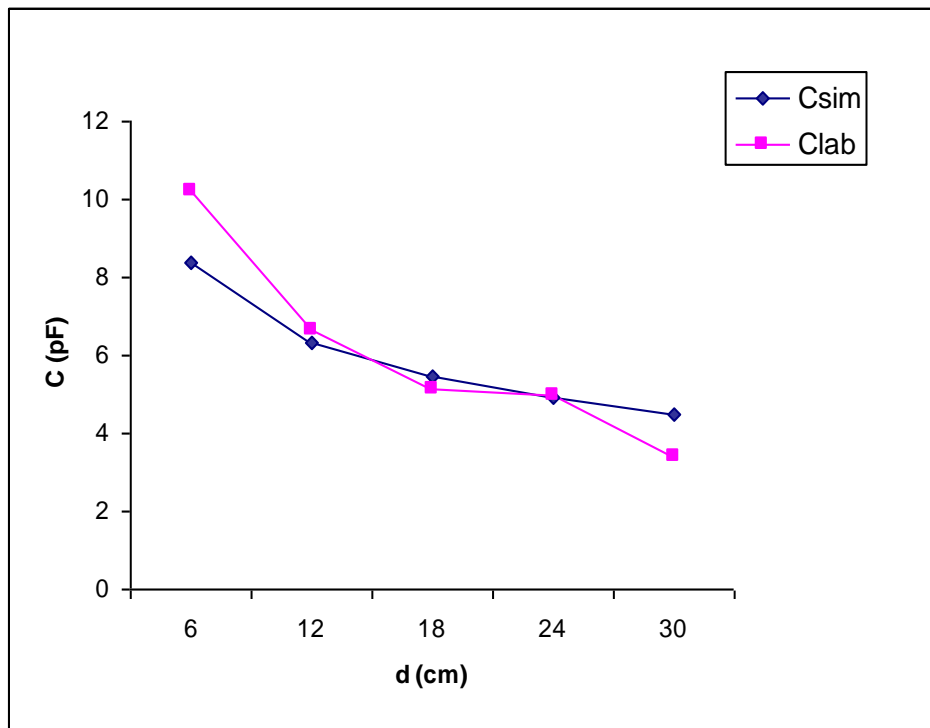


Figure. IV.15: Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.4\text{cm}$; $a= 3\text{cm}$)

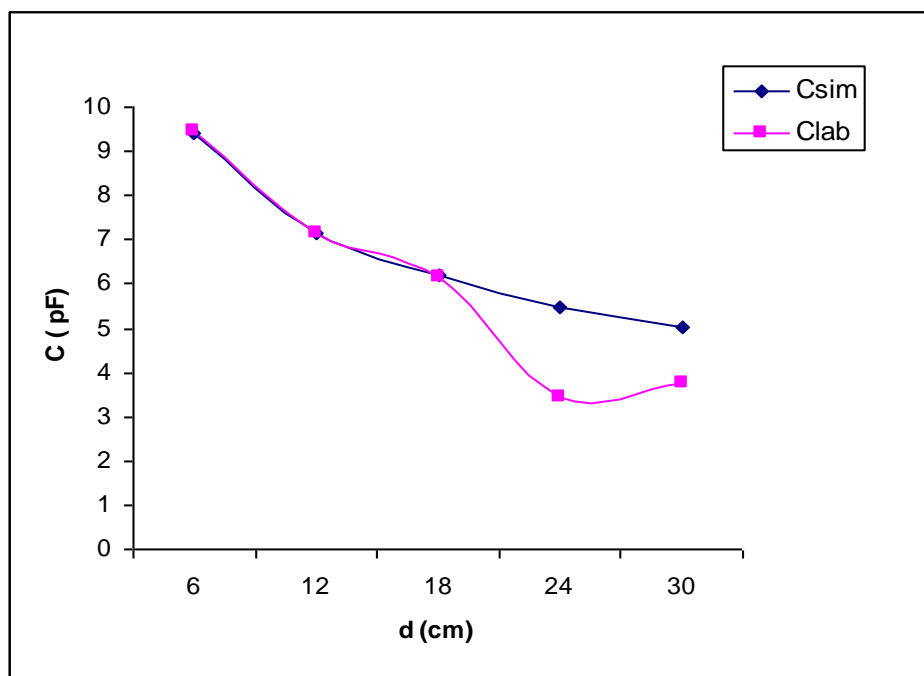


Figure. IV.16: Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.4\text{cm}$; $a=6\text{cm}$)

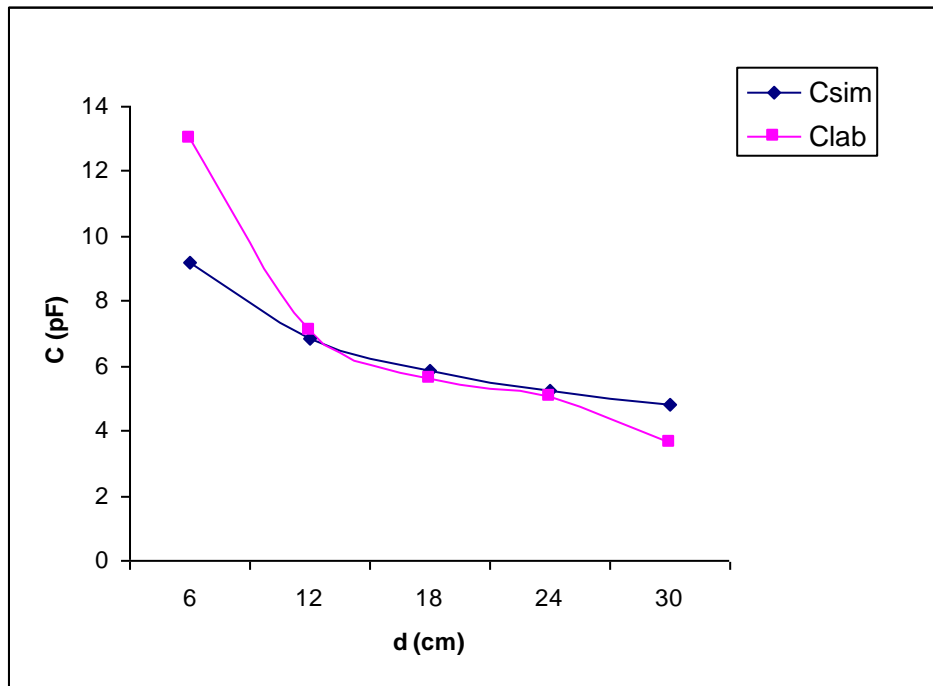


Figure. IV.17 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.6\text{cm}$; $a=3\text{cm}$)

