

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère De l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
Ecole Nationale Polytechnique

Département Génie Electrique
Laboratoire de recherche en Electrotechnique

Mémoire de Magister en Electrotechnique
Option : Réseaux Electriques et Haute Tension

Mémoire de Magister
présenté par Mr : TIMGHELLETTE Rabah
Ingénieur d'Etat en Electrotechnique de l'ENP

**EFFET D'UNE INTERFACE AIR-ISOLANT SUR
LE CONTOURNEMENT ET LE COURANT DE FUITE APPARENT
A LA FREQUENCE INDUSTRIELLE**

Soutenu publiquement le 15 décembre 2007 devant la commission d'examen :

Président	A. BOUBAKEUR	Professeur, ENP
Rapporteurs	D. NAMANE	Chargée de cours, ENP
	M. TEGUAR	Maître de conférences, ENP
Examineurs	A. MEKHALDI	Professeur, ENP
	R. TAHMI	Maître de conférences, ENP
	R. NEZLI	Maître de conférences, ENP

Ecole Nationale Polytechnique
10, Avenue Hassen Badie, El-Harrach, Alger

ملخص :

نعرض من خلال هذا العمل النتائج التجريبية ، التمثيلية ، و التطبيقية الخاصة بتأثير سمك العازل ، المسافة بين الأقطاب ، و سماحية العازل النسبية على توتر الإحاطة ، التيار المتسرب ، الشحنة الكهربائية ، الحقل الكهربائي و ممانعة نموذج مستوي – مستوي عند التواتر الصناعي 50 هرتز . نقترح حالتين : عازل نظيف و آخر نحرك بين قطبيه شريط متناهي الناقلية . ندرس في الجزء التماثلي تأثير الأرض . وجدنا تطابقا عند مقارنة القيم التماثلية و التطبيقية مع القيم المحصل عليها تجريبيا .

الكلمات المفتاحية : عازل ، توتر الإحاطة ، تيار متسرب ، حقل كهربائي شحنة كهربائية ، تماثل ، ممانعة .

Résumé :

Dans ce travail, nous présentons les résultats expérimentaux, simulés et empiriques relatifs à l'influence de l'épaisseur du diélectrique, la distance inter électrodes et la permittivité relative du matériau diélectrique sur la tension de contournement, le courant de fuite, la charge électrique, le champ électrique et l'impédance d'un modèle plan-plan à la fréquence industrielle 50Hz. Deux cas ont été adoptés : une plaque propre, et une deuxième sur laquelle une couche parfaitement conductrice a été déplacée dans l'intervalle inter électrodes. Dans la partie simulation, l'influence du sol a été examinée. Les valeurs simulées et empiriques ont été comparées à celles obtenues expérimentalement. Une bonne concordance a été obtenue.

Mot clés : Isolateur, tension de contournement, courant de fuite, champ électrique, charge électrique, simulation, impédance.

Abstract:

In this work, we present the experimental, simulated and empirical results concerning the influence of the dielectric thickness, the distance between electrodes and the dielectric permittivity on the flashover voltage, the leakage current, the electric charges, the electric field and impedance of plane-plane model at the industrial frequency 50Hz. Two cases are considered: a clean plate and a second one on which a perfectly conducting layer is moved in the gap between electrodes. In the simulation part, the earth influence is examined. The simulated and empirical values have been compared the experimental ones. A good accordance has been obtained.

Key words: Insulator, flashover voltage, leakage current, electrical field, electric charge, simulation, impedance.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

A mes très chère parents, grands parents ma petite et grande famille,

*A mes frère et mes sœurs ; Chafik, Tassadit, Kahina, Massinissa, Mohammed,
que j'aime beaucoup,*

*A ma future femme Amel, qui me partage un grand amour, et que je chéris de
plus en plus....*

A tous ceux qui m'aiment et que j'aime

*Avec qui j'ai partagé vraiment des meilleurs moments d'aventure, de risque et de
bonheur, et qui hantent mon esprit, que je ne peux pas oublier....*

A vous.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Haute Tension du Département de génie Electrique de l'Ecole Nationale Polytechnique, sous la Direction Scientifique de Madame Dalila MAMANÉ, chargée de cours à l'Ecole Nationale Polytechnique, et de Monsieur Madjid TEGUAR, Maître de Conférences à l'Ecole Nationale Polytechnique. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma très sincère reconnaissance pour leurs précieuses directives, leur très grande disponibilité, leurs fructueux conseils, leur suivi constant, leur courtoisie si raffinée et leurs qualités humaines.

J'adresse mes chaleureux remerciements à Monsieur Ahmed BOUBAKEUR, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, Monsieur Redouane TAHMI, Maître de Conférences à l'Ecole Nationale Polytechnique, Monsieur Abdelwahab MEKHALDI professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique et Monsieur R. NEZLI Maître de Conférences à l'Ecole Nationale Polytechnique qui ont bien voulu juger mon travail et m'honorer de leur participation dans le Jury.

Mes vifs remerciements vont également à tous ceux qui ont participé de près ou de loin à l'élaboration de ce travail, en particulier.

Je tiens à remercier mes parents car ce travail représente un petit fruit de leur souffrance et qui sans eux je ne pouvais traverser ces longues années d'études et de travail.

Je ne saurais terminer sans remercier mes frères et sœurs ainsi que toute la famille pour leurs encouragements soutenus et surtout pour leur soutien moral.

Sommaire

Sommaire

Introduction générale	01
------------------------------------	----

Chapitre I : Modèle plan-plan

I.1. Introduction	03
I.2. Dispositif expérimental	04
I.2.1. Transformateur d'essais	04
I.2.2. Transformateur de réglage	04
I.2.3. Diviseur capacitif de tension	04
I.2.4. Pupitre de commande	04
I.2.5. Appareils annexes de mesure et de protection	05
I.2.6. Objet d'essais	05
I.3. Circuits de mesure	06
I.3.1. Mesure de la tension de contournement	06
I.3.2. Mesure du courant de fuite	06
I.4. Modèle de simulation	07
I.5. Tension de contournement	10
I.5.1. Interprétations et discussion	10
I.5.1.1. Observations et simulations	10
I.5.1.2. Résultats expérimentaux	14
I.6. Courant de fuite apparent	15
I.6.1 Résultats expérimentaux	15
I.6.1.1. Influence de la tension appliquée	15
I.6.1.2. Influence de la distance inter électrodes	20
I.6.1.3. Influence de l'épaisseur du verre sur le courant apparent	22
I.6.1.4. Influence de l'épaisseur du plexiglas sur le courant apparent	25
I.6.1.5. Influence de la nature du matériau sur le courant apparent	28
I.7 Impédance équivalente : discussion	31
I.7.1 Résultats expérimentaux et simulation	31
I.7.1.1. Influence de l'épaisseur du matériau sur l'impédance apparente	32
I.7.1.2. Influence de la nature du matériau sur l'impédance apparente	34
I.7.2 Simulation et discussion	34
I.8. Conclusion	38

Chapitre II : Modèle d'isolateur 1512L naturellement pollué

II.1. Introduction	39
II.2. Modèle expérimental de l'isolateur 1512L	39
II.3. Tension de contournement	40
II.3.1. Résultats expérimentaux et discussion	40
II.4. Courant de fuite apparent et impédance équivalente	42
II.4.1. Résultats expérimentaux et interprétation	42
II.4.2. Simulation et discussion	45

❖ Impédance.....	45
❖ Champ électrique et potentiel.....	47
II.5. Conclusion.....	49

Chapitre III : Nouvelles approches physiques du modèle plan-plan

III.1. Introduction.....	50
III.2. Approche physique proposée : Condensateur plan équivalent.....	50
III.3. Influence de la distance inter électrodes d et de l'épaisseur e: capacité apparente et charges induites.....	58
III.3.1 Influence de la distance inter électrodes d: largeur équivalente K.....	58
III.3.2. Influence de l'épaisseur.....	61
III.4. Contribution séparée de l'air et du verre sur la capacité globale.....	64
III.5. Conclusion.....	68
Conclusion générale.....	70
Bibliographie.....	72

Introduction générale

Introduction générale

Le transport de l'énergie électrique nécessite, pour des raisons techniques et économiques l'utilisation de tensions élevées (lignes HT et THT).

Ceci requiert une conception et réalisation de produits, appareils et systèmes aptes à générer et supporter des champs électriques intenses: leur dimensionnement doit par conséquent être scrupuleusement étudié [1].

Dans le cas des lignes de transport d'énergie, les isolateurs séparent les pièces sous tension, par des distances adaptées assurant une bonne rigidité du système. Cependant, une pollution humide de ces derniers a pour effet de les rapprocher électriquement, ce qui fausse le dimensionnement, et peut conduire à un contournement.

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 [2].

Afin de mieux étudier le comportement des isolateurs haute tension sous pollution, différents modèles de laboratoire ont été proposés par de nombreux chercheurs [3-9]. Ces travaux présentent l'avantage de contourner la difficulté liée à la forme complexe de l'isolateur par des modèles à géométrie simple. Par ailleurs, le profil réel de l'isolateur nécessite l'exécution de calculs numériques plus ou moins laborieux [10].

C'est dans ce contexte que de nombreux auteurs [3, 5, 7-9] ont remplacé l'isolateur par une simple plaque parallélépipédique isolante et la ligne de fuite de l'isolateur par la distance inter électrodes. De plus, certains modèles [6-9] tiennent compte de la discontinuité de la couche de pollution, car celle-ci constitue un facteur incontournable dans le comportement de l'isolateur.

Une des méthodes utilisée pour le contrôle du degré de pollution d'un isolateur est la mesure du courant de fuite : celui-ci dépend de l'impédance globale apparente de l'isolateur, considérée dans certaines conditions comme étant le résultat de zones propres en série avec des zones polluées [8].

Si, pour les zones polluées, l'impédance présentée, liée à la conductivité et à l'épaisseur de la couche polluante, peut se faire aisément [7], il en est autrement pour les zones sèches ou propres. Certains auteurs proposent, malgré tout, des modèles simples de condensateurs plans ou cylindriques [10, 11], donnant lieu à une vision volumique limitée dans l'espace des courants considérés.

A partir du moment où cette représentation a ses limites, des formules empiriques ou semi-empiriques sont établies [9, 11, 13-14], eu égard à la difficulté d'évaluer de manière correcte l'impédance apparente présentée par les zones propres. Celles-ci jouent 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 [13].

Nous nous proposons, dans ce travail, de contribuer à compléter les nombreux travaux cités précédemment, et à établir au moyen d'essais expérimentaux, comparés à des calculs par simulation, la relation complexe entre la capacité ou l'impédance présentée par un modèle plan-plan, puis par un modèle d'isolateur, et de nombreux paramètres électro-géométriques.

Un modèle à géométrie élémentaire (plan) a été adopté. Ce choix délibérément simple a pour objectif de caractériser au mieux l'interface air-matériau diélectrique, c'est-à-dire la zone propre de l'isolateur.

Pour réaliser notre objectif, de nombreux paramètres électro-géométriques ont été variés, expérimentalement puis par simulation. Notre mémoire est ainsi structuré en trois chapitres.

Nous présentons, des résultats d'essais sous la fréquence industrielle de 50 Hz, des tensions de contournement et des courants de fuite sur deux modèles adoptés au laboratoire : un modèle plan-plan (chapitre I), et un modèle pollué illustrant l'isolateur 1512L utilisé au Sahara Algérien (chapitre II).

Ceux-ci nous ont permis d'observer que le courant apparent mesuré (et confirmé par simulation) dépend des caractéristiques volumiques des deux milieux en présence (air-diélectrique) et l'impédance apparente présentée est donc, en réalité, influencée par la concentration volumique des lignes de champ.

L'influence du sol, situé à 1.6 m du dispositif a aussi été pris en considération dans le calcul du champ. Nous montrons ainsi que le sol influe sur la zone d'amorçage de l'arc et sur la valeur du courant de fuite mesurée.

Nous montrons également, après avoir établi les relations empiriques appropriées, que le modèle plan-plan élémentaire peut être efficacement exploité pour prédéterminer le comportement du modèle pollué, des deux points de vue, contournement et courant apparent.

Une dernière partie (chapitre III) est consacrée à un travail de simulation, avec une plus grande gamme de variation des paramètres géométriques, en particulier l'épaisseur de l'isolant et la distance inter électrodes: nous y développons la notion de 'largeur équivalente', qui exprime l'étendue des lignes de champ, pour une configuration donnée.

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

Chapitre I :

Modèle plan-plan

I.1. Introduction

Le travail que nous présentons dans ce chapitre fait suite à un travail déjà entamé au niveau de notre laboratoire [15]. Certains essais ont été reconduits, avec d'autres paramètres électro géométriques que ceux adoptés antérieurement. Pour cela, un modèle plan-plan a été utilisé. Ce modèle contient deux électrodes rectangulaires posées sur une plaque plane en verre ou en plexiglas, dont nous varions l'épaisseur de la plaque, la distance inter électrodes et la nature du matériau.

Nous proposons, en outre, une analyse physique effectuée grâce au logiciel de calcul de champ FEMM (Finite Element Magnetism Method) basé sur les équations de Maxwell, afin de comprendre la tendance des différentes caractéristiques relevées. Ces caractéristiques concernent essentiellement la tension de contournement et le courant de fuite, pour différentes configurations électro géométriques.

D'autre part, les caractéristiques du courant apparent ont permis d'établir la variation de la capacité et l'impédance apparente du système. Une comparaison entre les valeurs simulées et celles mesurées est effectuée.

Notons que dans le travail de simulation effectué antérieurement [15], l'influence du sol, situé à 1.6 m du dispositif n'a pas été prise en compte : nous nous proposons donc d'établir précisément le degré d'influence du sol sur les lectures effectuées au niveau de l'oscilloscope.

De plus, une attention particulière a été accordée aux charges induites à la surface du conducteur. Notons que la surface totale du conducteur (électrodes) est constituée de deux surfaces, la première en contact avec l'air et la seconde en contact avec le matériau diélectrique. L'analyse par simulation de la répartition de la charge nous renseigne justement sur les zones où le champ critique peut être atteint en premier lieu.

L'équipement de la station d'essai à fréquence industrielle (50 Hz), comprend un transformateur de haute tension (300 kV, 50 kVA), un transformateur de réglage (500 V, 50 kVA), un diviseur de tension capacitif (constitué d'une capacité C_1 de 400 pF en série avec une capacité C_2 variable selon le calibre de mesure), un pupitre de commande, des appareils annexes de mesure et de protection et l'objet d'essai (figure I.1).

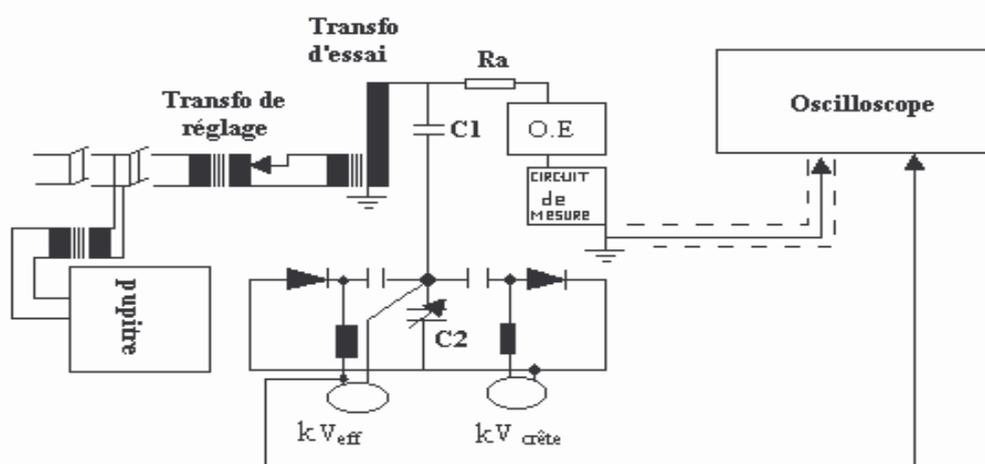


Fig. I.1 : Circuit d'essais

I.2. Dispositif expérimental

I.2.1. Transformateur d'essais

Il délivre la tension appliquée à l'objet d'essai. Il est du type monophasé, ces caractéristiques sont les suivantes :

Tension primaire $U_{1n}=0.5$ kV (50Hz).

- Tension secondaire nominale : $U_n=300$ kV.
- Puissance apparente nominale : $S_n=50$ kVA.
- Tension de court-circuit : $U_{cc}= 5.46$ %.
- Résistance d'amortissement : $R_a \cong 30$ Ω /kV

de tension d'essais, la résistance de l'enroulement

B.T : $r_1= 0.0365\Omega$, celle de l'enroulement H.T : 4893Ω .

$$I_{cc} \cong 3 \text{ A}$$

$$S_{cc} \cong 916 \text{ kVA}$$

I.2.2. Transformateur de réglage

Il permet le réglage de la tension à la sortie du transformateur d'essai de zéro à la pleine tension indépendamment de la charge et d'une façon continue. Le réglage peut se faire, soit manuellement (à l'aide d'un volant), soit à l'aide d'un moteur dont le fonctionnement est commandé à partir du pupitre. Ses caractéristiques sont :

- Tension primaire nominale : $U_{1n}=220$ V (50 Hz).
- Tension secondaire réglable : (de 0 à 500 V).
- Puissance apparente nominale : $S_n= 50$ kVA.

I.2.3. Diviseur capacitif de tension

Il est alimenté par la tension secondaire du transformateur d'essai et délivre une tension réduite aux bornes des voltmètres installés sur le pupitre de commande. Le diviseur capacitif est formé d'une capacité HT ($C_1 = 400\text{pF}$), en série avec une capacité BT C_2 variable permettant de réduire de 1/1000 la tension d'essai ($U_{lue}=U(C_2)=U(C_1)/1000$). Ce branchement permet d'obtenir les calibres de mesures : 75 kV, 150 kV et 300 kV.

La tension recueillie aux bornes de la capacité variable est mesurée à l'aide d'un voltmètre électrostatique donnant la valeur efficace de tension et d'un galvanomètre échelonné en kV_{max} permettant la lecture de la valeur de crête de tension.

I.2.4. Pupitre de commande

Celui-ci est alimenté en 220 V indépendamment du régulateur de tension et du transformateur d'essai à travers un transformateur d'isolement. Nous y trouvons les appareils de mesure permettant la lecture du courant au secondaire du transformateur de réglage ainsi que des tensions de crêtes et efficaces au secondaire du transformateur d'essai.

I.2.5. Appareils annexes de mesure et de protection

L'alimentation du laboratoire se fait à partir d'un tableau général situé dans le laboratoire, mais à l'extérieur de la plate-forme d'essai (la cage de Faraday). Le transformateur de haute tension et son régulateur sont protégés indépendamment par un fusible et un relais thermique de 250A. Ces protections sont liées avec le circuit de la bobine du contacteur principal, ce qui donne une protection suffisante contre les surcharges du transformateur et les courants de court-circuit.

I.2.6. Objet d'essais

Les essais ont été réalisés sur des plaques carrées en verre (500 mm de côté et 4 et 6 mm d'épaisseur) et en plexiglas (400 mm de côté et 3 et 8 mm d'épaisseur) (Figure I.2).

Nous avons placé, à plusieurs distances inter électrodes d , des électrodes en papier aluminium (d'épaisseurs négligeables), rectangulaires et identiques. Ces électrodes ont été arrondies de manière à adopter le profil classique de Rogowsky. La première est mise à la borne haute tension et la seconde est mise à la terre.