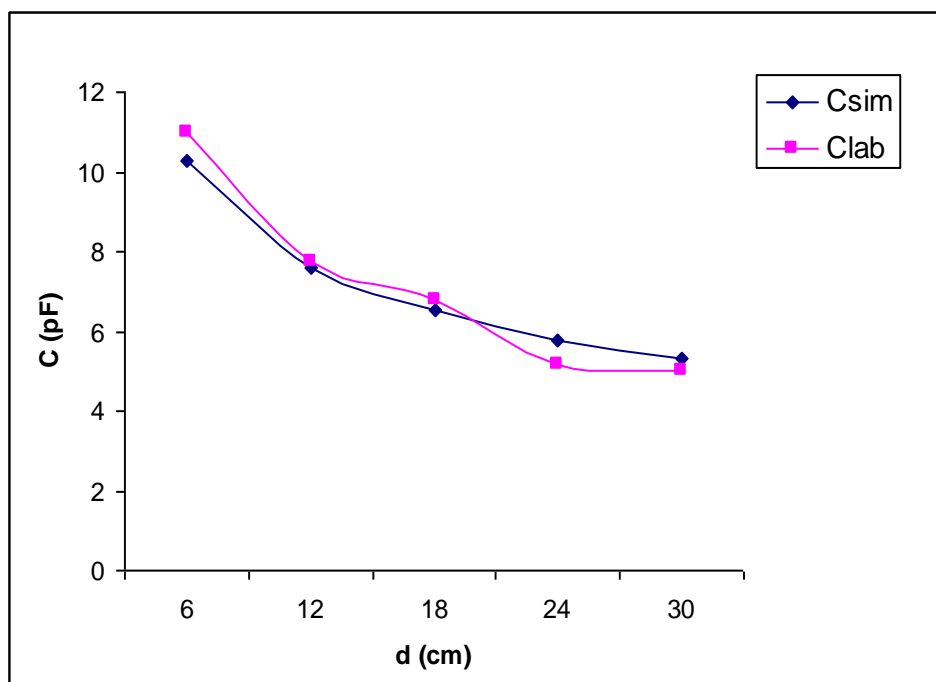


Figure. IV.18 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.6\text{cm}$; $a=6\text{cm}$)

➔ Plaques de plexiglas

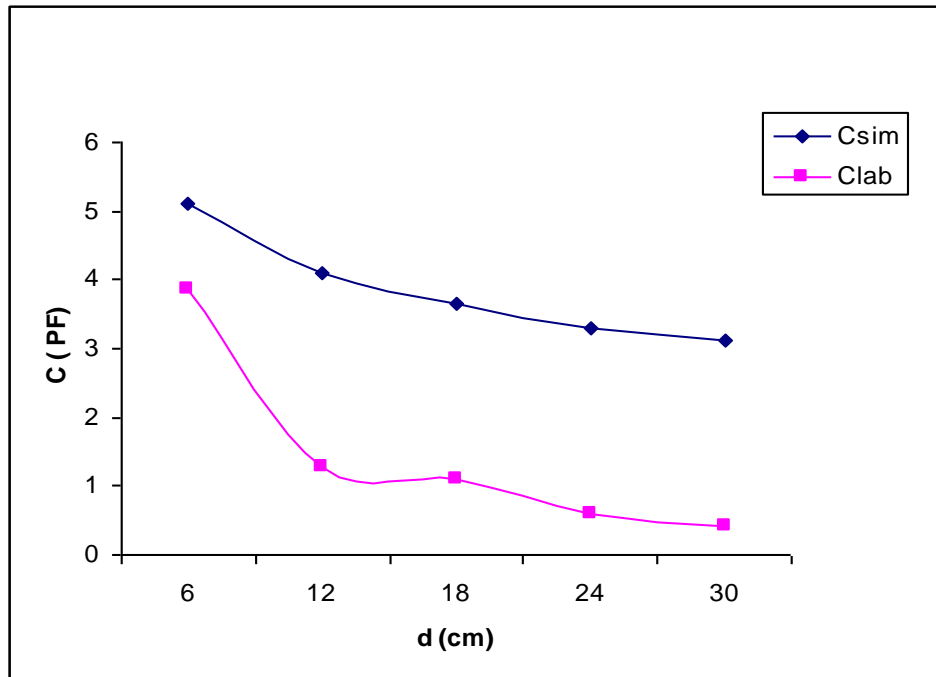


Figure.IV.19 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.3\text{cm}$; $a=3\text{cm}$)

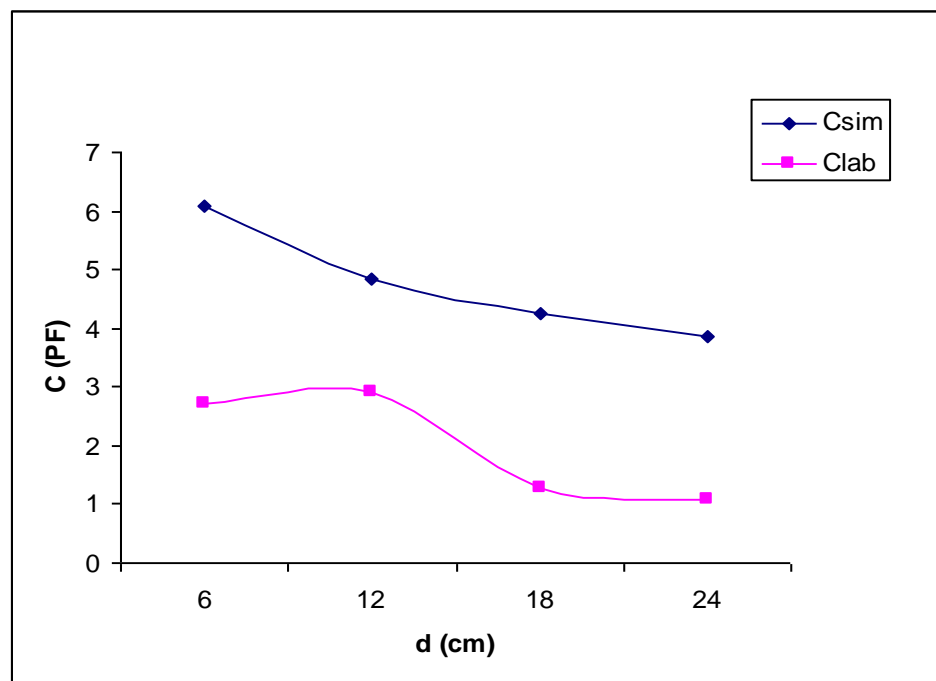


Figure. IV.20 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.3\text{cm}$; $a=6\text{cm}$)