Pour une longueur de 30 cm, et une largeur de 3 cm des électrodes que nous retenons fixes durant tous les essais. Plusieurs distances inter électrodes [1, 2, 3, 4, 6, 12, 18, 24, 30 cm] et épaisseurs [4, 6 mm] pour le verre et [3, 8 mm], pour le plexiglas ont été variés.

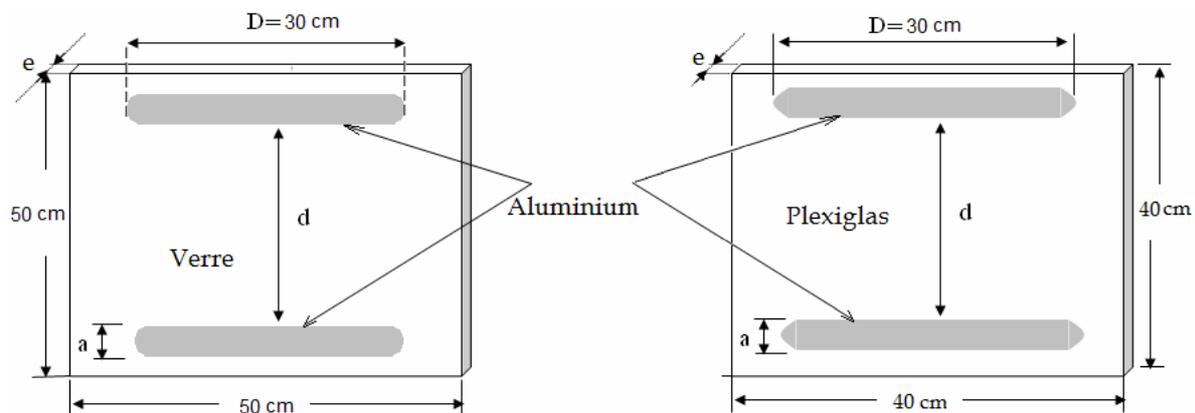


Fig. I.2 : Modèles expérimentaux

- d : distance inter électrodes,
- D : longueur des électrodes,
- e : épaisseur de la plaque,
- a : largeur des électrodes.

Chaque modèle est disposé horizontalement sur deux colonnes isolantes, elles-mêmes posées sur un support en bois (table). Le modèle se trouve ainsi placé aux environs de 1.6 m du sol et à une distance suffisamment grande du transformateur d'essais (deux mètres environ). Ces dispositions sont prises afin d'éviter d'éventuelles décharges au sol (une distance suffisamment longue par rapport au plus court trajet du contournement), et l'influence du transformateur sur l'objet d'essai.

Avant chaque essai, la plaque isolante est bien nettoyée, puis imbibée de gasoïl dans les endroits d'emplacement des électrodes en aluminium, de manière à ce qu'aucun espace d'air ne reste entre la plaque et les électrodes, afin d'éviter le renforcement du champ local qui peut provoquer un pré contournement. La plaque est ensuite essuyée avec de coton imbibé d'alcool isopropylique, pour éliminer toute trace de gasoïl sur la plaque isolante.

Dans le but d'opérer avec un minimum d'erreurs dans les mesures, nous avons procédé à plusieurs essais (deux à trois essais) par configuration.

I.3. Circuits de mesure

I.3.1. Mesure de la tension de contournement

La mesure de la tension de contournement a été effectuée pour chaque configuration à l'aide du voltmètre électrostatique. Cette mesure permet non seulement de déterminer l'impact de la configuration du modèle sur la tension de contournement, mais aussi de déterminer les paliers des tensions (<50% de la tension de contournement) à appliquer pour l'enregistrement du courant de fuite.

I.3.2. Mesure du courant de fuite

Les mesures du courant de fuite sont effectuées à l'aide d'un dispositif constitué d'une capacité C_m de $0.1 \mu F$ et d'un amplificateur opérationnel de type UA741 inséré dans le retour de terre, comme le montre la figure (I.3). 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 100 MHz).

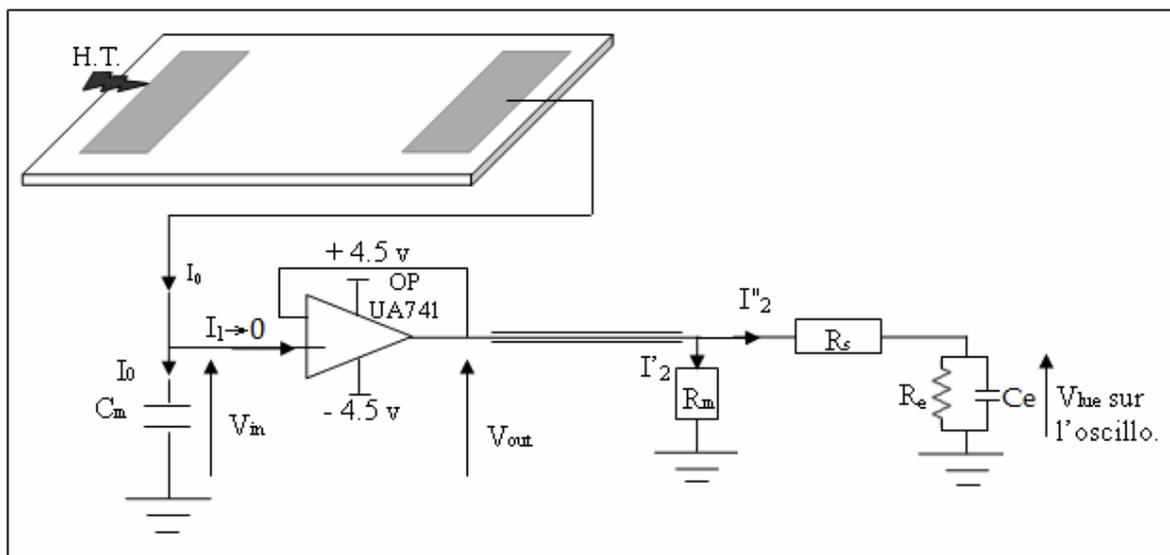


Fig. I.3 : Circuit de mesure du courant apparent

Avec :

$R_e=1 \text{ M}\Omega$: Résistance d'entrée de l'oscilloscope (la consommation de C_e de quelques pico farads est considérées négligeable).

$R_m=6.6 \text{ M}\Omega$: Résistance d'adaptation du câble de mesure.

Afin de protéger l'oscilloscope d'une éventuelle surtension, nous avons inséré une résistance de protection $R_s=4.5 \text{ M}\Omega$.

L'amplificateur opérationnel ayant une impédance d'entrée très grande, ne permet pas la circulation du courant à travers le câble coaxial, et donc la totalité du courant de fuite traversera la capacité C_m dont nous visualiserons la tension à ses bornes.

Notons que la visualisation simultanée de la tension V_{lue} et de la tension d'alimentation reliée à l'oscilloscope, nous permet de relever l'angle de perte δ . Celui-ci nous renseigne sur le caractère plus ou moins actif de l'impédance présentée par notre modèle.

Le gain de l'amplificateur étant égal à 1 ($V_{in} = V_{out}$), si V_{lue} désigne la tension lue sur l'oscilloscope, nous avons :

$$I_2'' = \frac{V_{int}}{R_s + R_e} = \frac{V_{lue}}{R_e} \Rightarrow V_{in} = \frac{R_s + R_e}{R_e} V_{lue} \quad (I.1)$$

Donc

$$V_{in} = \frac{R_s + R_e}{R_e} V_{lue} = 5.5 V_{lue} \quad (I.2)$$

En exprimant le courant de fuite instantané en fonction de C_m est telle que :

$$i_0(t) = \frac{dQ_m}{dt} = \frac{C_m dV_{in}}{dt} \quad (I.3)$$

Q_m Etant la charge reçue par la capacité C_m

En supposant une réponse sinusoïdale, nous aurons, en valeurs efficaces :

$$I_0 = V_{in} C_m \omega = 5.5 V_{lue} C_m \omega \quad (I.4)$$

I.4. 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.

Nous effectuons l'hypothèse que la longueur D des électrodes est suffisamment élevée ($D \gg d$) pour négliger les effets de bords.

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 I.4).

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 renseigne 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.

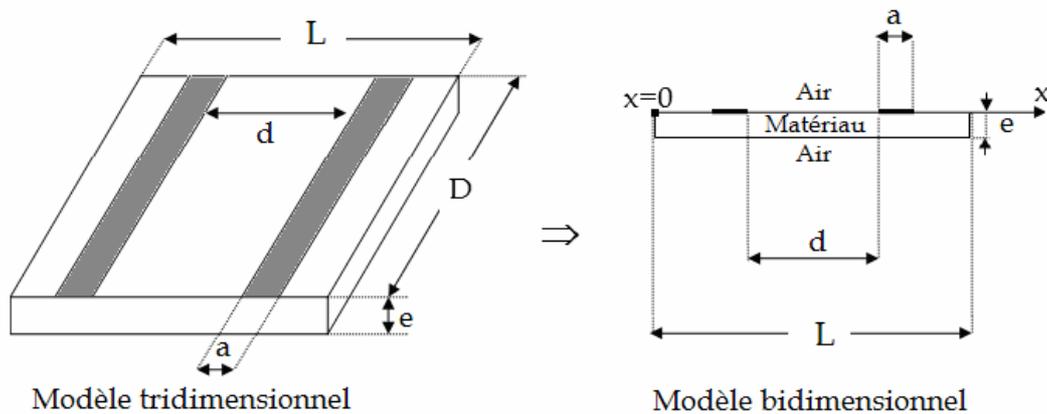


Fig. I.4 : Représentation du Modèle de simulation

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 que nous désignerons par S_e 'surface externe' (interface 1), en contact avec l'air et la deuxième que nous désignerons par S_i 'surface interne' (interface 2), et qui est 'liée' au matériau (Figure I.5).

La charge totale permettant de déterminer la capacité est donc répartie sur la surface totale du conducteur, à savoir sur les deux surfaces S_e et S_i .

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 I.4).

Nous définissons ainsi deux chemins possibles pour l'intégration :

- ❖ **Interface 1 :** Elle comprend la surface du conducteur exposée à l'air.
- ❖ **Interface 2 :** Elle comprend la surface du conducteur collée sur la plaque.

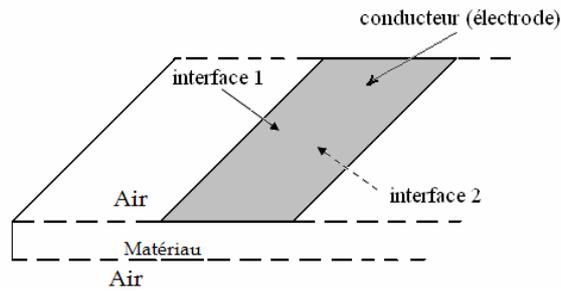


Fig. I.5 : Interface 1 et 2

Par ailleurs, chaque électrode, de largeur a , possède deux extrémités : intérieure et extérieure; l'extrémité intérieure est celle qui fait face à la seconde électrode (Figure I.6).

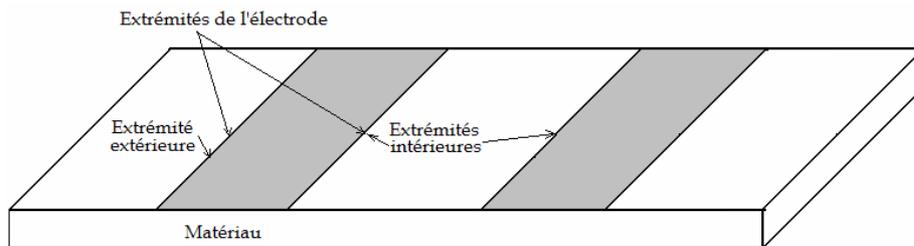


Fig. I.6 : Illustration des extrémités des électrodes

Il est important de noter que les répartitions représentées, sont établies pour une tension de 1V. 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 nous a paru plus simple d'appliquer une tension de 1V, car la charge calculée est alors égale à la capacité : nous en déduisons par la suite l'impédance puis le courant apparents.

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 les différentes configurations, pour un même niveau de tension.

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.

I.5. Tension de contournement

I.5.1. Interprétations et discussion

I.5.1.1. Observations et simulations

Des observations expérimentales montrent que la décharge se fait dans l'air. Celle-ci s'amorce à partir d'une des extrémités intérieures des électrodes en aluminium. La décharge a alors tendance à aller vers l'autre électrode tout au long de la surface isolante, jusqu'à la mise en court-circuit de la haute tension avec la masse.

Etant donné que l'arc ne s'amorce que dans les conditions où le champ maximal en un point donné devient critique, il nous a paru intéressant d'illustrer par simulation la répartition du champ pour une des configurations adoptée expérimentalement avec et sans influence du sol et ce pour le verre.

Des travaux antérieurs [15] ont été effectués au sein de notre laboratoire, qui ont permis d'établir les permittivités relatives du verre $\epsilon_{\text{verre}}=5.6$ et du plexiglas $\epsilon_{\text{plexiglas}}=1.8$

A cet effet, nous avons choisi, pour la simulation, la configuration suivante :

$$\epsilon_{\text{verre}}=5.6, a=3 \text{ mm}, d=12 \text{ cm}, D=30 \text{ cm}, L=50 \text{ cm}, V=1 \text{ volt.}$$

En négligeant, en premier lieu, l'influence du sol, c'est à dire nous considérons que le système est isolé (Figure I.7.a), nous avons tracé le champ (Figure I.8) en fonction de x , suivant l'interface 1.

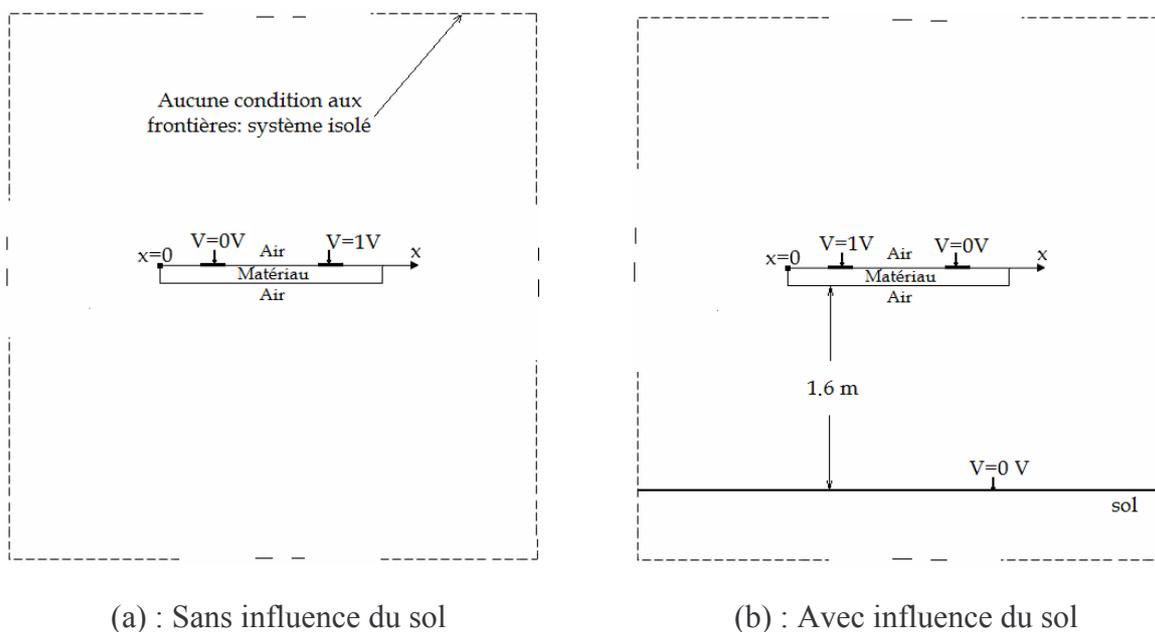


Fig. I.7 : Conditions aux limites et choix des paramètres de calcul

Le contour est choisi de telle sorte que son prolongement n'a aucune influence sur le système, il est distant de l'objet d'essais d'environ 2m de tous les cotés.

Nous observons que le champ est intense au voisinage des extrémités des électrodes

(Figure I.8), et ce, en raison d'une forte concentration de la charge dans cette région. Cette intensité est renforcée sur les extrémités intérieures qui se font face. Il s'agit d'un effet de 'pointe', résultant de l'épaisseur considérée comme nulle des électrodes. Cet effet de pointe, associé à l'effet de proximité des électrodes, conduit à un champ maximal autour des extrémités intérieures.

Nous en concluons que la décharge s'amorce nécessairement à partir des zones à champ maximal, c'est-à-dire à partir des extrémités intérieures qui se font face : ceci a, naturellement, toujours été vérifié expérimentalement.

Nous observons également que le champ est symétrique par rapport au plan central de la plaque, nous devrions donc avoir, à priori la même probabilité d'amorçage de la décharge que ce soit au niveau de l'électrode de terre ou l'électrode de haute tension.

Etant donné que le modèle expérimental est placé à une distance de 1.6 m du sol, nous sommes demandé si, malgré les précautions d'éloignement prises, le sol n'avait pas une influence sur la distribution du champ.

Nous avons donc simulé, en plus des paramètres définis précédemment, la présence du sol comme étant un conducteur de potentiel nul et de même longueur que les électrodes. Ainsi l'électrode active est mise au potentiel 1, l'électrode de terre ainsi que le sol au potentiel 0.

Nous présentons alors la distribution du champ électrique dans ces conditions, sur la figure (I.8). En prenant en considération l'influence du sol, nous constatons que le champ n'est pas symétrique. Il est plus intense autour de l'électrode de haute tension.