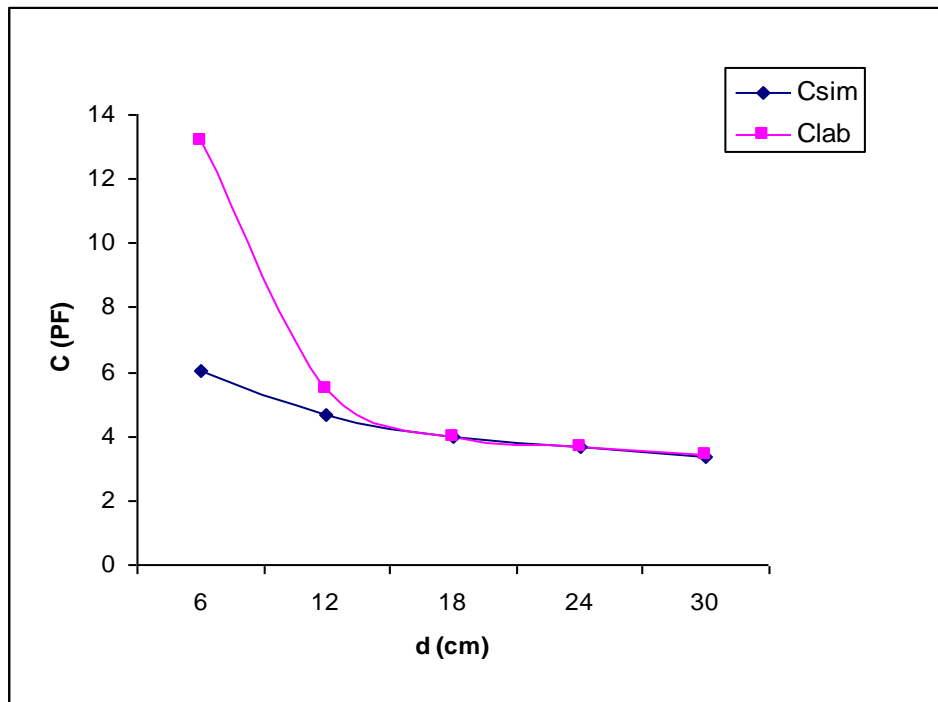


Figure. IV.21 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.8\text{cm}$; $a=3\text{cm}$)

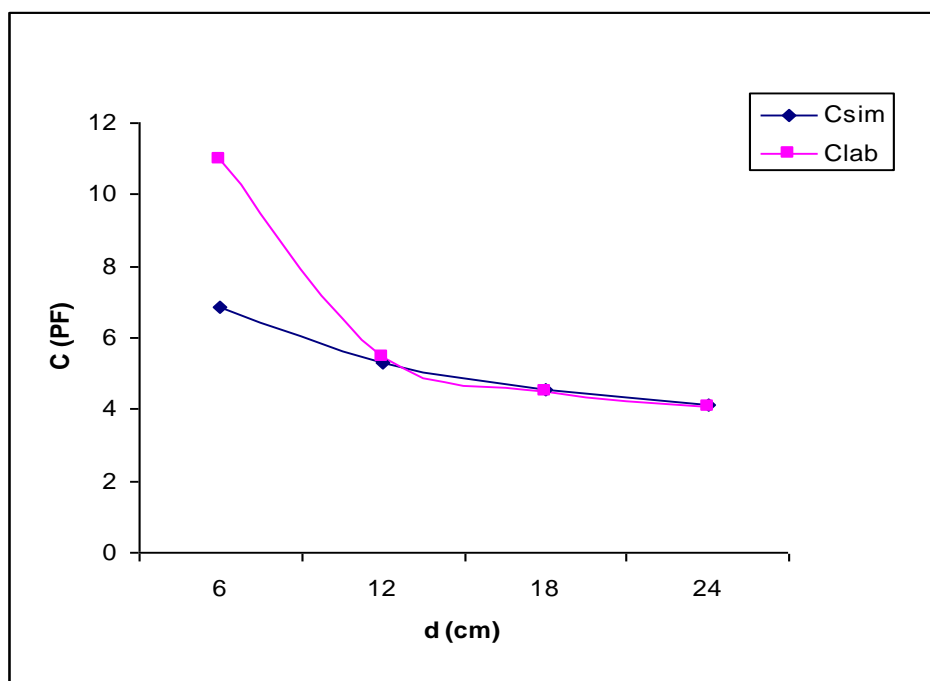


Figure. IV.22 : Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.8\text{cm}$; $a=6\text{cm}$)

IV.4.1. Interprétations

Nous remarquons, en premier lieu que les deux courbes ont la même allure, pour la majorité des graphes. Les courbes expérimentales sont du même ordre de grandeur que les caractéristiques obtenues par simulation. Ceci nous permet de confirmer que l'approche par le logiciel FEMM donne des résultats très cohérents.

Les résultats établis par simulation se interfèrent avec les tracés expérimentaux (à l'exception de quelques points).

Notons également que les résultats obtenus par simulation sont théoriques : ils ne tiennent donc pas compte des différents paramètres pouvant intervenir dans l'expérimentation, à savoir :

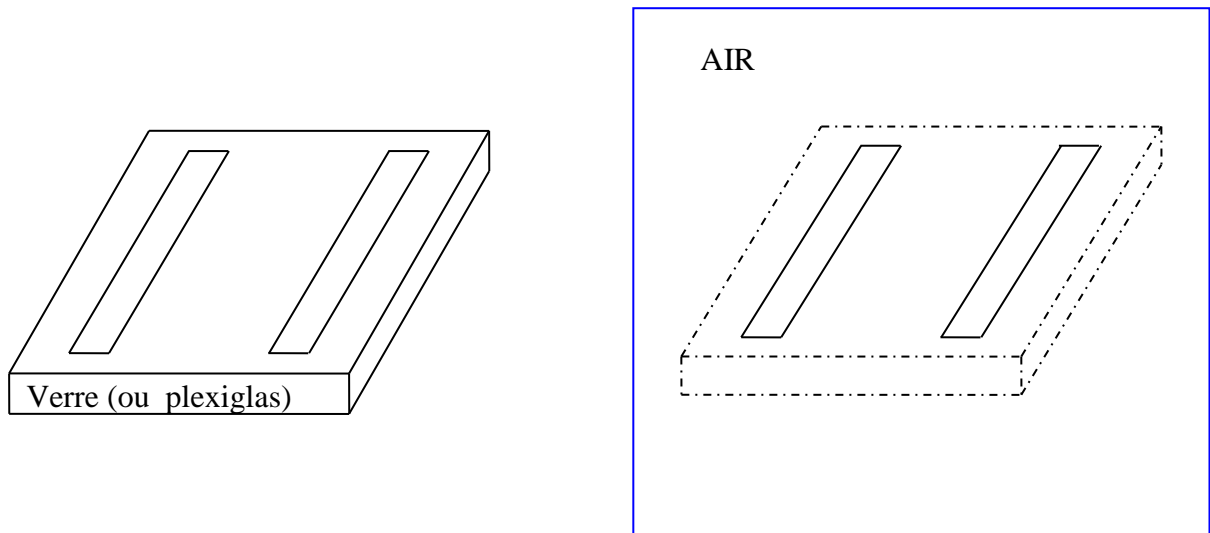
- ◆ Les phénomènes de décharge pouvant influencer les résultats expérimentaux.
- ◆ L'état de surface des plaques utilisées, présentant des rugosités.
- ◆ Les électrodes peuvent contenir des défauts de coupure.
- ◆ Les électrodes utilisées en expérimentation possèdent une épaisseur (même très faible) alors que le logiciel considère une épaisseur nulle.
- ◆ Les conditions atmosphériques, à savoir la pression et l'humidité, ne sont pas prises en compte par le logiciel.

Tous ces phénomènes peuvent être la cause des différences observées entre la simulation et l'expérimentation. Reste que la différence est assez faible, ce qui nous permet de valider les résultats expérimentaux avec notre modèle de simulation.

IV.5. Contribution de l'air et du matériau dans la capacité du système

Comme nous l'avons déjà cité précédemment la capacité du système est une contribution de l'air et du matériau isolant utilisé (verre ou plexiglas).

Cette partie a pour but de mieux observer l'importance des capacités mises en jeu par chaque milieu, à travers un modèle de simulation.



(a) Système permettant la détermination de la capacité du verre.

(b) Système permettant la détermination de la capacité de l'air

Figure. IV.23 : Capacité du système présentant une superposition de deux configurations

L'idée est de concevoir notre système comme la superposition de deux systèmes :

Un système dépourvu de verre (ou plexiglas), et un système dépourvu d'air (Figure.IV.23). Pour cela nous considérons une première fois une configuration du système composé exclusivement de la plaque de verre (ou plexiglas), représentant ainsi un système fermé, le logiciel calcule alors sans aucune difficulté la capacité du système ainsi décrit.

Ensuite, nous considérons le deuxième système, ce dernier nous donne la capacité sans la contribution du verre. Nous donnons à l'espace occupé normalement par le verre (ou plexiglas), une permittivité relative nulle : les lignes de champ ne traversent donc pas cet espace, et la capacité calculée n'est due qu'à l'air. Si à priori nous supposons que ces capacités sont en parallèle, nous devons avoir la capacité du système final égal à la somme des deux capacités. Cependant, comme les lignes de champ ne traversent pas cet espace, elles n'atteignent pas le côté inférieur du système. Nous considérerons donc la capacité due à l'air comme étant le double de celle calculée (*pour un seul côté*). Par la suite nous calculons la capacité du système comme suit :

$$C_{\text{système}} = C_{\text{verre}}_{\text{calculée}} + 2C_{\text{air}}_{\text{calculée}}$$

Il faut donc signaler qu'une erreur interviendra par cette approche, qui est que la capacité due à l'air n'est pas tout à fait égale au double de la capacité calculée pour le côté supérieur, car le système n'est pas tout à fait symétrique.

Mais comme les épaisseurs des matériaux utilisées sont faibles, et que le but de cette approche est de trouver un système de capacité équivalent à la configuration donnée, l'erreur n'est pas très importante. Cette méthode ne peut être donc qu'approximative. Néanmoins, elle nous permet de voir la contribution de chaque diélectrique dans la capacité du système.

Pour confirmer la fiabilité de notre approche, nous avons tracé la capacité des systèmes exploités en laboratoire. Puis, sur les mêmes graphes, nous avons tracé les capacités calculées de la manière décrite précédemment. Les allures tracées sont données par les figures ci-dessous :

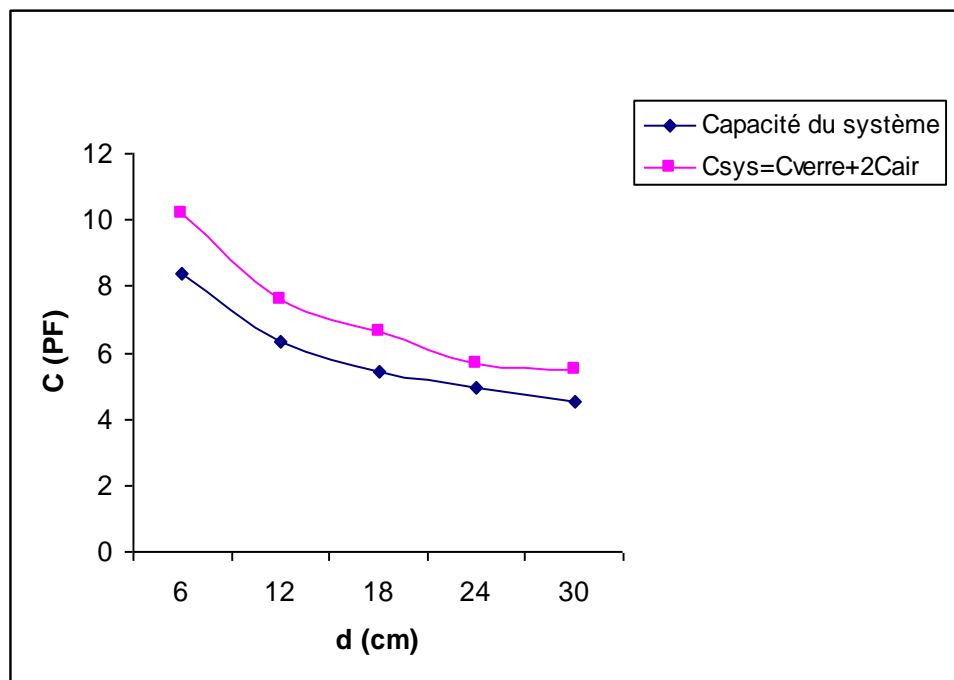


Figure. IV.24: Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de verre d'épaisseur de 0.4 cm)