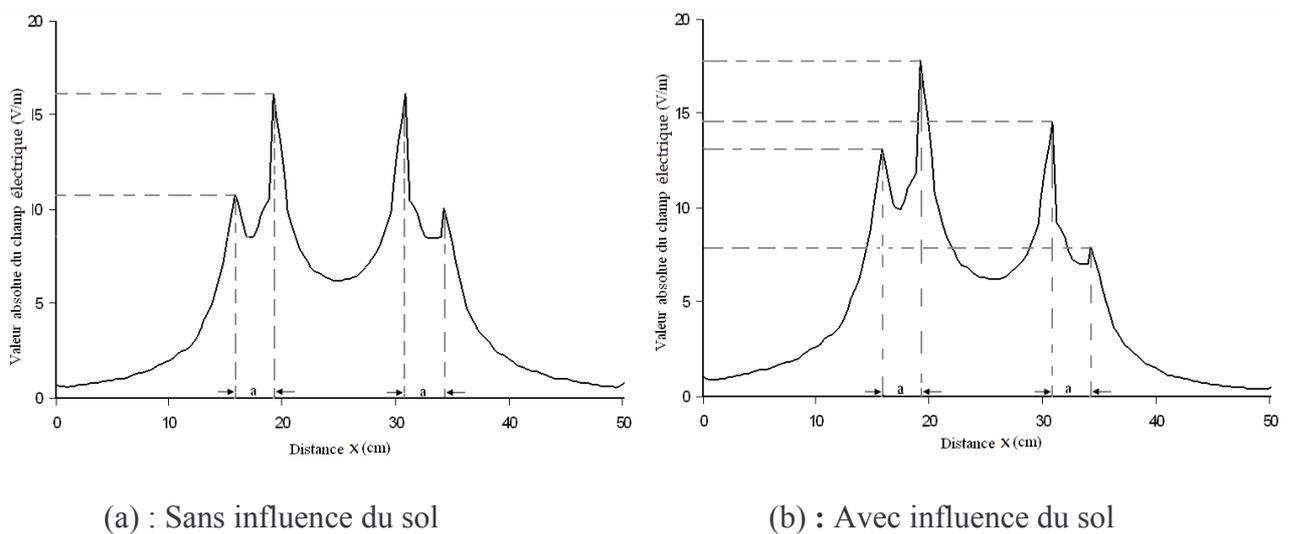
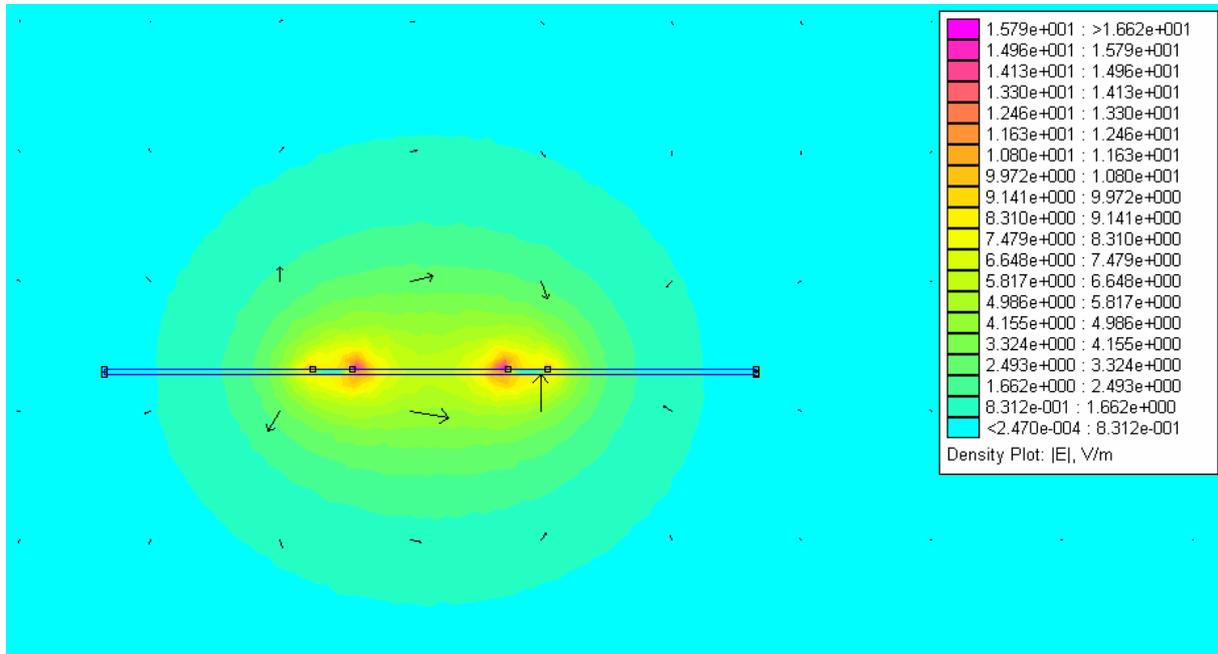


Fig. I.8 : Distribution du champ électrique avec et sans influence du sol

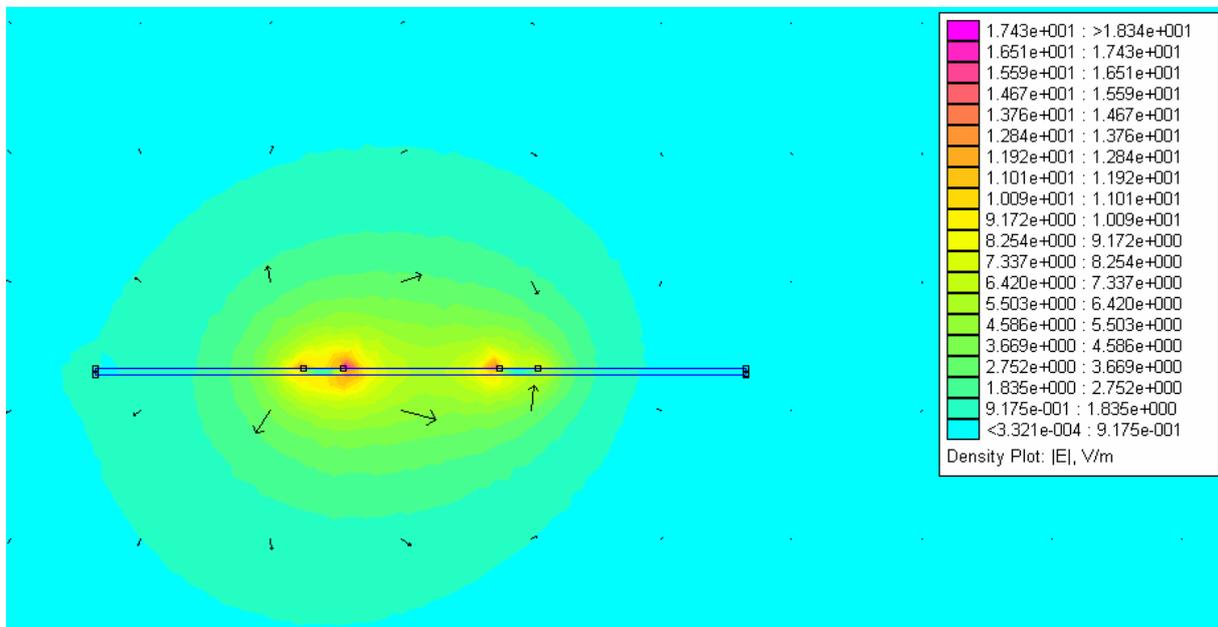
Nous constatons que la présence du sol renforce l'intensité du champ autour de l'électrode HT. Nous pouvons donc penser que l'arc pourrait être amorcé, de manière préférentielle, dans cette région de l'espace, ce qui vient confirmer les observations expérimentales.

Notons que les caractéristiques du champ présentées concernent l'interface air-verre, en prenant en compte la surface externe S_e des conducteurs.

Afin d'avoir une représentation plus étendue du champ électrique, nous avons visualisé avec le logiciel FEMM le champ électrique dans tous l'espace avec et sans influence du sol (Figure I.9).



(a) : Sans influence du sol



(b) : Avec influence du sol

Fig. I.9 : Répartition du champ électrique

Nous confirmons, en visualisant le champ dans l'espace que celui-ci est bien maximal autour des extrémités intérieures, et que la présence du sol renforce davantage le champ

autour de l'électrode intérieure HT, en particulier.

Afin d'avoir une idée plus précise de la distribution de la charge sur les conducteurs, nous représentons sur la figure (I.10) la composante normale le long de l'axe Ox, avec les deux chemins possibles (pris en considération dans le logiciel), à savoir l'interface 1 et l'interface 2.

Nous confirmons ainsi que c'est sur les extrémités intérieures des conducteurs que la densité de charge est la plus importante.

Nous observons que la concentration y est toujours plus importante sur la surface interne du conducteur (interface 2), eu égard à une permittivité plus élevée du matériau par rapport à l'air. Nous pouvons dire que le rapport de la quantité de charge entre les deux interfaces dépend aussi de l'épaisseur du matériau.

Aussi, si nous augmentons indéfiniment l'épaisseur du matériau, nous devrions retrouver un rapport de 6 (rapport des permittivités) entre les charges induites : cette situation sera largement abordée dans les chapitres qui suivent.

Notons également que puisque les charges induites sur l'interface 2 sont plus importantes que celles sur l'interface 1, l'existence d'un espace d'air (aussi mince soit-il) entre le conducteur et le matériau pourrait conduire, dans cette zone précise, à un champ encore plus intense. Des décharges précoces dans cet espace réduit, peuvent alors théoriquement s'initier et mener au contournement.

Ces caractéristiques ont été établies sans tenir compte de l'influence du sol. Ainsi, si nous devons tenir compte de ce paramètre, les charges seront, à l'instar du champ électrique, davantage concentrées sur l'électrode de haute tension et la distribution sera légèrement asymétrique.

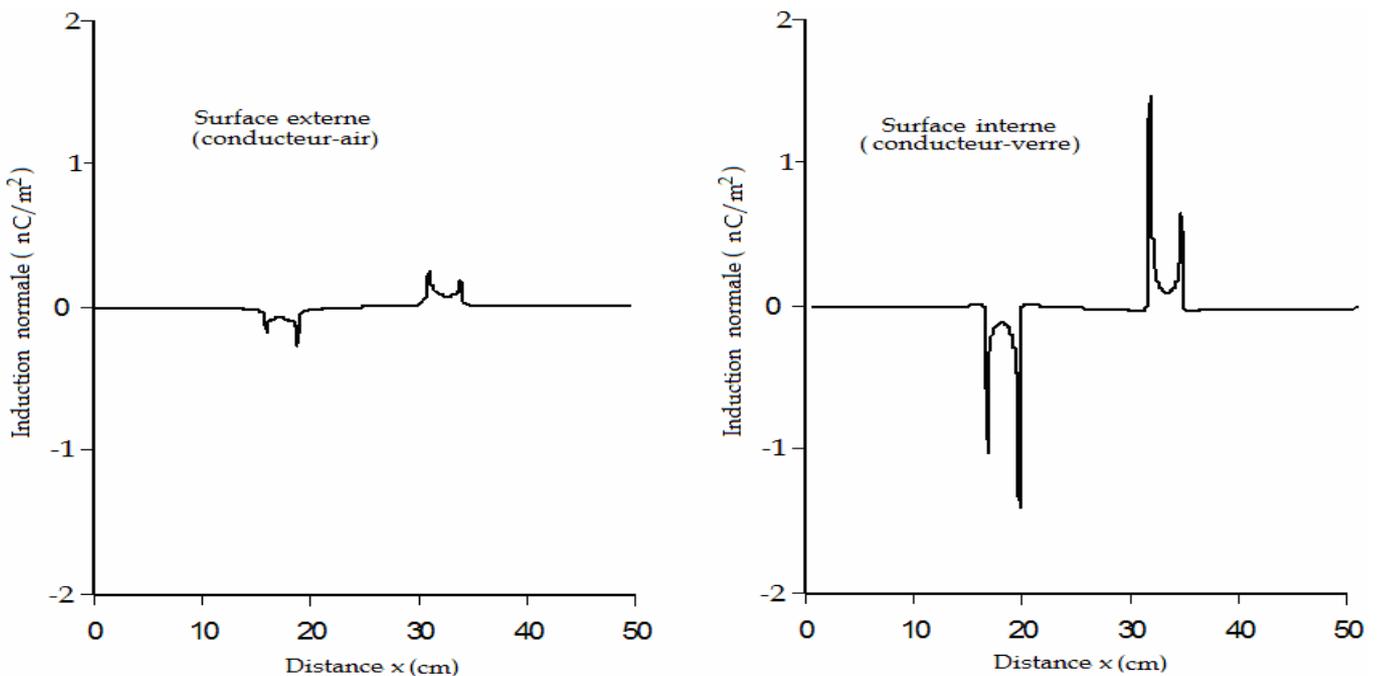


Fig. I.10 : Induction normale sur les deux interfaces

I.5.1.2. Résultats expérimentaux

La figure (I.11) illustre la tension de contournement en fonction de la distance inter électrodes respectivement dans le verre et dans le plexiglas pour différentes épaisseurs.

L'analyse des courbes montre que l'augmentation de la distance inter électrodes engendre l'accroissement de la tension de contournement, ce qui est prévisible.

Les caractéristiques obtenues pour les deux matériaux (Figure I.11) sont pratiquement confondues. Ce qui montre que la tension de contournement n'est influencée ni par l'épaisseur de la plaque, ni par la nature du matériau.

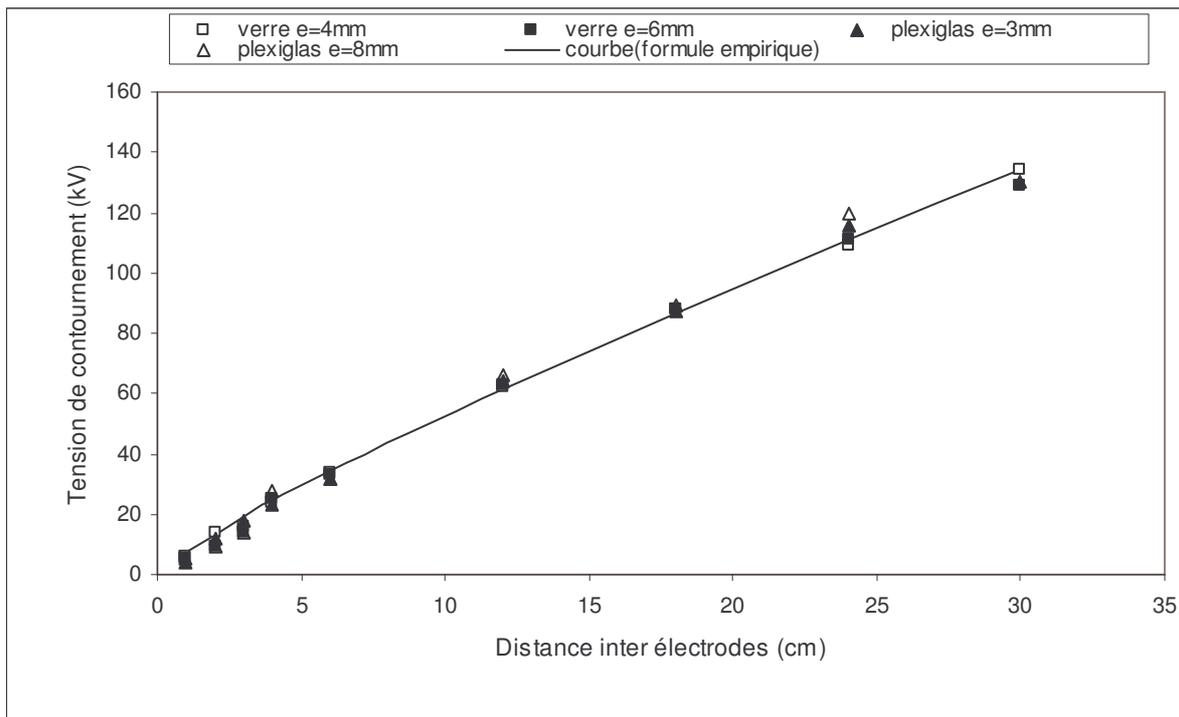


Fig. I.11 : Tension de contournement en fonction de la distance inter électrodes, pour différentes épaisseurs du verre et du plexiglas

Les caractéristiques relevées montrent aussi une variation quasi-linéaire de la tension de contournement en fonction de la distance inter électrodes, pour les différents modèles et configurations utilisées. Cependant, toutes les caractéristiques ont une forme légèrement incurvée vers l'axe des abscisses, ce qui nous conduit à considérer que la courbe de tendance peut être exprimée par la formule empirique non linéaire suivante :

$$U_c = Ad^n \quad (I.5)$$

d : distance inter électrodes (cm),

U : tension de contournement (kV_{eff}),

A et n : constantes. Dans notre cas : $A=7.44$ et $n=0.85$.

I.6 Courant de fuite apparent

Dans cette section, nous aborderons les phénomènes électriques qui ont lieu bien avant le contournement. L'air et le diélectrique sont donc considérés comme des isolants, avec une permittivité connue.

Lors des essais, nous avons observé que l'application d'une tension sinusoïdale entre les électrodes conduit à un courant périodique. Le signal du courant de fuite est sinusoïdal légèrement déformé (présence d'harmoniques). Pour la mesure, nous nous sommes intéressés à la valeur crête du courant, considérée comme étant celle du fondamental permettant de définir l'impédance apparente associées.

Pour déterminer les caractéristiques électriques de chaque configuration, nous avons mesuré et visualisé le courant de fuite pour différents paliers de tensions.

I.6.1 Résultats expérimentaux

I.6.1.1. Influence de la tension appliquée

Nous représentons sur les figures (I.12) à (I.15), la variation de la valeur efficace du courant de fuite en fonction de la tension appliquée, pour différentes distances inter électrodes [4, 6, 12, 18, 24 et 30 cm], et pour les deux épaisseurs 4 et 6 mm pour le verre et, 3 et 8 mm pour le plexiglas.

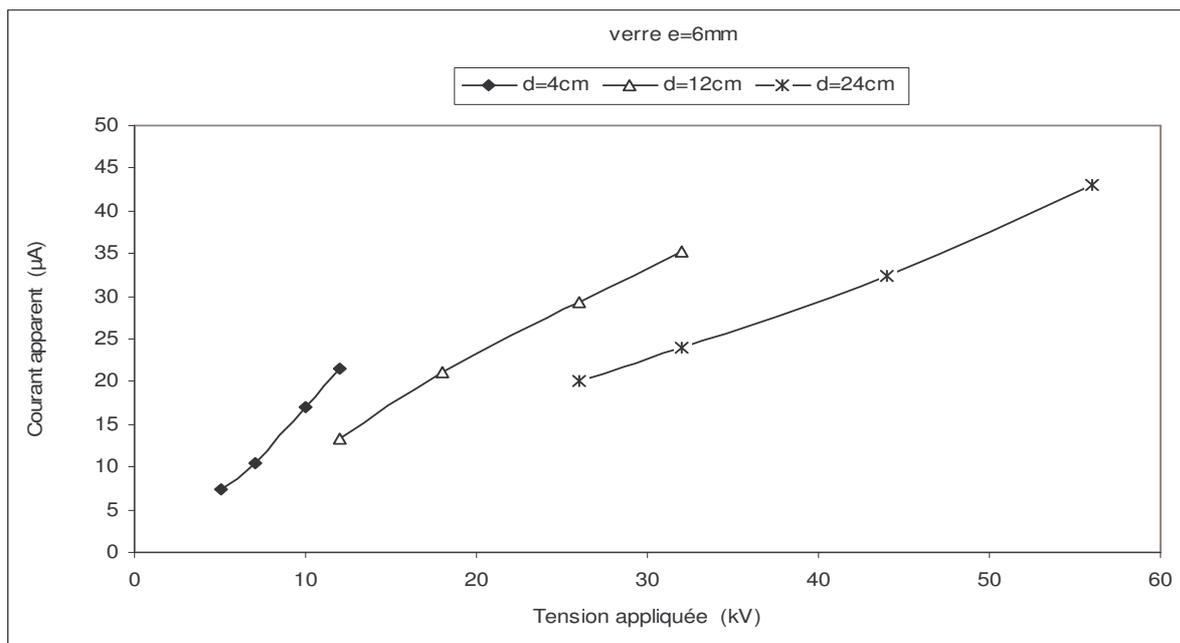
Les configurations choisies sont caractérisées par l'absence totale d'arcs partiels. Dans ces conditions, le courant de fuite reste faible ne dépasse pas quelques dizaines de micro ampères.

Pour la gamme des tensions appliquées et les distances inter électrodes, la valeur du courant de fuite augmente avec la tension appliquée pour les deux épaisseurs des matériaux utilisés. Cette croissance est, d'une manière générale, régulière et la pente est pratiquement constante, sauf pour la plus petite distance inter électrode ($d=4\text{cm}$), surtout dans le cas du verre où la pente augmente légèrement avec la tension.