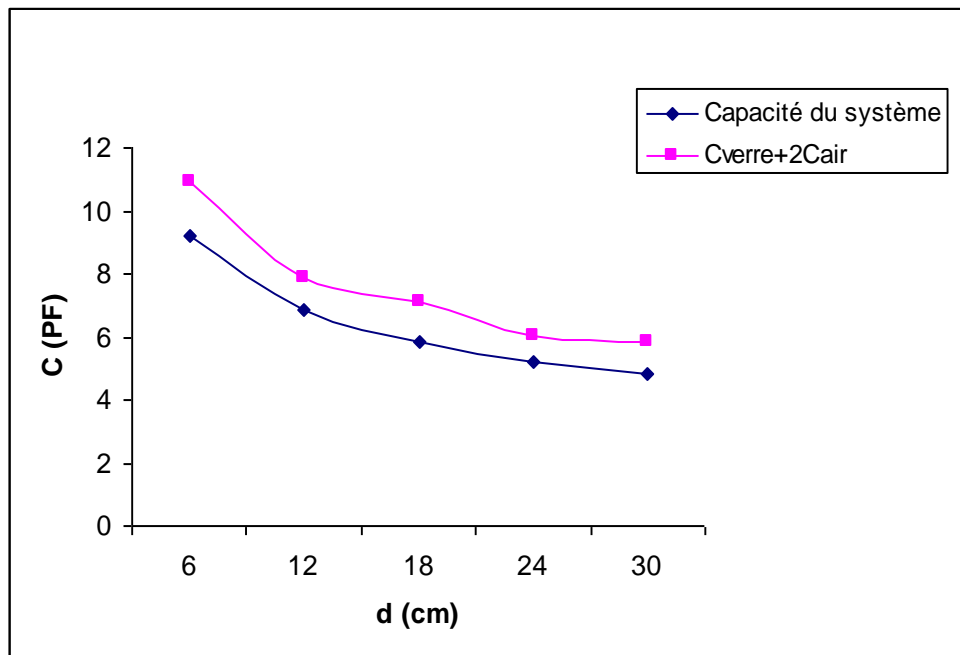


Figure. IV.25 : Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de verre d'épaisseur de 0.6cm)

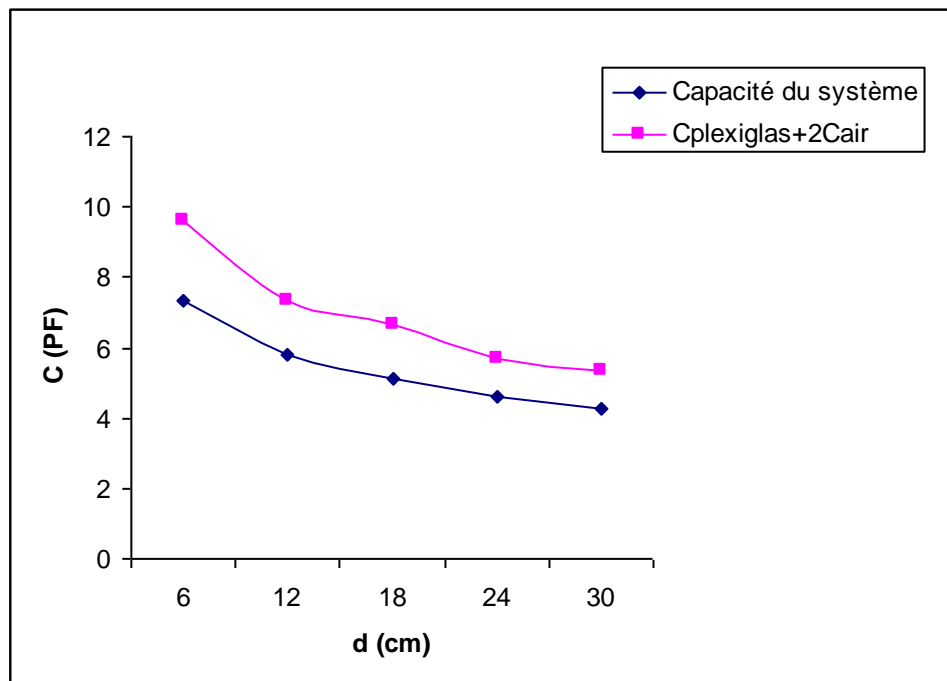


Figure. IV.26 : Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de plexiglas d'épaisseur de 0.8cm).

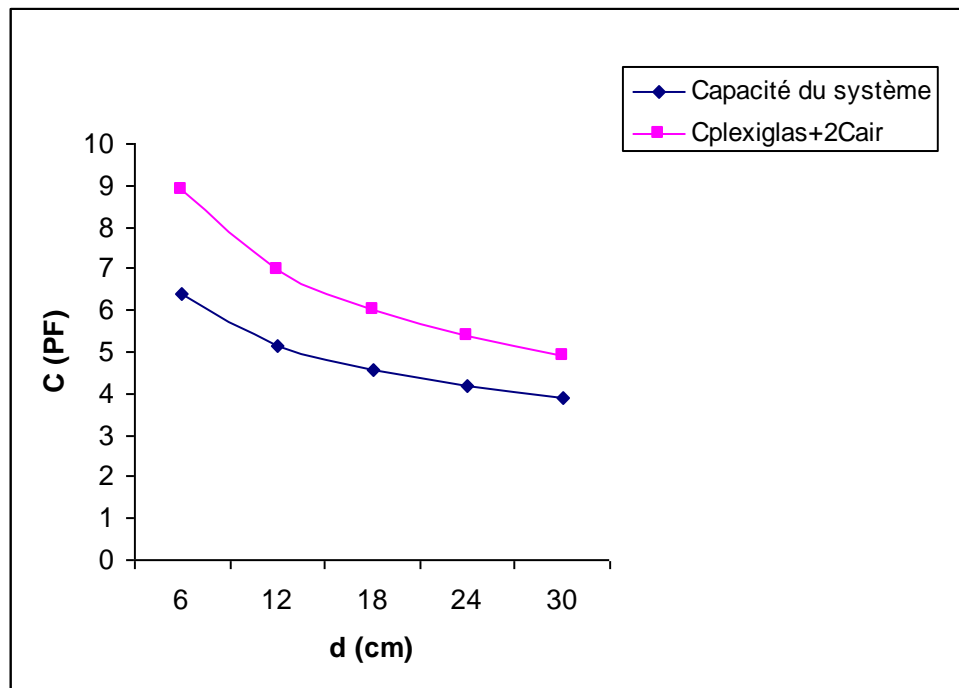


Figure. IV.27 : Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de plexiglas d'épaisseur de 0.3cm).

Nous remarquons alors que la capacité du système reste légèrement inférieure à la somme des capacités superposées, cette différence était prévisible car, nous avons déjà mentionné que le calcul des capacités par la méthode décrite est fait par un excès de la capacité "de l'air".

Nous pouvons donc dire que notre système est équivalent à un système de deux capacités parallèle l'une représente la contribution de l'air (en considérant pour l'air une seule capacité égale au double de la capacité calculée) et l'autre la contribution du verre (ou plexiglas).

Comme les lignes de champ se propagent dans l'air et dans le matériau isolant, il est normal que la capacité du système dépende à la fois, des deux milieux.

IV.6. Conclusion

Dans ce chapitre, les simulations effectuées pour le modèle exploité au laboratoire nous ont permis de calculer les capacités de chaque configuration.

Les mêmes paramètres géométriques ont été variés pour pouvoir comparer avec les résultats expérimentaux. D'autres notions ont été développées telles que la notion de permittivité équivalente, qui nous permet trouver un système équivalent à champ uniforme

comportant un seul milieu. Celle-ci établit le lien entre la distance inter-électrodes et l'étendue des lignes de champ, ce qui conduit à une décroissance très modérée de la capacité avec la distance inter électrodes.

Les résultats établis avec le logiciel sont assez proches des résultats obtenus par l'expérience, ceci confirme que notre approche du modèle semble assez cohérente.

En effet, les mêmes allures ont été confirmées par les deux approches à savoir que la capacité:

- ◆ Décroit avec la distance inter électrodes.
- ◆ Augmente avec l'épaisseur du matériau.
- ◆ Croît légèrement avec la largeur des électrodes.

Nous avons alors observé que la capacité croit d'une façon très importante pour les petites valeurs de l'épaisseur. Ceci signifie que la capacité du système est une contribution des deux milieux. Nous avons alors tenté, par une méthode de superposition, de calculer séparément les deux capacités. Nous en avons déduit que la capacité liée à l'air varie peu en fonction de l'épaisseur tandis que la capacité liée au matériau varie d'une manière plus importante.

Ainsi, les lignes de champs ont le même trajet, dans le même matériau (le diélectrique) lorsqu'on augmente indéfiniment l'épaisseur du verre.

Conclusion générale

Le travail que nous avons effectué a porté sur l'étude du comportement de la zone propre de l'isolateur par un modèle extrêmement simple.

Nous avons établi que, malgré la simplicité du modèle, la détermination de la capacité en fonction des paramètres électro-géométriques n'est pas aisée.

En revanche, la capacité du modèle, dépend d'un grand nombre de facteurs. Nous citons les principaux résultats obtenus:

- La capacité décroît avec la distance inter électrodes, cette décroissance est très modérée à partir d'un certain seuil, en raison de l'étendue des lignes de champ qui augmente avec la distance inter électrodes.
- L'influence de l'épaisseur du matériau est assez importante, ce qui signifie que le courant présente bien un caractère volumique : celui-ci, à l'instar du champ électrique, part d'une électrode, traverse une partie du verre pour rejoindre l'autre électrode. La capacité globale est donc une contribution du diélectrique (verre ou plexiglas) et de l'air.
- La largeur des électrodes influe de manière moins prononcée sur la valeur de la capacité puisque la grande partie des charges est accumulée sur le côté interne des électrodes.

La grande majorité de ces résultats ont été vérifiés par le logiciel de calcul de champ FEMM : les résultats obtenus concordent bien, ce qui confirme que notre approche est assez cohérente.

Par ailleurs, nous avons procédé à une méthode de superposition, où nous avons séparé les deux milieux, dans le but d'établir la contribution de chaque milieu dans la capacité globale du modèle. Nous avons montré que, en fonction des valeurs de permittivités des matériaux, il existe une épaisseur pour laquelle, pour une distance inter électrodes donnée, la capacité devient constante.

Plusieurs de nos résultats pourraient être éventuellement développés dans des travaux futurs. Ceux-ci peuvent concerner la nature résistive du modèle par mesure rigoureuse du déphasage en fonction de la tension appliquée : le modèle serait ainsi complété par une résistance variable qui exprimerait la conductivité variable de l'air avec les niveaux de tension élevés.

D'autres modèles pourraient également être élaborés avec plusieurs zones représentant alternativement les zones polluées et les zones sèches, ce qui se rapprochera encore davantage de l'isolateur réel.

Pour conclure, nous tenons à rappeler que, ce sont les parcours des lignes de champ et le milieu qu'elles traversent, qui *imposent* l'impédance globale apparente de n'importe quel système électromagnétique. Si celui-ci est soumis à une tension donnée, c'est cette impédance qui impose le courant qui peut être éventuellement visualisé ou mesuré.