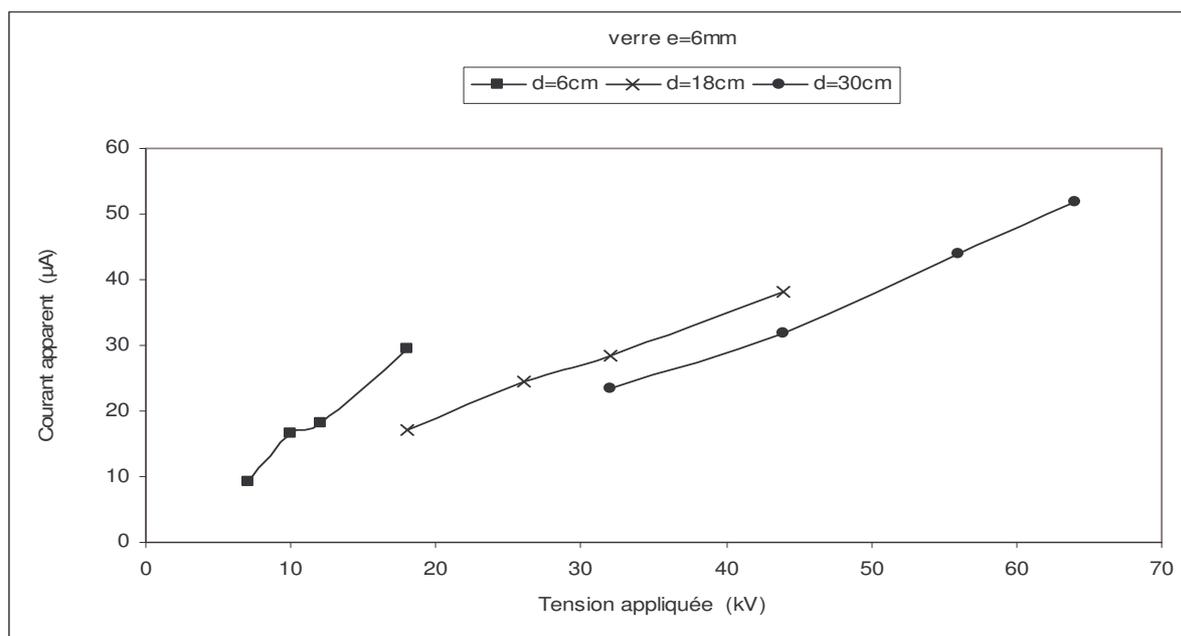
Nous pouvons en déduire que le rapprochement des électrodes conduit à un comportement non ohmique du système (effet couronne, par exemple).

A partir du moment où la pente varie très peu avec la tension appliquée, nous pouvons approximer l'ensemble des caractéristiques à des droites passant par l'origine.

C'est ainsi que nous avons pu établir l'impédance équivalente de chaque configuration, l'inverse de la pente représentant les caractéristiques du courant en fonction de la tension.

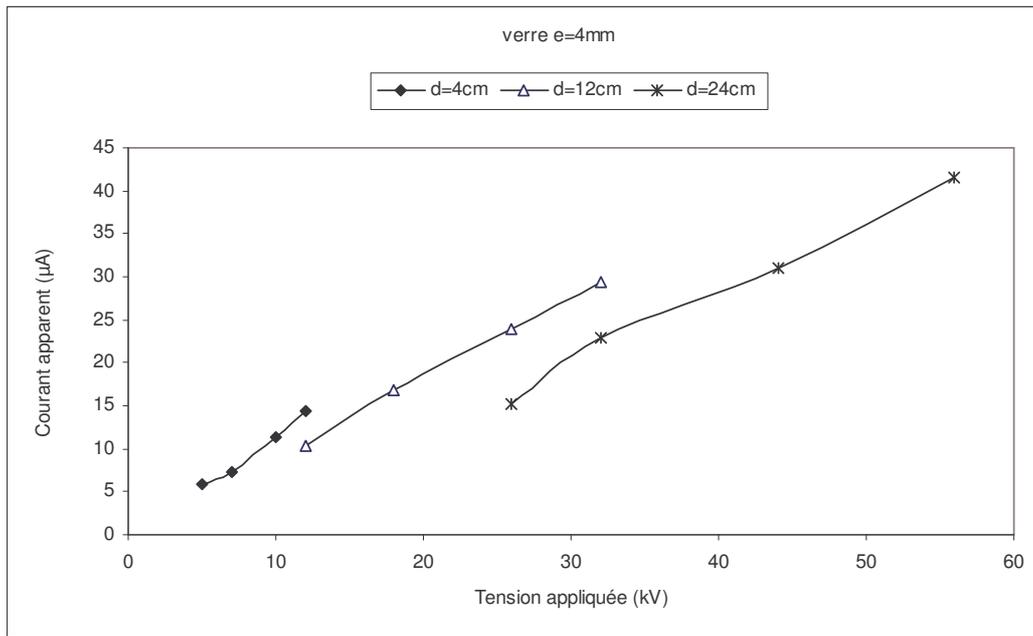


(a) : Pour les distances inter électrodes 4, 12 et 24 cm

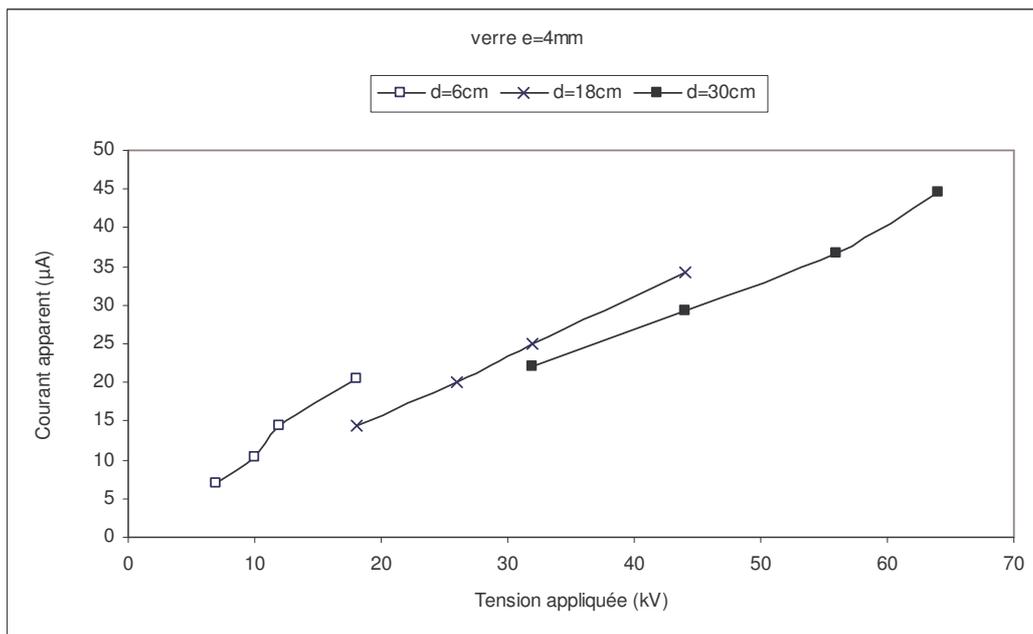


(b) : Pour les distances inter électrodes 6, 18 et 30 cm

Fig. I.12 : Courant de fuite en fonction de la tension appliquée dans le cas du verre d'épaisseur 6 mm

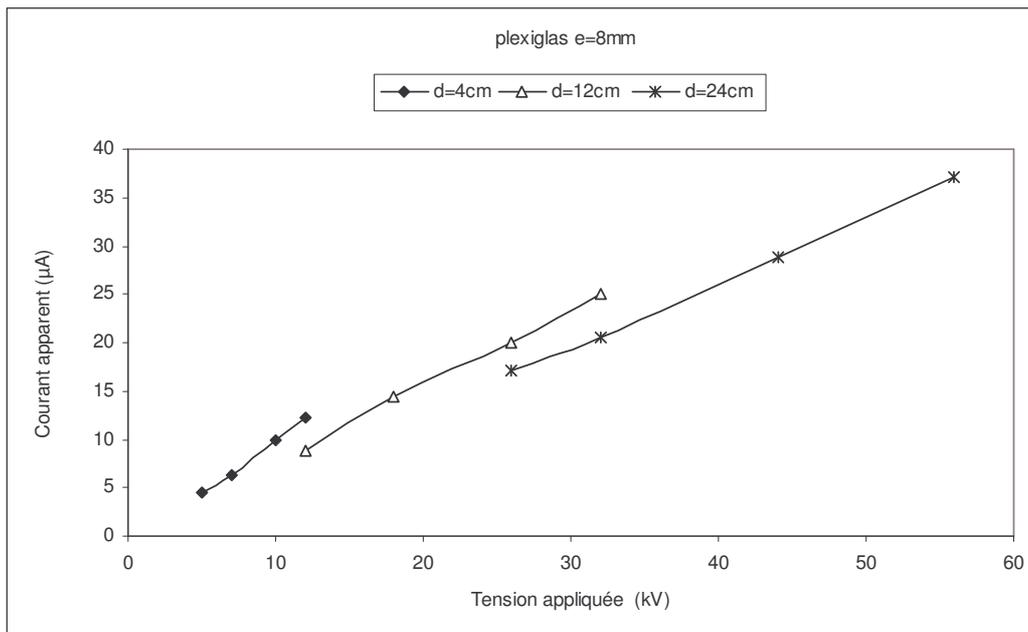


(a) : Pour les distances inter électrodes 4, 12 et 24 cm

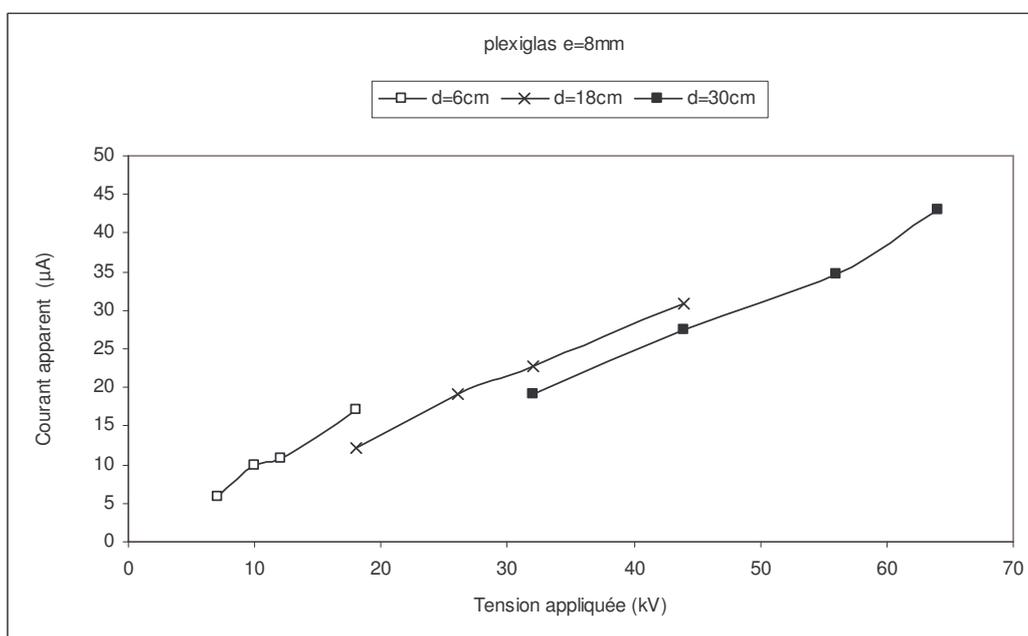


(b) : Pour les distances inter électrodes 6, 18 et 30 cm

Fig. I.13 : Courant de fuite en fonction de la tension appliquée dans le cas du verre d'épaisseur 4 mm

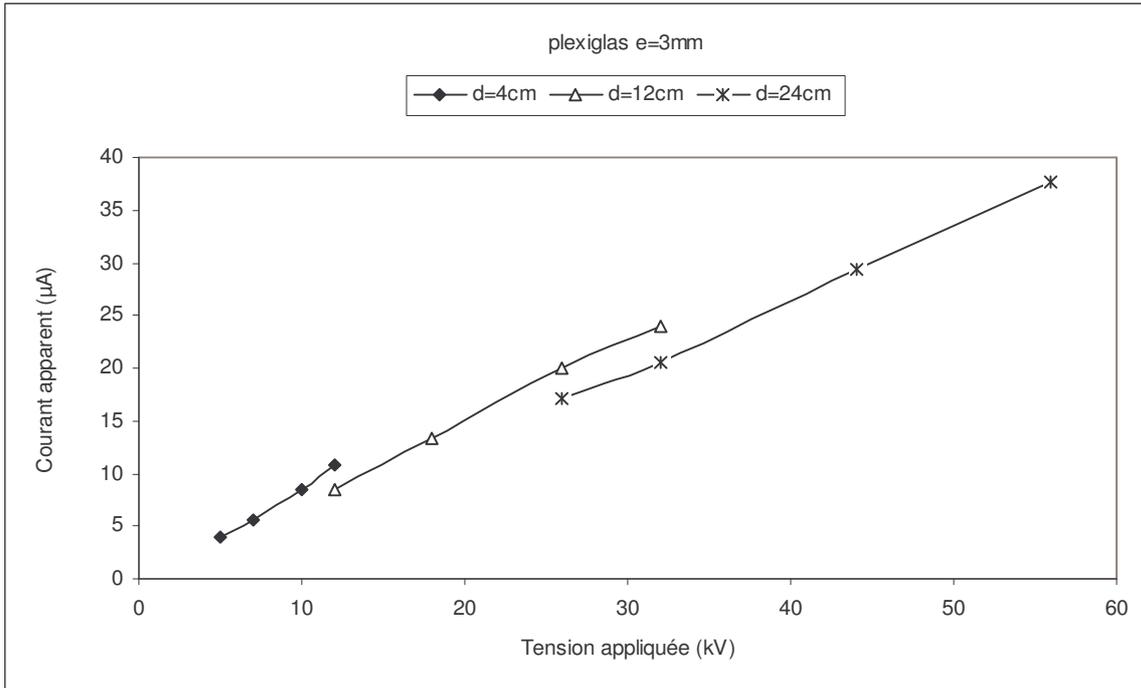


(a) : Pour les distances inter électrodes 4, 12 et 24 cm

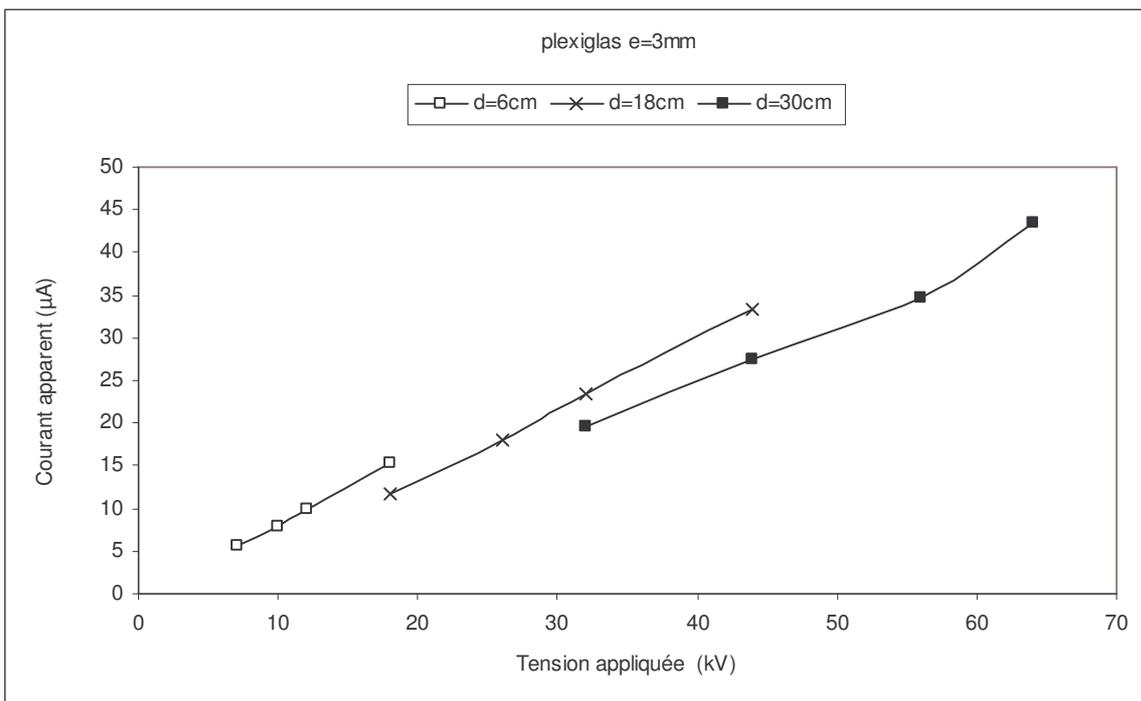


(b) : Pour les distances inter électrodes 6, 18 et 30 cm

Fig. I.14 : Courant de fuite en fonction de la tension appliquée dans le cas du plexiglas d'épaisseur 8 mm



(a) : Pour les distances inter électrodes 4, 12 et 24 cm



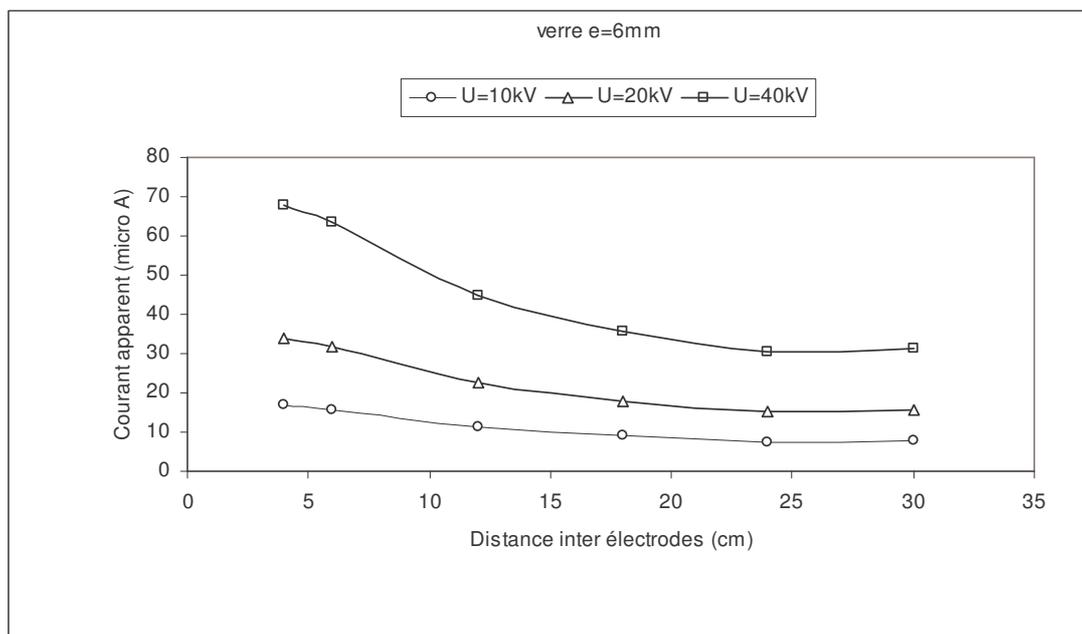
(b) : Pour les distances inter électrodes 6, 18 et 30 cm

Fig. I.15 : Courant de fuite en fonction de la tension appliquée dans le cas du plexiglas d'épaisseur 3 mm

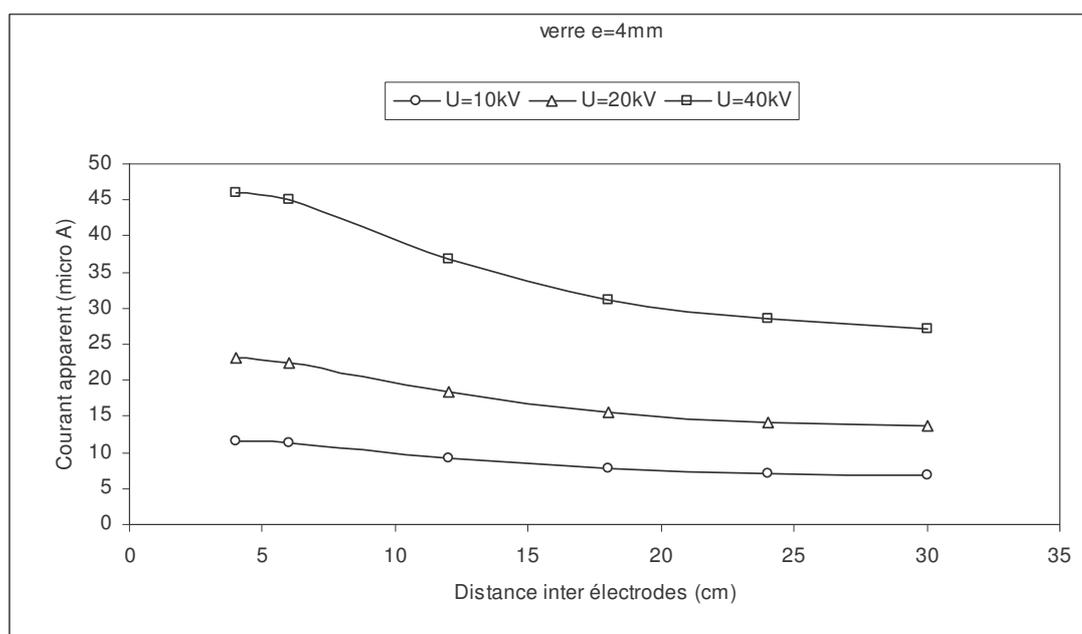
I.6.1.2. Influence de la distance inter électrodes

Les figures suivantes présentent le courant apparent en fonction de la distance inter électrodes, dans le cas du verre et du plexiglas, pour trois niveaux de tensions [10, 20, 40 kV]

Nous remarquons que le courant apparent, pour un niveau de tension donné, (Figures (I.16) et (I.17)) diminue en augmentant la distance inter électrodes, jusqu'à se stabiliser pour les plus grandes distances inter électrodes ($d > 15$ cm). Pour une tension plus élevée (40 kV), le courant généré est plus élevé en fonction de la distance inter électrodes.