Références Bibliographiques

- [1] -M. A. B. Elkosairg, E. E. I. Sharaine, M. M Awad, H. E. M Zoroura, M. M. Khalifa, A. Nossier, "Performance de chaînes d'isolateurs haute tension soumises à la pollution du désertique", France, rapport 33-05, 1970. **(incomplet)**
- [2] -D. Dumora, " Matériaux isolants céramiques en électrotechnique", Technique de l'ingénieur D275.
- [3] G. Riquel, E. Span genberg, "De la céranique au synthétique", EDE-Epure, N° 58, Avril 1998.
- [4] -Y. Porcheron, "Lignes aériennes : Matériels entrant dans la constitution d'une ligne aerienne", Technique de l'ingénieur D4425.
- [5] -F. Amidi, k. Ouerdane, "Les effets de la pollution sur les ouvrage électrique à 30kV en région littorales", PFE, USTHB, juin 1998.
- [6] -A. Cimador, S. Vilet, "La Pollution des Isolateurs", EDF-Epure, No 27, Juillet 1990.
- [7] -Société : CEREVER, "Isolateur capot tige en porcelaine et Isolateur capot tige en verre trempé", **(incomplet)**
- [8] -QUILLET, "Encyclopédie des sciences industrielles", 1981.
- [9] -Société : CEREVER – Conférencier : D. BOUR, "Isolement des lignes aériennes moyenne tension " Cycle de conférences techniques sur la distribution de l'énergie électrique- Alger-Janvier 1984.
- [10]-[12] C.E.I-60 " Technique des Essais à Haute Tension, Définitions et Prescription Générales aux Essais " *première édition 1973.*
- [11]-D.NAMANE, "Effet de la Discontinuité de la Couche de Pollution sur le Comportement d'Isolateur Haute Tension, sous la Fréquence 50Hz" , *Thèse de Magister ENP, Février 1998.*
- [12] - W. Heise, G.F, luxa, G.Revery, M.P. Verma " Estimation de la Méthode d'Essais sous Pollution Artificielle par Couche Solide " *cigré , rapport 33- 09 1982*
- [13] - G.leroy, C.Gary "Propriétés Diélectriques de l'air et les très Hautes Tensions", *Edition Eyrolles, Paris 1984*
- [14]-P. J. LAMBETH, H. AUXEL, M. P. VERMA, "Méthode de mesure de la sévérité de pollution compte tenu de son influence sur le comportement des isolateurs à Haute Tension", *Electra, N° 20, janvier 1972, Paris, France.*

- [15] - A. BOUBAKEUR, "Essais d'isolateurs pollués dans les conditions naturelles", rapport interne, I. W. N, *politeknika WARSZAWKA, Varsovie 1978*.
- [16] -W. HEISE, M. P. VERMA, H. NIKLASH, H. LIPKEN, H. SCHRIEBER, G. F. LUXA, "Critères de Contournement par pollution et ses applications pour le dimensionnement et le contrôle de l'isolation", *CIGRE, Rapport 33-09, Paris 1978*.
- [17] - L.L.ALSTON, S.ZOLEDZIOWSKI, "Growth of discharges on polluted insulators", *IEEE, Trans. PAS, Vol.110, No7, Juillet 1963*
- [18] -H.H. WOODSON, A. J.MC-ELROY, "Insulators with contaminated surface, part II, modeling of discharge mechanisms", *IEEE, Trans, PAS, Vol.89, N° 8, Nov, Dec, 197*
- [19] -P. CLAVRIE, Y. PORCHERON, "How to choose insulators for polluted Areas", *IEEE Trans, PAS, Vol.92, N° 3, Mai-Juin 1973*.
- [20]- C. HURAU, A.M. RAHAL, "Le Contournement des isolateurs haute tension : Approche à l'aide d'un modèle de laboratoire", *RGE, Juin 1975 ,p.425-429*.
- [21] -F. OBENAU, " Fremdschichtüberschlag und Kriechweglänge ", *Deutsche Elektrotechnik, vol. 4, pp. 135 - 136, 1958*.
- [22] - G. NEUMÄRKER " Verschmutzungszustand und Kriechweg ", *Monatsber. d. Deut. Akad, Wiss, vol.1, pp.352 - 359, 1959, Berlin, Allemagne*.
- [23]- M.N.Rayas, M. Zhirh, "Investigation about Flashover Performance of Insulators under Uniform and Non Uniform Contamination", *7e International Symposium on High Voltage Engineering, Rapport 43-08, Dresde, Allemagne, 26-30 Août 1991*.
- [24] - A. MEKHLDI, D. NAMANE, S. BOUAZABIA et A. BEROUAL, "Flashover of discontinuous pollution layer on high voltage insulators", *IEEE, Trans, ou Dielectrics and electric insul. vol. 6, , N° 6. pp . 900-906, Dec, 1999*.
- [25] - J. DANIS, "A stochastic pollution flashover model", *4th International Symposium On High Voltage Engineering, Rapport 46-12, Athènes, 5-9, Sept 1983*
- [26] -S. Klachnikov "Electricité" Edition Mir.Moscou traduit du russe par V.Koliméev ; 1^{ère} édition 1980, 2^{ème} édition 1983.
- [27] -R. Fournié, R. Coelho, "Diélectriques: Bases théoriques", *Technique de l'ingénieur D2300 2-2000*.
- [28] -J.A. EDMINISTER "ELECTROMAGNETIME, Cours et problèmes", (1983)
- [29] -S. Berthier, *Optique des milieux composites, Polytechnica, Paris 1993*.
- [30] -H.A. Lorentz, "Über die Beziehung zwischender Fortpflanzungs-geschwindigkeit des Lichtes unter Körperdichte", *Annalen der Physik und Chemie 9, (1880), pp. 641-665*.

[31] -L. Onsager, Electric moments of molecules in liquids, J. Am. Chem. Soc. 58, (1936), pp. 1486-1493.

[32] -J.G. Kirkwood, The dielectric polarisation of dielectric liquids, J. Chem. Phys. 7, (1939), pp. 911-919 (1939).

[33] -H. Fröhlich, Theory of Dielectric Constant and Dielectric Loss, Oxford: Clarendon, 1958.

[34] -. AFFOLTER, ‘‘Haute tension’’, ECOLE D’INGENIEURS DU CANTON DE VAUD DEPARTEMENT E+I. Yverdon-les-Bains, octobre 2000.

[35] -A.BOUAROURI, R.LADJAL, «Comportement et Caractérisation Electriques d’un Modèle d’Isolateur sous Tension Alternative », PFE 2006, Département de Génie Electrique, Laboratoire de Haute Tension, Ecole Nationale Polytechnique d’Alger, Algérie, Juin 2006.