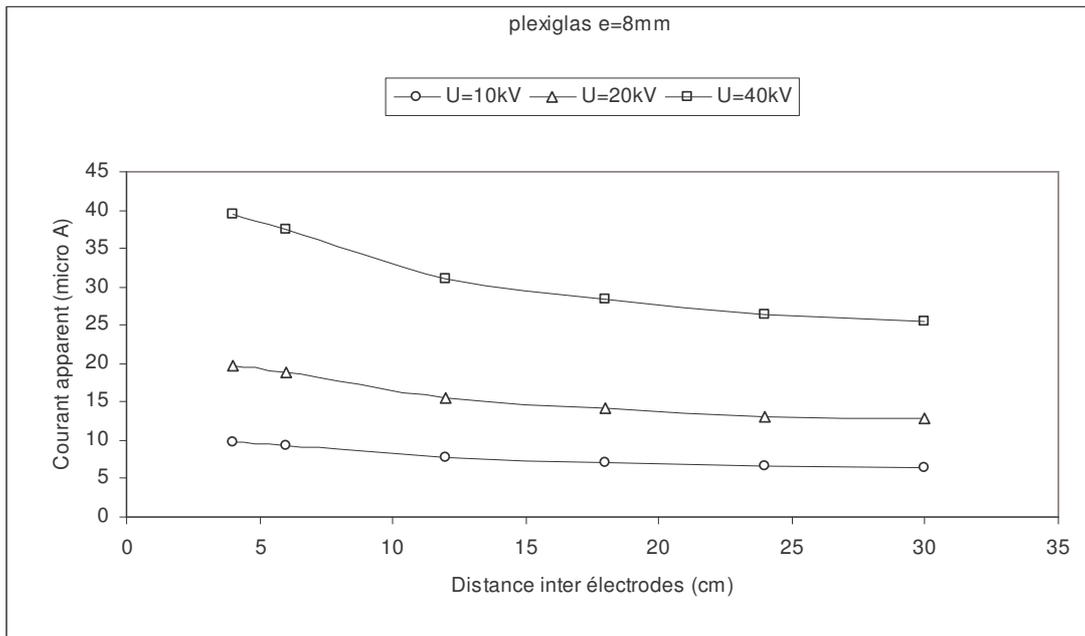


(a) : Pour une épaisseur de 6 cm

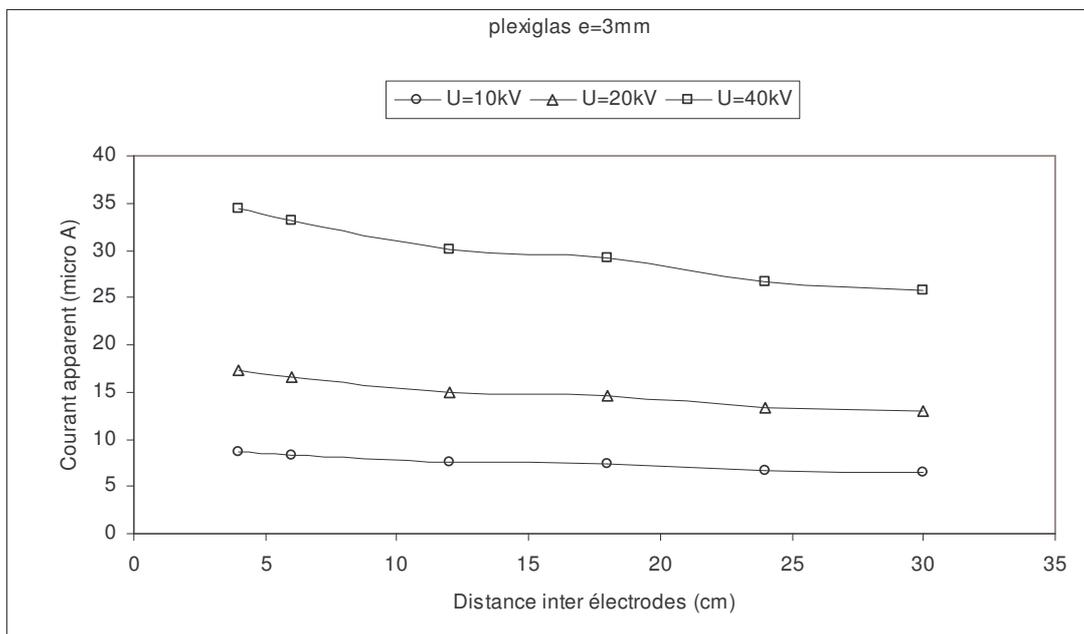


(b) : Pour une épaisseur de 4 cm

Fig. I.16 : Courant apparent en fonction de la distance inter électrodes, dans le cas du verre, pour trois tensions 10, 20 et 40 kV



(a) : Pour une épaisseur de 8 cm



(b) : Pour une épaisseur de 3 cm

Fig. I.17 : Courant apparent en fonction de la distance inter électrodes, dans le cas du plexiglas, pour trois tensions 10, 20, 40 kV

Notons que le courant est, d'une manière ou d'une autre, le résultat d'une distribution complexe des charges sur les électrodes. Or, la surface extérieure de l'électrode rectangulaire est au contact de l'air tandis que la surface intérieure est 'collée' sur le matériau : deux courants se superposent donc, l'un dans l'air et qui dépend des caractéristiques de l'air pour la tension appliquée et l'autre dans le matériau.

Vu que le courant est en avance sur la tension de plus de 80° , il est de nature capacitif. Ce courant a été illustré sur les figures (I.12) à (I.15) (paragraphe précédent). Il représente, en réalité, le courant de déplacement dû à la variation de la charge.

Si, nous augmentons la distance entre les deux électrodes, les charges induites sur la surface totale de chaque électrode, pour une tension donnée, diminue, et par la même la capacité apparente du système.

Cependant, étant donné la complexité de la répartition des charges induites, le courant apparent prend une allure particulière où la diminution du courant ne se fait pas dans les mêmes proportions que l'accroissement de la distance inter électrodes. En d'autres termes, si nous doublons, par exemple, la distance inter électrodes, le courant diminue mais de manière très peu notable.

Cela prouve que l'impédance apparente progresse de manière non linéaire en fonction de la distance inter électrodes : si nous doublons cette dernière, l'impédance présentée n'augmente pas dans le même rapport.

I.6.1.3. Influence de l'épaisseur du verre sur le courant apparent

Sur les figures (I.18) à (I.21) nous avons tracé le courant de fuite en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du verre et pour les différentes distances inter électrodes.

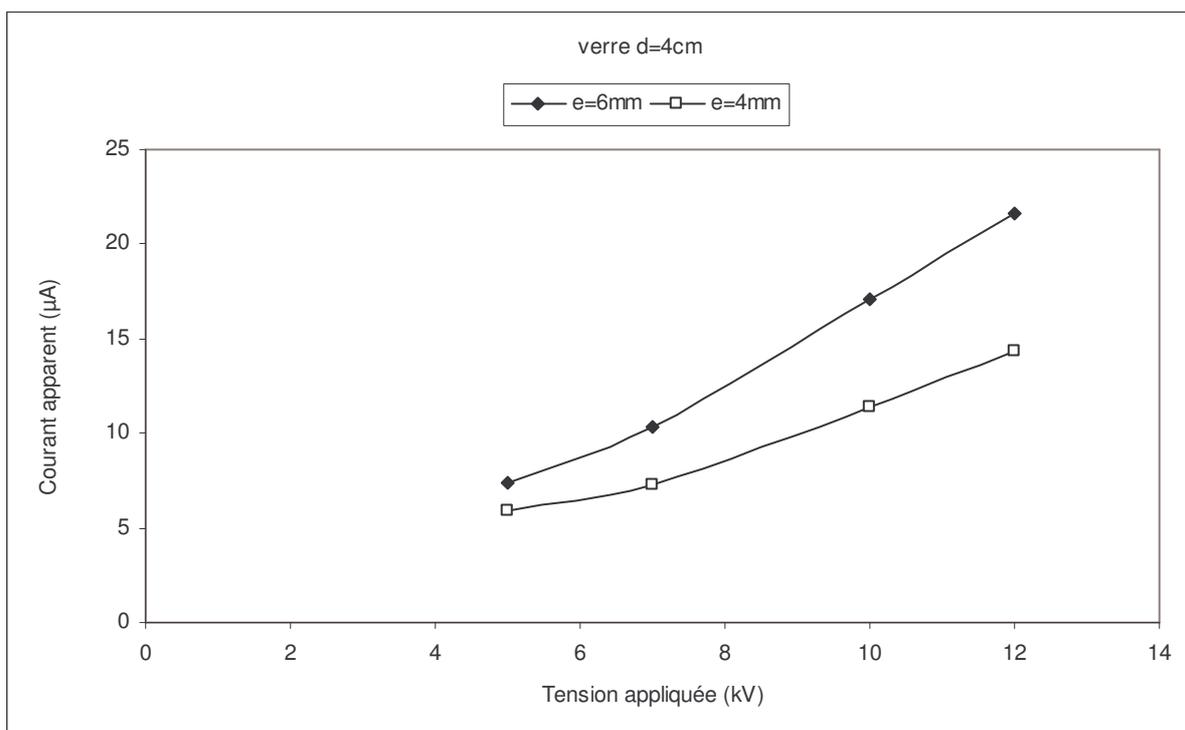


Fig. I.18 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée pour les deux épaisseurs du verre pour d=4 cm

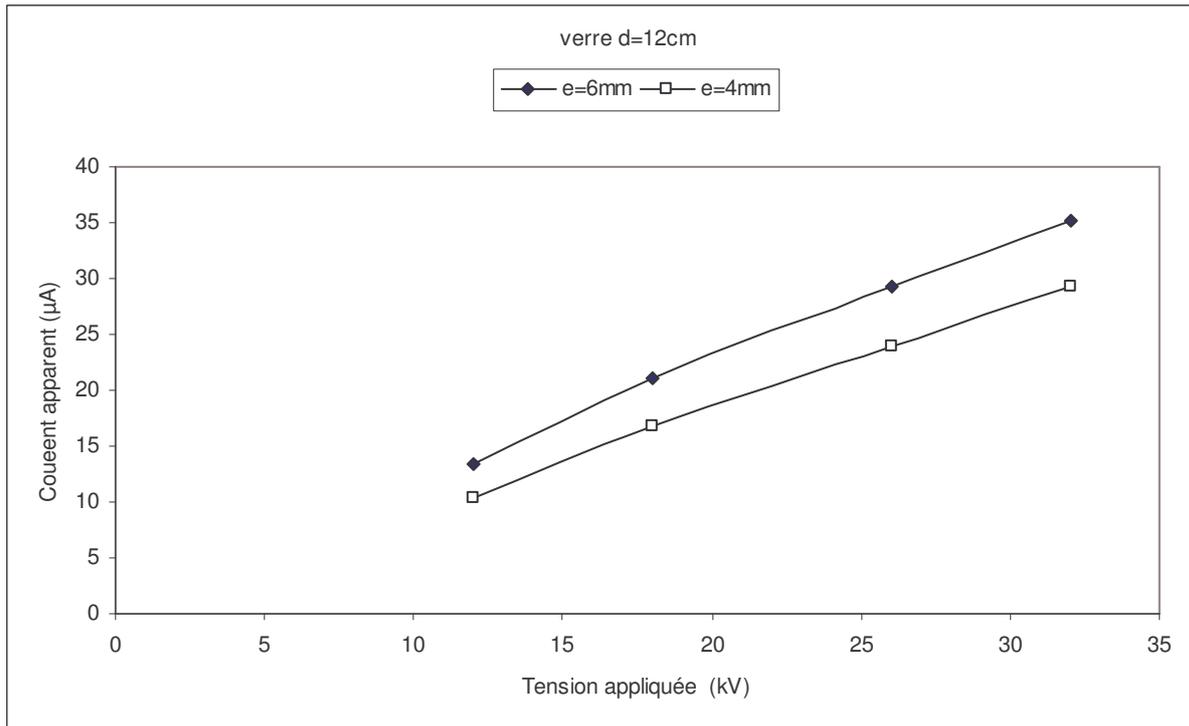


Fig. I.19 : Courant de fuite en fonction de la tension appliquée pour les deux épaisseurs de verre pour $d=12\text{ cm}$

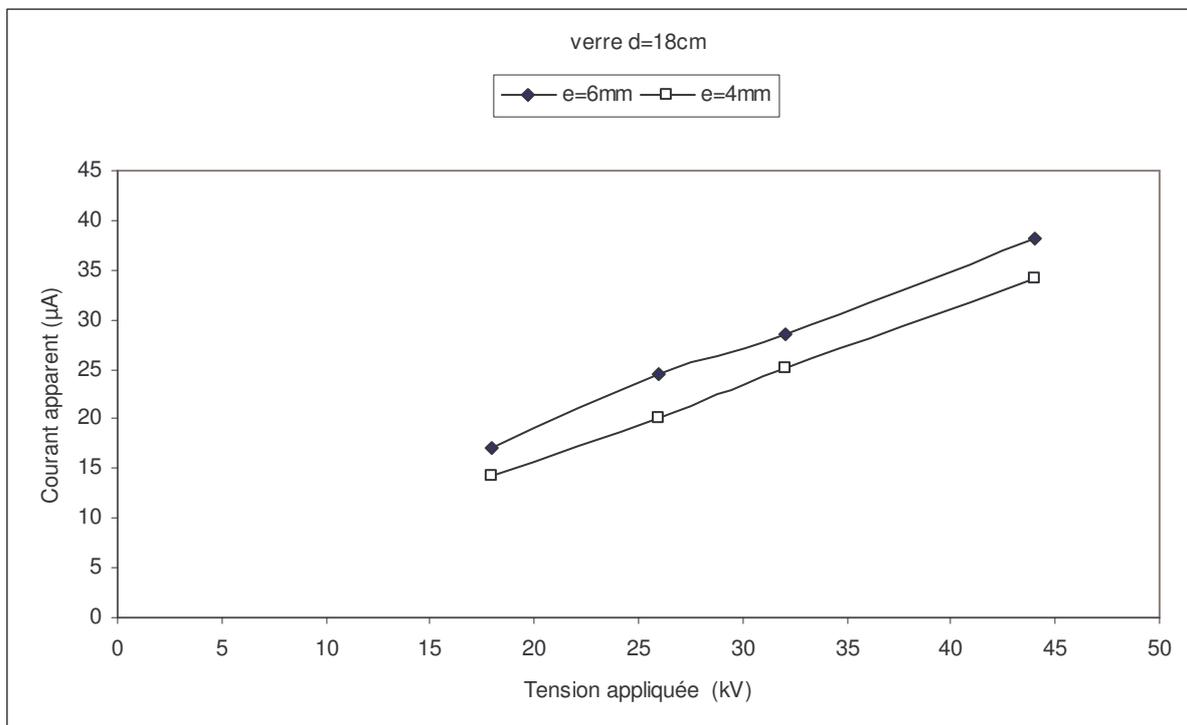


Fig. I.20 : Courant de fuite en fonction de la tension appliquée pour les deux épaisseurs du verre pour $d=18\text{ cm}$

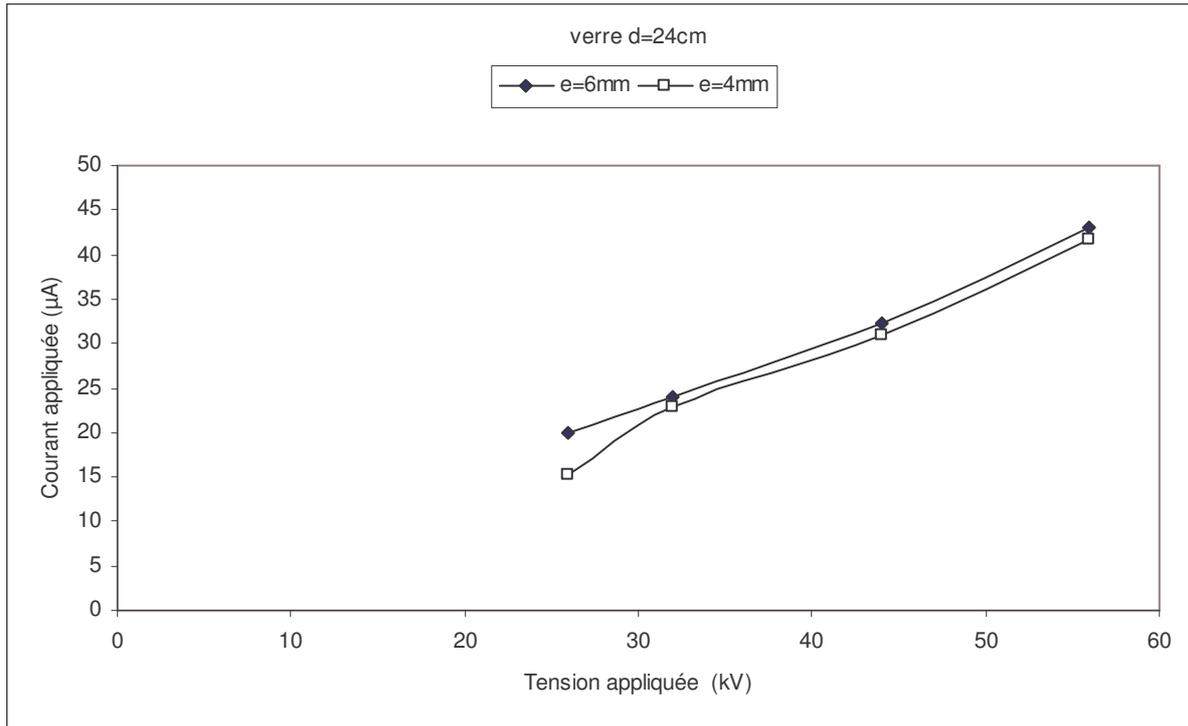


Fig. I.21 : Courant de fuite en fonction de la tension appliquée pour les deux épaisseurs du verre pour $d=24$ cm

Nous observons que pour les distances inter électrodes égales à 4, 12 et 18 cm, le courant apparent est plus important sur la plaque de verre la plus épaisse ($e=6$ mm).

En augmentant la distance inter électrodes, les courbes, pour les deux épaisseurs du verre se rejoignent, ce qui signifie que l'épaisseur du verre n'a pas d'influence sur le courant dans le cas des grandes distances inter électrodes.

Cela peut être interprété par le fait que les lignes du champ électrique qui partent d'une électrode pour rejoindre la seconde se referment en traversant deux milieux de permittivités différentes, le verre et l'air (Figure I.22).

Dans cette partie inférieure de la plaque, dans le cas des distances inter électrodes égales à 4, 12 et 18 cm, les lignes du champ électrique traversent le verre en grande partie (sachant que le verre a une grande permittivité par rapport à l'air). En augmentant la distance inter électrode, ces lignes traversent une grande partie de l'air pour rejoindre l'autre électrode.

Les charges ainsi induites ne dépendent pas que d'un seul milieu mais, elles sont imposées par tout le parcours des lignes du champ électrique.

Pour les grandes distances inter électrodes (supérieures à 24 cm), l'épaisseur du matériau a donc, vraisemblablement, moins d'influence que pour les petites distances.

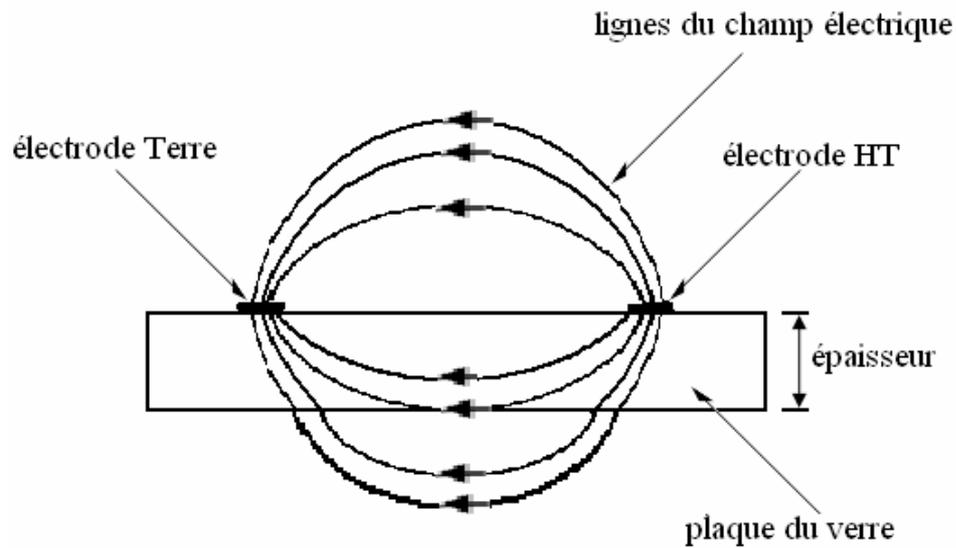


Fig. I.22 : lignes du champ électrique sur le modèle

I.6.1.4. Influence de l'épaisseur du plexiglas sur le courant apparent

Sur les figures (I.23) à (I.28), nous présentons la variation du courant apparent dans le plexiglas en fonction de la tension appliquée, pour les différentes distances inter électrodes.

Le but de ces courbes est de voir l'influence de l'épaisseur des plaques du plexiglas sur le courant apparent.

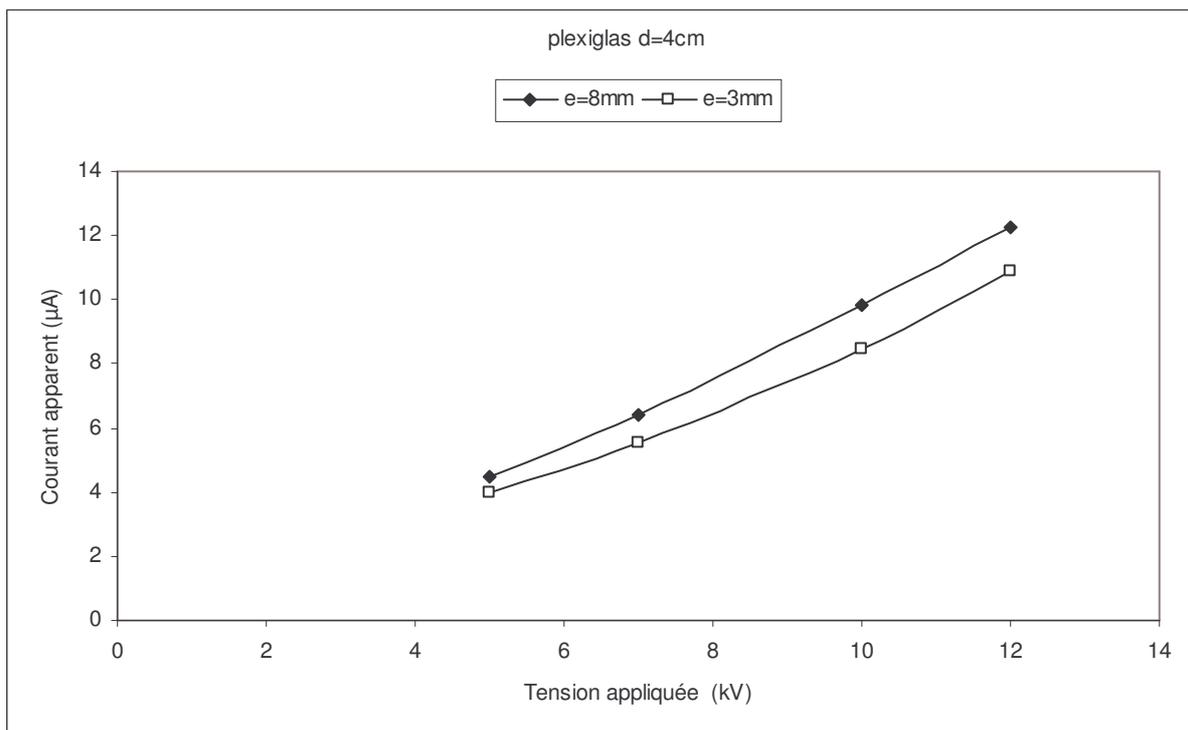


Fig. I.23 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du plexiglas et pour $d=4$ cm

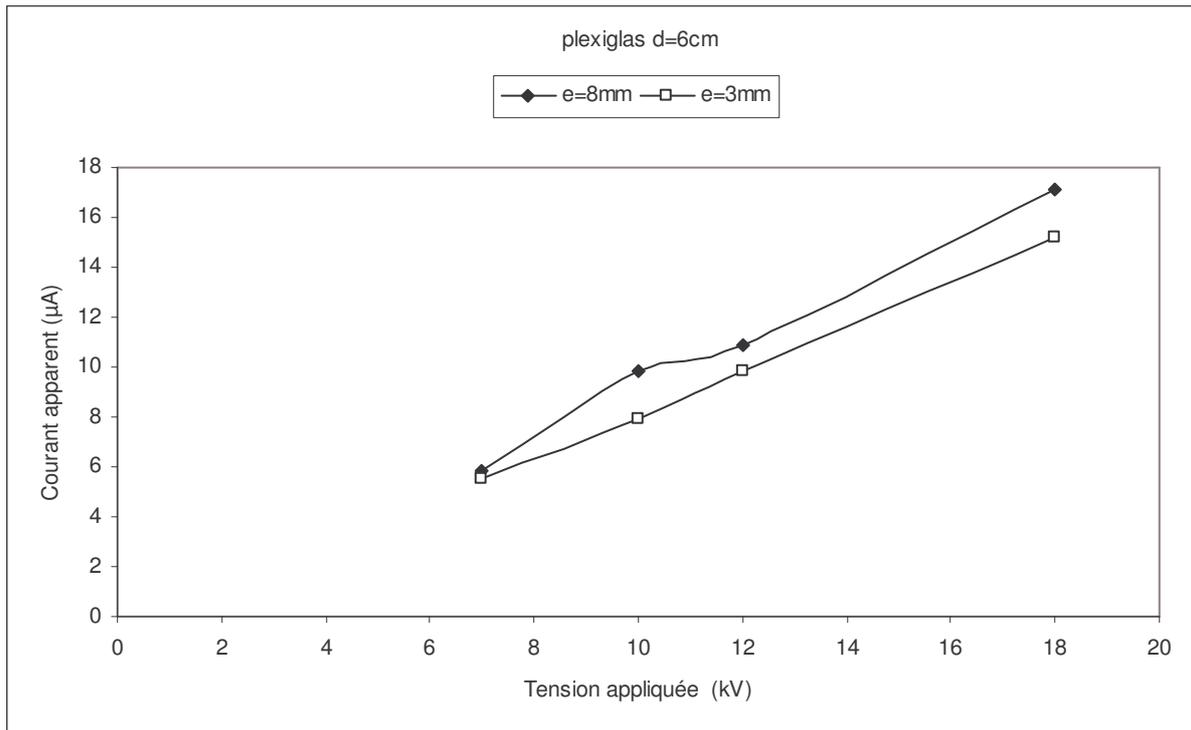


Fig. I.24 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du plexiglas et pour d=6 cm

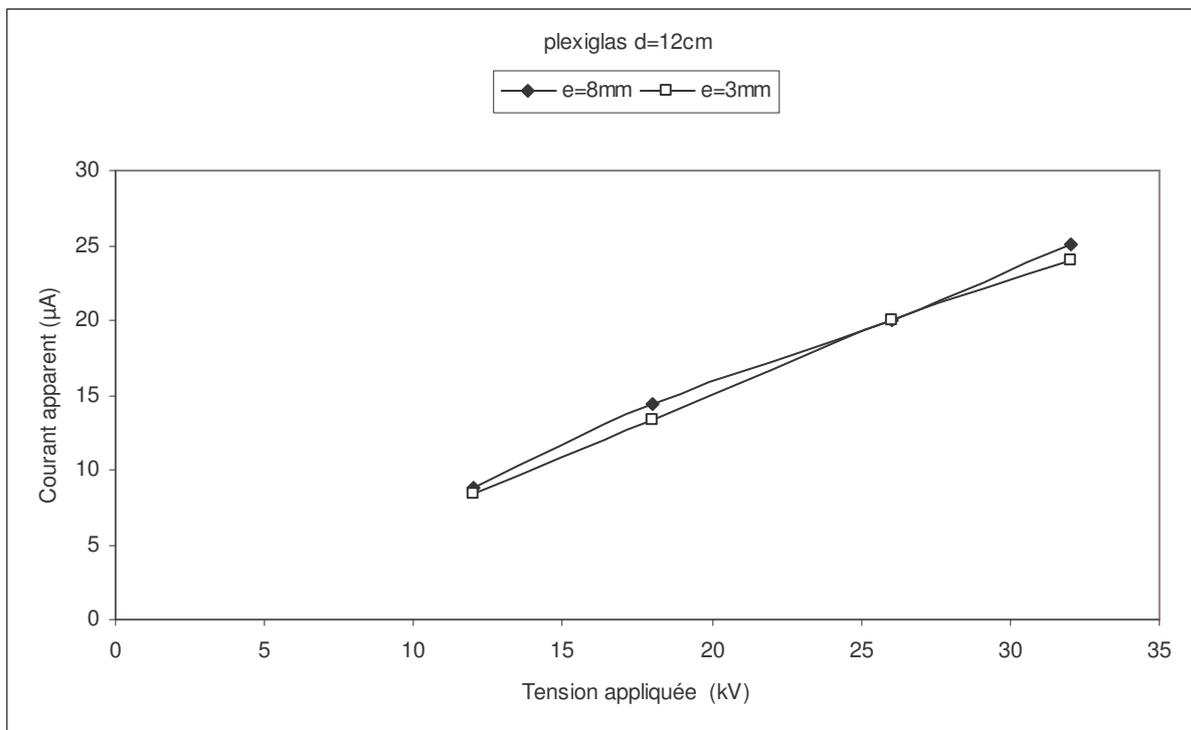


Fig. I.25 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du plexiglas et pour d=12 cm

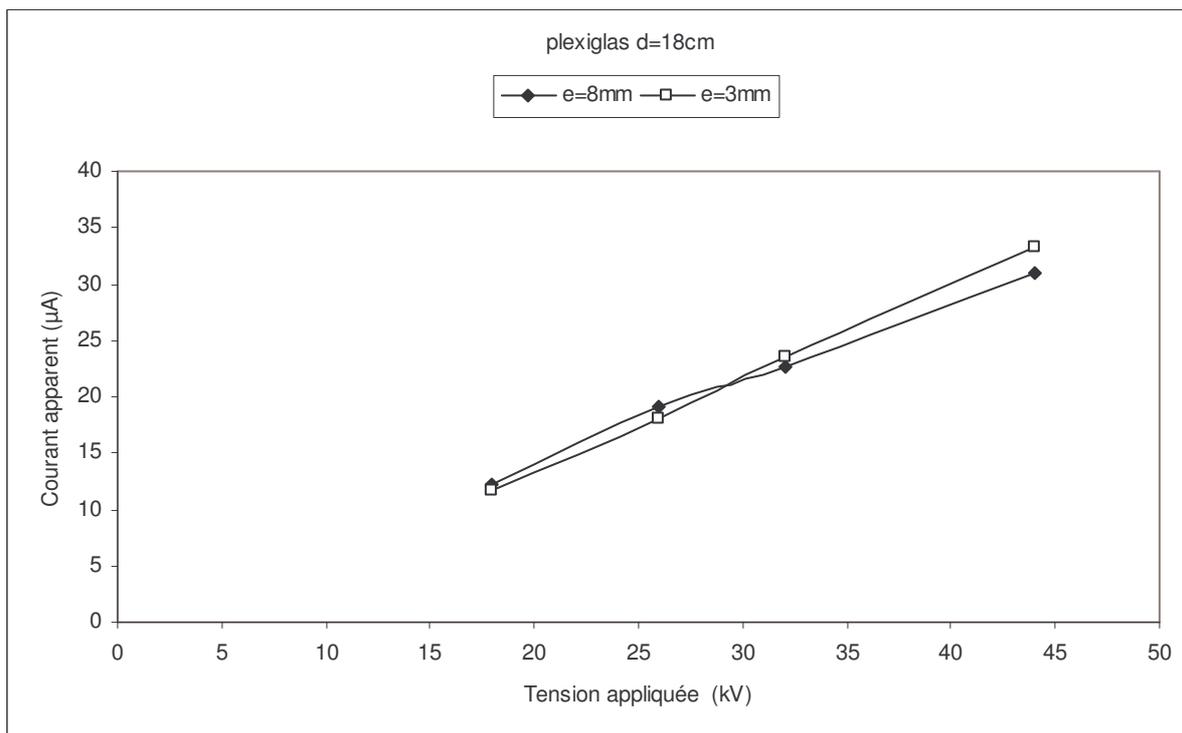


Fig. I.26 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du plexiglas et pour d=18 cm

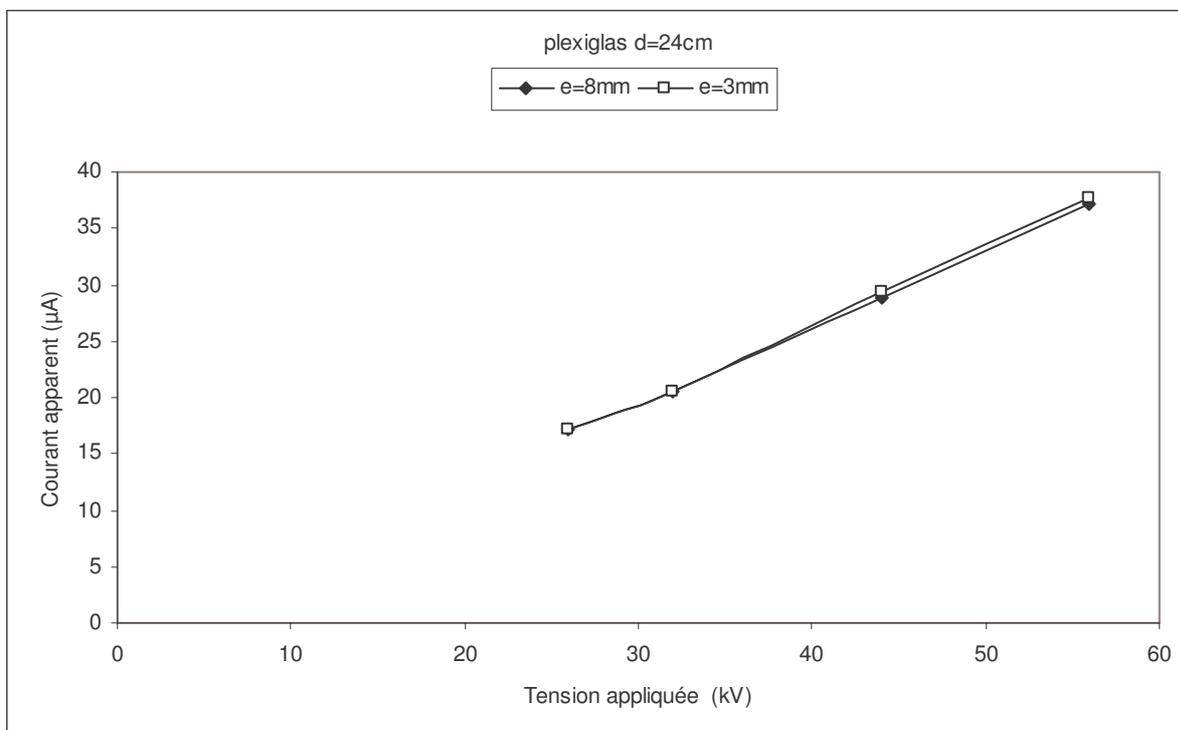


Fig. I.27 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du plexiglas et pour d=24 cm