Annexe

- Variation de la capacité du système en fonction de la distance inter électrodes:

d (cm)	10	15	20	25	30
Capacité (verre)	7.079	6.015	5.347	4.872	4.569
Capacité (plexiglas)	5.721	5.025	4.532	4.177	3.979

- Variation de la capacité du système en fonction de la largeur (verre)

	a(cm)	3	3,5	4	4,5	5	5,5	6
d=30cm	C (pF)	4,569	4,629	4,715	4,821	4,881	4,947	4,99
d=24cm	C (pF)	4,973	5,077	5,171	5,258	5,344	5,435	5,504
d=18cm	C (pF)	5,566	5,679	5,811	5,924	6,021	6,107	6,198
d=12cm	C (pF)	6,585	6,703	6,856	6,96	7,092	7,212	7,315
d=6cm	C (pF)	8,806	9,011	9,151	9,344	9,511	9,634	9,817

- Variation de la capacité du système en fonction de la largeur (plexiglas)

	a (cm)	3	3.5	4	4.5	5	5.5	6
d=30cm	C (pF)	3.979	4.05	4.158	4.27	4.346	4.428	4.476
d=24cm	C (pF)	4.257	4.384	4.49	4.597	4.697	4.804	4.88
d=18cm	C (pF)	4.689	4.82	4.967	5.094	5.207	5.302	5.406
d=12cm	C (pF)	5.421	5.548	5.727	5.84	5.988	6.127	6.245
d=6cm	C (pF)	6.81	7.038	7.21	7.425	7.611	7.725	7.949

- Variation de la capacité du système en fonction de l'épaisseur (plexiglas):

	e(cm)	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
d=30cm	C (pF)	3,979	4,288	4,441	4,799	4,802	4,9	5,169	5,503
d=24cm	C (pF)	4,257	4,617	4,805	5,089	5,306	5,543	5,872	5,97
d=18cm	C (pF)	4,689	5,091	5,274	5,763	5,971	6,247	6,732	6,813
d=12cm	C (pF)	5,421	5,923	6,019	6,692	7,004	7,166	8,112	8,413
d=6cm	C (pF)	7,81	7,634	8,078	9,296	9,93	10,706	11,651	11,849

- Variation de la capacité du système en fonction de l'épaisseur (verre):

	e(cm)	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
d=30cm	C (pF)	4,569	5,256	5,77	6,385	6,733	7,028	7,724	8,294
d=24cm	C (pF)	4,973	5,805	6,412	7,11	7,649	8,239	8,962	9,399
d=18cm	C (pF)	5,566	6,582	7,334	8,335	9,02	9,732	10,807	11,312
d=12cm	C (pF)	6,585	7,955	8,715	10,308	11,393	11,99	13,824	14,725
d=6cm	C (pF)	8,806	11,224	12,99	15,71	17,489	19,322	22,481	23,409

- Capacité en fonction de l'épaisseur de la plaque (d= 30 cm ; a= 3cm):

e (cm)	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
C (pF) (plexiglas)	3,979	4,288	4,441	4,799	4,802	4,9	5,169	5,503
C (pF) (verre)	4,569	5,256	5,77	6,385	6,733	7,028	7,724	8,294

Verre

- Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.4\text{cm}$; a= 3cm)

d (cm)	6	12	18	24	30
C_{sim} (pF)	8,37	6,33	5,44	4,94	4,51
C_{lab} (pF)	10,21	6,66	5,15	4,99	3,42

- Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.4\text{cm}$; $a=6\text{cm}$):

d (cm)	6	12	18	24	30
C_{sim} (pF)	9,41	7,17	6,18	5,49	5,02
Clab (pF)	9,47	7,14	6,17	3,43	3,75

- Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.6\text{cm}$; $a=3\text{cm}$):

d (cm)	6	12	18	24	30
C_{sim} (pF)	9,19	6,87	5,85	5,23	4,83
Clab (pF)	12,99	7,09	5,59	5,05	3,65

- Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.6\text{cm}$; $a=6\text{cm}$)

d (cm)	6	12	18	24	30
C_{sim} (pF)	10,26	7,6	6,52	5,79	5,34
Clab (pF)	10,97	7,74	6,79	5,15	4,99

Plexiglas

- Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.3\text{cm}$; $a=3\text{cm}$)

d (cm)	6	12	18	24	30
C_{sim} (pF)	5,11	4,1	3,64	3,3	3,12
Clab (pF)	3,86	1,29	1,09	0,59	0,41

- Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.3\text{cm}$; $a=6\text{cm}$):

d (cm)	6	12	18	24
C_{sim} (pF)	6,08	4,83	4,24	3,87
Clab (pF)	2,7	2,91	1,28	1,07

- Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.8\text{cm}$; $a=3\text{cm}$):

d (cm)	6	12	18	24	30
C_{sim} (pF)	6,01	4,64	4,01	3,66	3,37
C_{lab} (pF)	13,17	5,5	3,98	3,69	3,44

- Capacités en fonction de la distance inter électrodes obtenues en utilisant les deux méthodes ($\epsilon=0.8\text{cm}$; $a=6\text{cm}$):

d (cm)	6	12	18	24
C_{sim} (pF)	6,85	5,32	4,57	4,15
C_{lab} (pF)	10,97	5,48	4,5	4,07

- Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de verre d'épaisseur de 0.4cm):

d(cm)	6	12	18	24	30
Capacité du système (pF)	8,379	6,332	5,448	4,941	4,511
C=C_{verre}+2C_{air} (pF)	10,2	7,614	6,612	5,674	5,466

- Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de verre d'épaisseur de 0.6cm):

d(cm)	6	12	18	24	30
Capacité du système (pF)	9,222	6,877	5,856	5,232	4,839
C=C_{verre}+2C_{air} (pF)	10,943	7,883	7,138	6,007	5,812

- Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de plexiglas d'épaisseur de 0.8cm):

d(cm)	6	12	18	24	30
Capacité du système (pF)	7,364	5,8	5,094	4,632	4,253
C=C_{plexiglas}+2C_{air} (pF)	9,616	7,355	6,637	5,676	5,363

- Capacité du système et la capacité superposée en fonction de la distance inter électrodes (plaque de plexiglas d'épaisseur de 0.3cm):

d(cm)	6	12	18	24	30
Capacité du système (pF)	6,404	5,153	4,559	4,174	3,911
C=Cplexiglas+2Cair (pF)	8,9	6,987	6,031	5,404	4,919