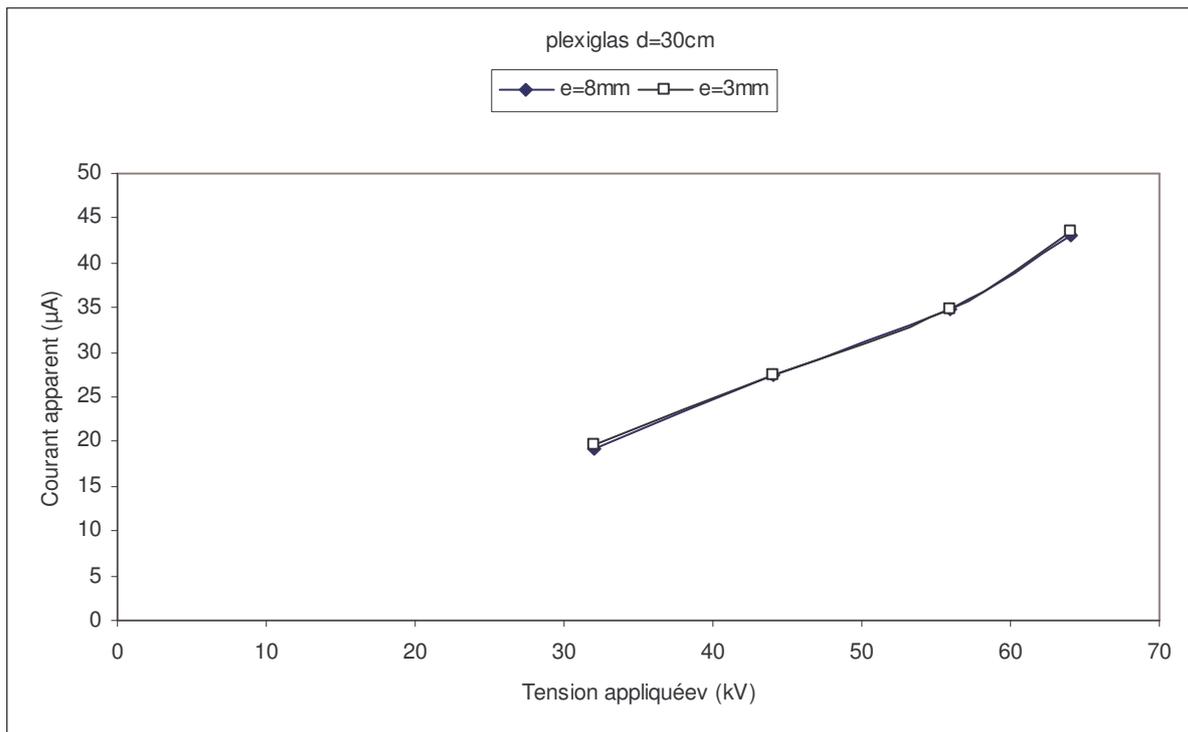


Fig. I.28 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du plexiglas et pour $d=30$ cm

En augmentant la distance inter électrodes de 6 à 30 cm (par pas de 6 cm), l'écart entre les courbes du courant pour les deux épaisseurs du plexiglas (3 et 8 mm) diminue jusqu'à ce qu'il devienne nul.

Pour les deux distances inter électrodes 24 et 30cm, les deux courbes sont pratiquement confondues. Ce qui signifie que l'épaisseur n'a pas d'influence sur le courant apparent.

Nous pouvons interpréter le résultat par le fait que les lignes du champ électrique traversent uniquement le matériau (plexiglas), et que la permittivité du plexiglas ($\epsilon_r \approx 2$) se rapproche de celle de l'air ($\epsilon_r = 1$).

I.6.1.5. Influence de la nature du matériau sur le courant apparent

Afin d'évaluer l'influence de la nature du matériau sur le courant apparent, nous avons regroupé l'ensemble des caractéristiques concernant les quatre plaques utilisées (Figure (I.29) à (I.32)).

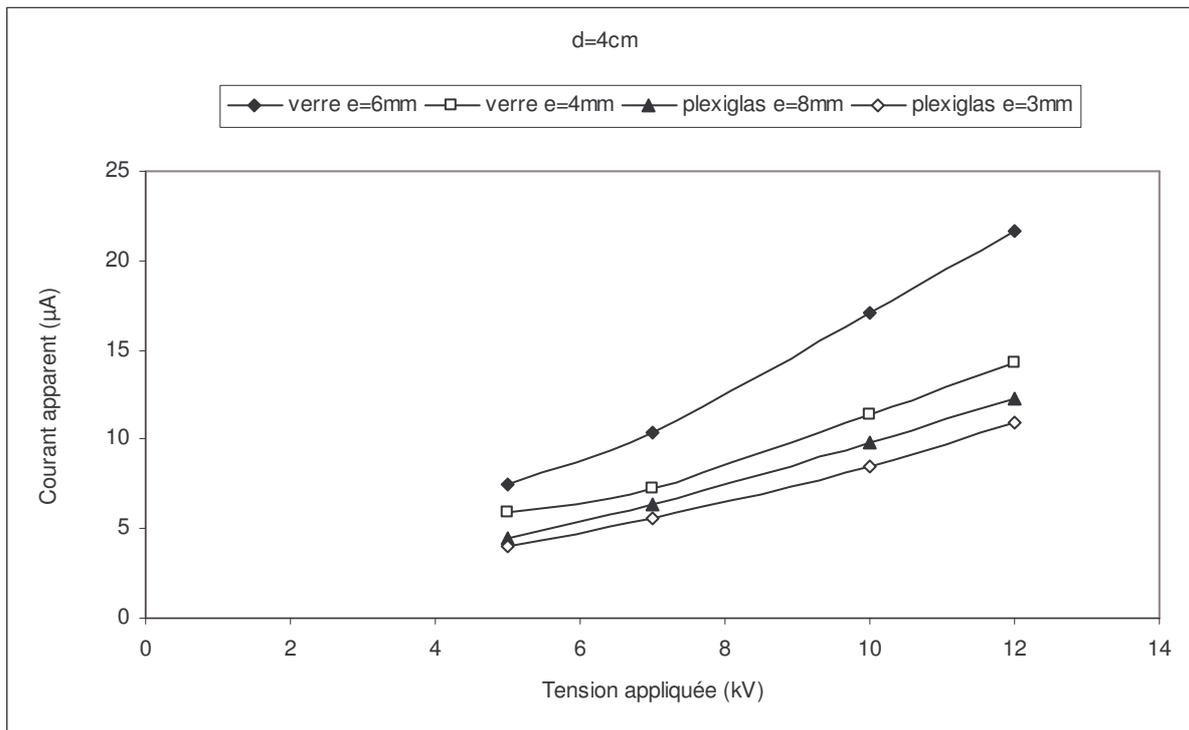


Fig. I.29 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du verre et du plexiglas et pour $d=4\text{ cm}$

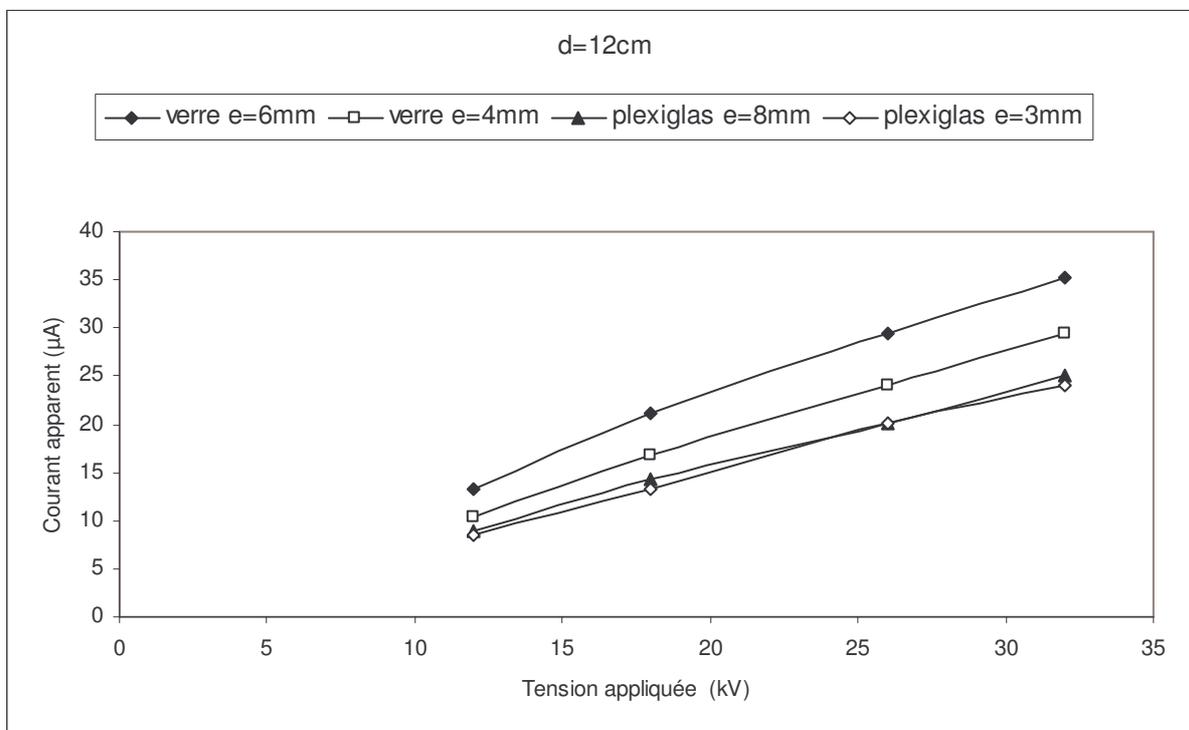


Fig. I.30 : Courant de fuite en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du verre et du plexiglas et pour $d=12\text{ cm}$

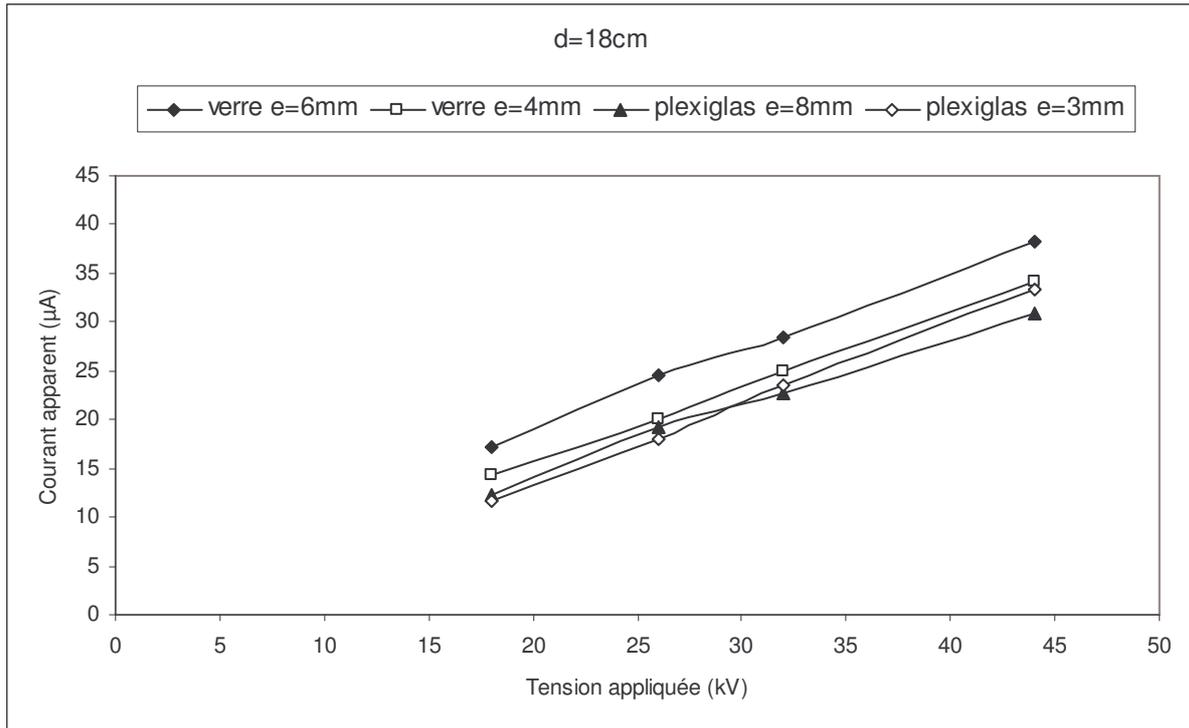


Fig. I.31 : Courant de fuite en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du verre et du plexiglas et pour d=18 cm

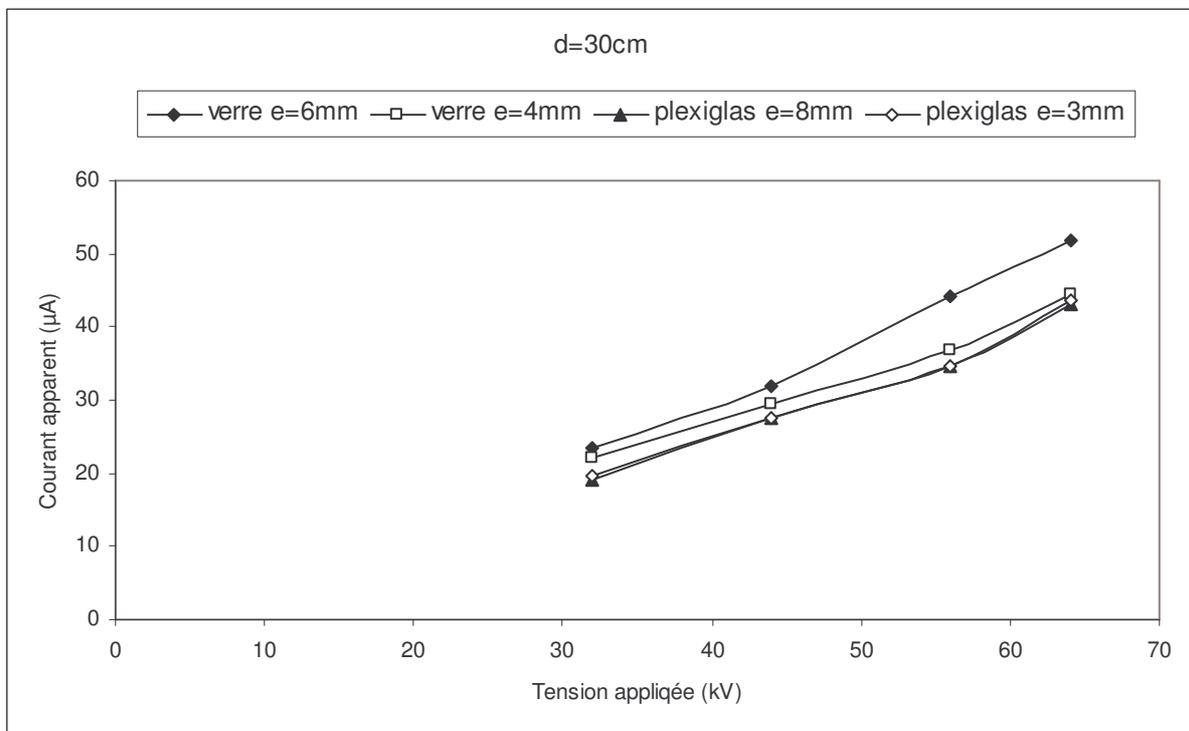


Fig. I.32 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les deux épaisseurs du verre et du plexiglas et pour d=30 cm

En analysant ces courbes, nous remarquons que le courant de fuite est toujours plus intense dans le verre que dans le plexiglas. A titre de comparaison, même pour la plaque de plexiglas la plus épaisse ($e=8$ mm), le courant est quand même plus faible que celui obtenu dans le cas de la plaque de verre la plus mince ($e=4$ mm). Ceci montre que l'influence de la nature du matériau est plus importante que celle de l'épaisseur.

Comme les charges induites sur la surface interne dépendent des deux paramètres, nature (permittivité) et parcours (étendue des lignes du champ électrique qui dépendent de la distance inter électrodes d), la composition de ces deux paramètres peuvent conduire à une situation où le paramètre 'permittivité' a bien moins d'influence (surtout lorsque ϵ_r est faible), pour une épaisseur et une distance donnée.

Ainsi, nous pouvons dire que la nature du matériau joue un rôle primordial dans la génération du courant apparent.

I.7 Impédance équivalente : discussion

I.7.1 Résultats expérimentaux et simulation

Les caractéristiques courant-tension, nous ont permis d'établir l'impédance apparente moyenne présentée pour chaque configuration.

Nous considérons alors un schéma équivalent parallèle pour notre modèle (Figure I.33) : une capacité apparente C_a traversée par un courant réactif qui présente la plus grande proportion du courant total, vu le déphasage introduit par le système, et une résistance apparente R_a traduisant le caractère résistif de l'interface.

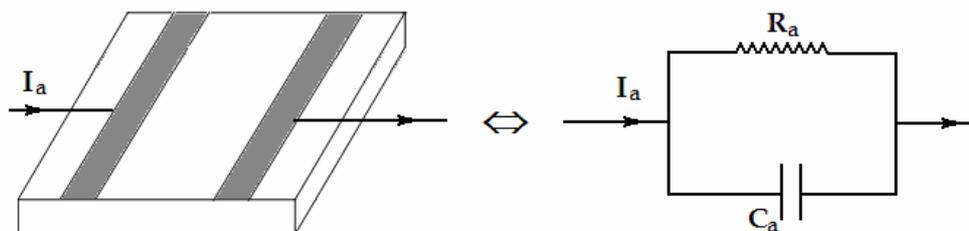


Fig. I.33 : Circuit parallèle équivalent

Si, l'interface est considérée comme une capacité et une résistance équivalentes mises en parallèle, la relation entre l'impédance Z_a apparente et la capacité C_a peut être établie si l'angle de pertes δ est connu. Celui-ci exprime la consommation de la résistance apparente R_a , qui englobe les pertes diélectriques et les pertes par conduction.

L'angle δ a donc été relevé et nous observons que celui-ci est faible, pratiquement constant, et dans tous les cas inférieur à 10° .

Nous avons alors, en complexe :

$$\bar{Z}_a = \frac{R_a/jC_a\omega}{R_a + 1/jC_a\omega}, \text{ avec } \text{tg}\delta = \frac{1}{R_a C_a \omega} \quad (\text{I.6})$$

Nous en déduisons :

$$C_a = \frac{1}{(\sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta}) Z_a \omega} \quad (\text{I.7})$$

Comme $\delta \leq 10^\circ$, nous pouvons admettre que $\sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta} \approx 1$, et donc :

$$C_a \approx \frac{1}{Z_a \omega} \quad \omega = 2\pi f, \quad f : \text{étant la fréquence industrielle 50 Hz,}$$

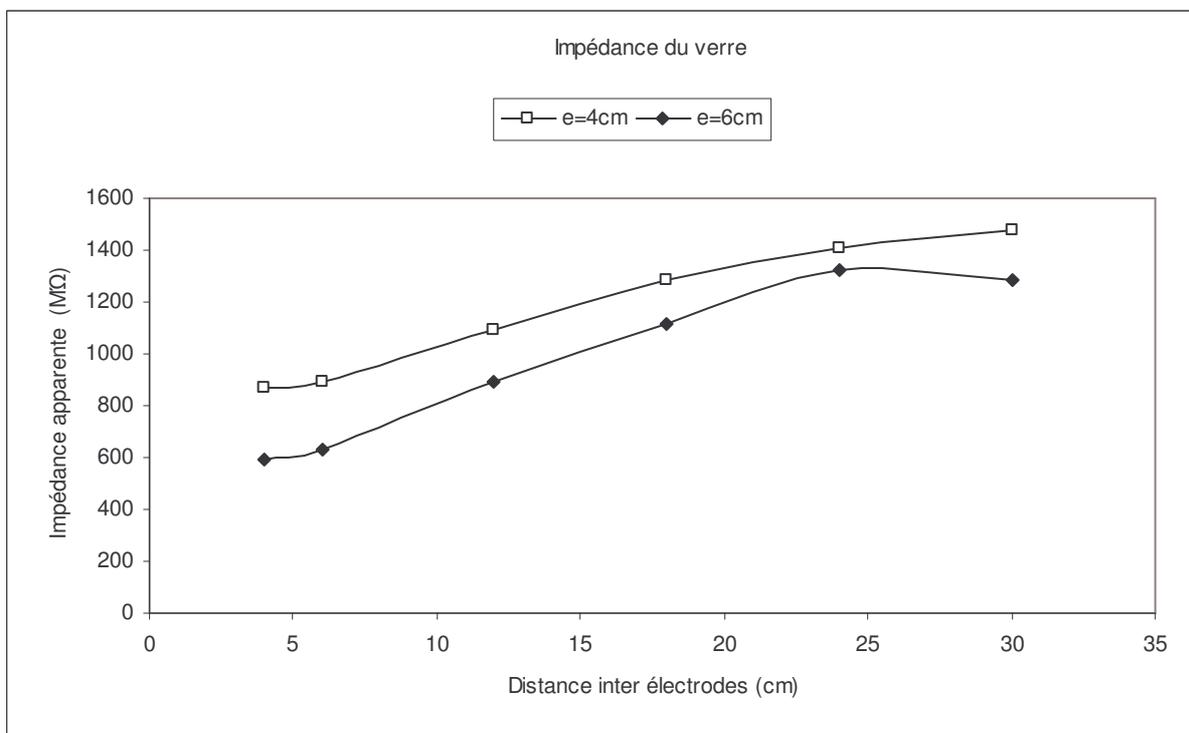
I.7.1.1. Influence de l'épaisseur du matériau sur l'impédance apparente

La mesure du courant de fuite associé à la mesure de la tension appliquée, nous a permis de tracer les différentes impédances du système pour toutes les configurations adoptées.

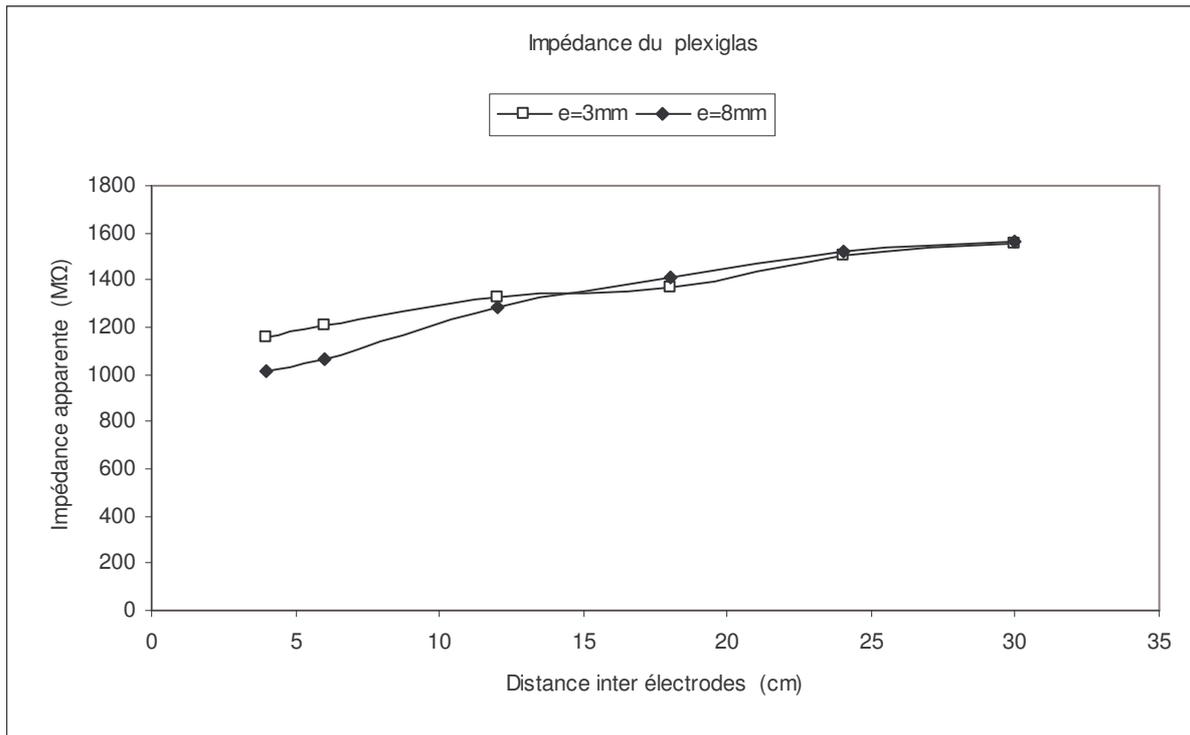
L'intérêt de ce procédé est d'identifier l'isolant, afin de prévoir le comportement de ce dernier pour n'importe quel niveau de tension, à condition, d'être suffisamment éloigné de la rupture diélectrique

Pour chaque matériau (verre et plexiglas), avec les deux épaisseurs, nous avons tracé l'impédance correspondante.

Les courbes sont représentées sur la figure (I.34).



(a) : Pour le verre



(b) : Pour le plexiglas

Fig. I.34 : Impédance du système en fonction de la distance inter électrodes

Pour une distance donnée, nous observons une influence non négligeable de l'épaisseur du matériau, surtout pour le verre.

L'analyse des caractéristiques présentées montre que l'impédance est toujours plus importante pour la plaque d'épaisseur la moins élevée. L'épaisseur du matériau joue donc un rôle incontestable dans la valeur de l'impédance apparente.

Cela prouve donc, le caractère volumique du courant.

Ainsi, en augmentant l'épaisseur du matériau de permittivité la plus élevée, nous diminuons l'impédance de l'ensemble du système.

Ce résultat a déjà été analysé dans les paragraphes précédents : le trajet et la nature des milieux que les lignes du champ électrique rencontrent, imposent une répartition des charges plus ou moins importante selon chaque configuration.

Il est à noter que les charges, elles-mêmes, imposent, pour une tension donnée, la capacité apparente du système et par la même, l'impédance apparente.

Nous pouvons prévoir que si nous augmentons indéfiniment l'épaisseur du matériau, et pour une distance inter électrodes donnée, l'impédance tendra vers une constante, car les lignes du champ électrique finissent par avoir le même trajet, c'est-à-dire elles traversent le même matériau : ce n'est pas le cas des faibles épaisseurs où les lignes du champ, ne rencontrent pas le même milieu selon l'épaisseur du matériau.

I.7.1.2. Influence de la nature du matériau sur l'impédance apparente

Nous avons regroupé l'ensemble des caractéristiques concernant les quatre plaques utilisées sur la figure (I.35). Des observations analogues à celles concernant le courant apparent sont effectuées.

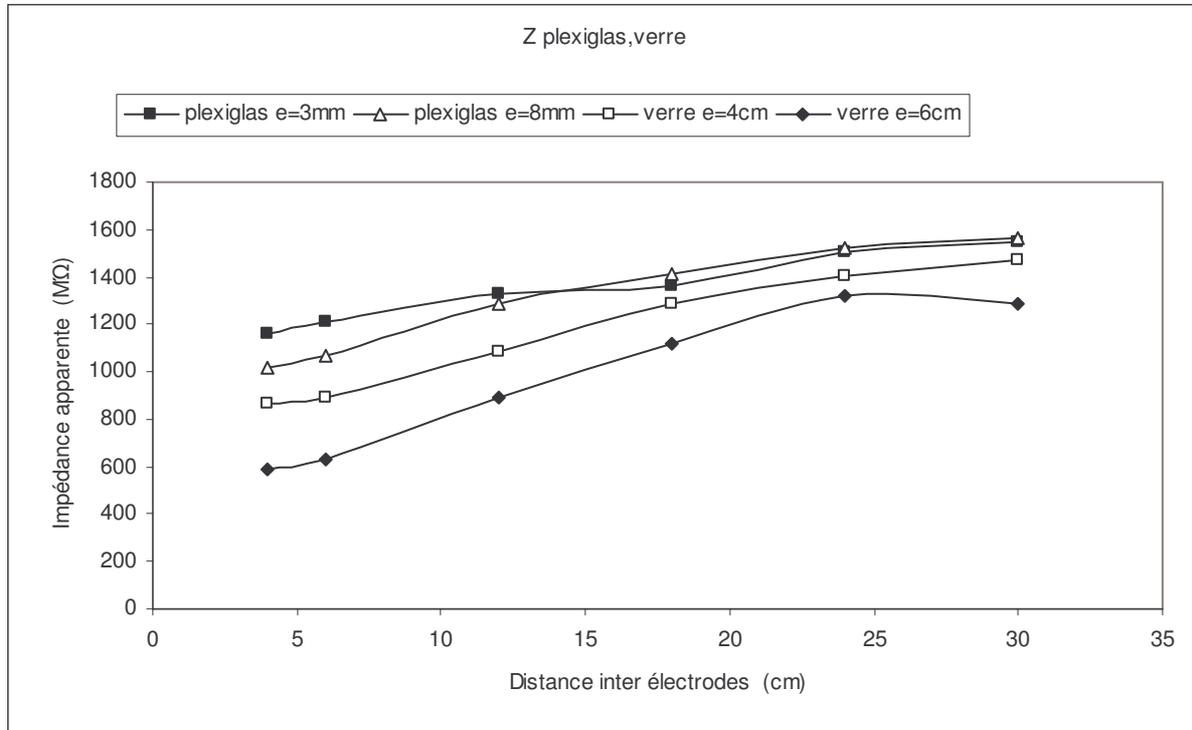


Fig. I.35 : Impédance du système en fonction de la distance inter électrodes, pour les différentes épaisseurs du verre et du plexiglas

Ainsi, nous remarquons que l'impédance du système est plus grande dans le cas du plexiglas, quelle que soit l'épaisseur de la plaque.

Nous confirmons ainsi que l'influence de la permittivité est prépondérante : il s'agit donc d'un des facteurs les plus importants dans l'identification de l'isolant.

I.7.2 Simulation et discussion

En injectant les mêmes paramètres dans le logiciel, qu'au cours des essais et en imposant une tension de 1 V pour toutes les configurations, nous pouvons établir, par simulation, la capacité (rapport $C=Q/V=Q$) et l'impédance associée pour une fréquence de 50Hz ($Z=1/C\omega$).

Nous avons effectué les calculs moyennant deux hypothèses :

- ❖ La première où nous ne tenons pas compte de l'influence du sol
- ❖ La deuxième où nous prenons en compte l'influence du sol sur le système en imposant un potentiel nul à 1.6 m du dispositif.

Dans ce dernier cas, lorsque nous imposons un niveau de tension à l'électrode HT, des charges de signe opposé apparaissent sur la surface de l'électrode terre, et d'autres beaucoup plus faibles sur le sol.

La capacité apparente mesurée au niveau de l'oscilloscope est donc plus faible que si le dispositif était complètement isolé.

La figure (I.36) illustre justement les différentes capacités quand le sol est pris en considération. Il s'agit donc de comparer ces deux approches à celle réellement obtenue lors des essais aux fins de comparaison.

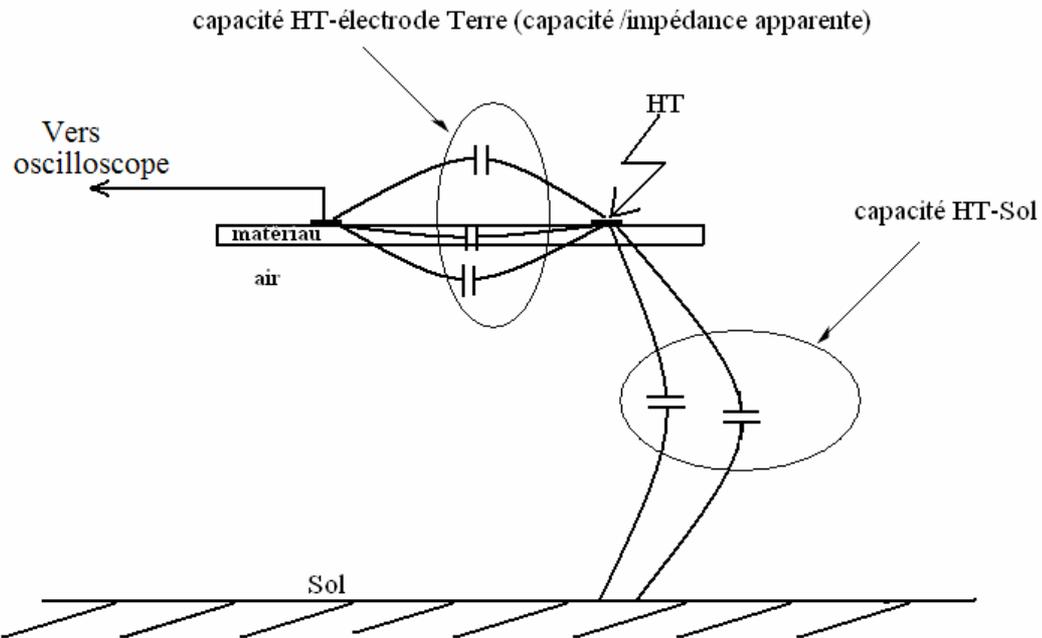


Fig. I.36 : Capacités du système

Nous avons donc regroupé les figures (I.37) à (I.40) sur une même figure, les impédances mesurées et simulées, avec et sans influence du sol.

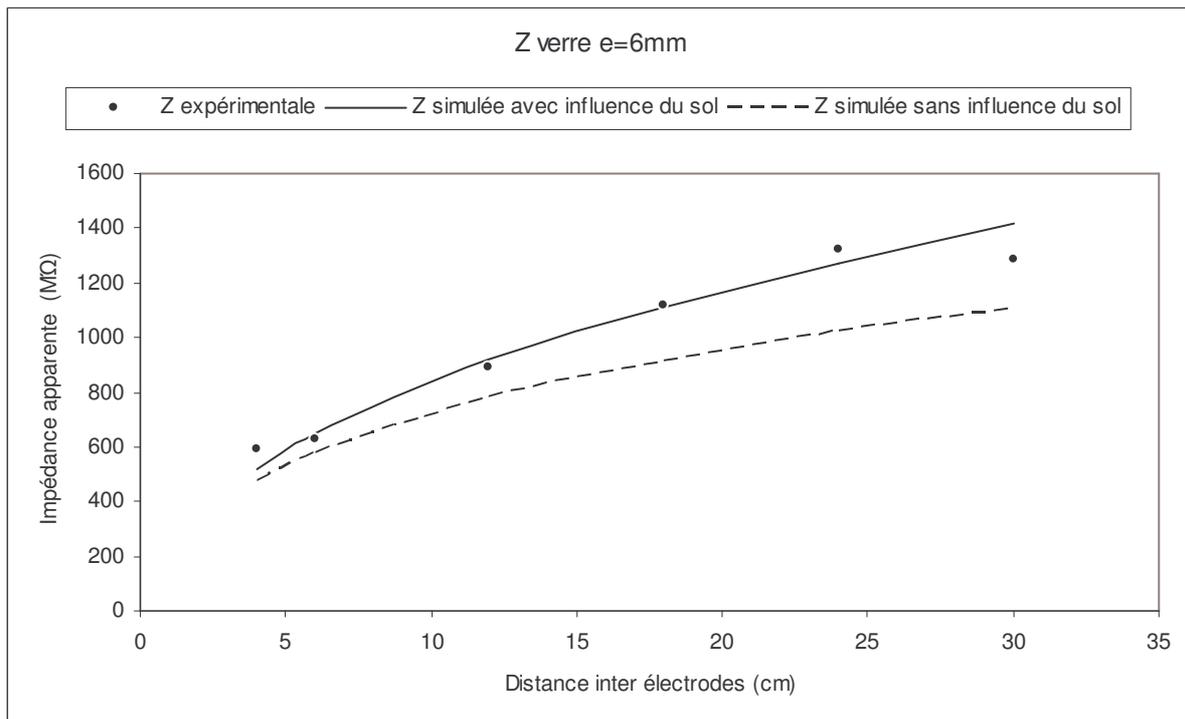


Fig. I.37 : Impédance du système dans le cas du verre e=6mm

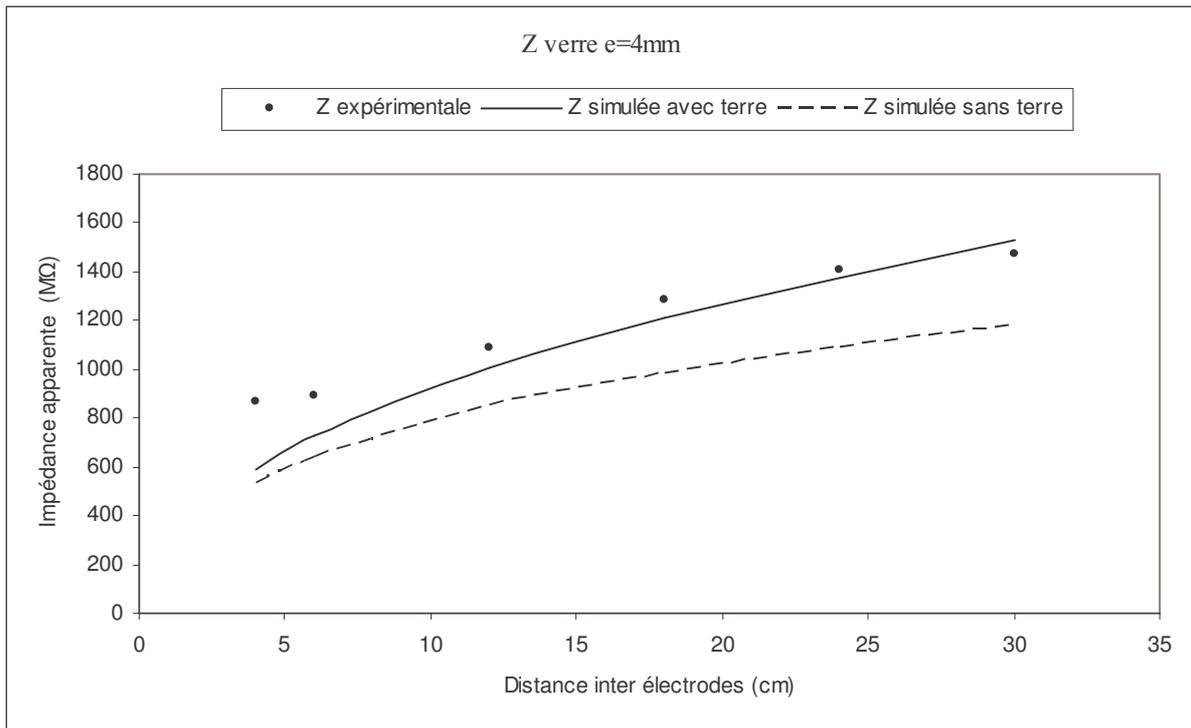


Fig. I.38 : Impédance du système dans le cas du verre e=4mm

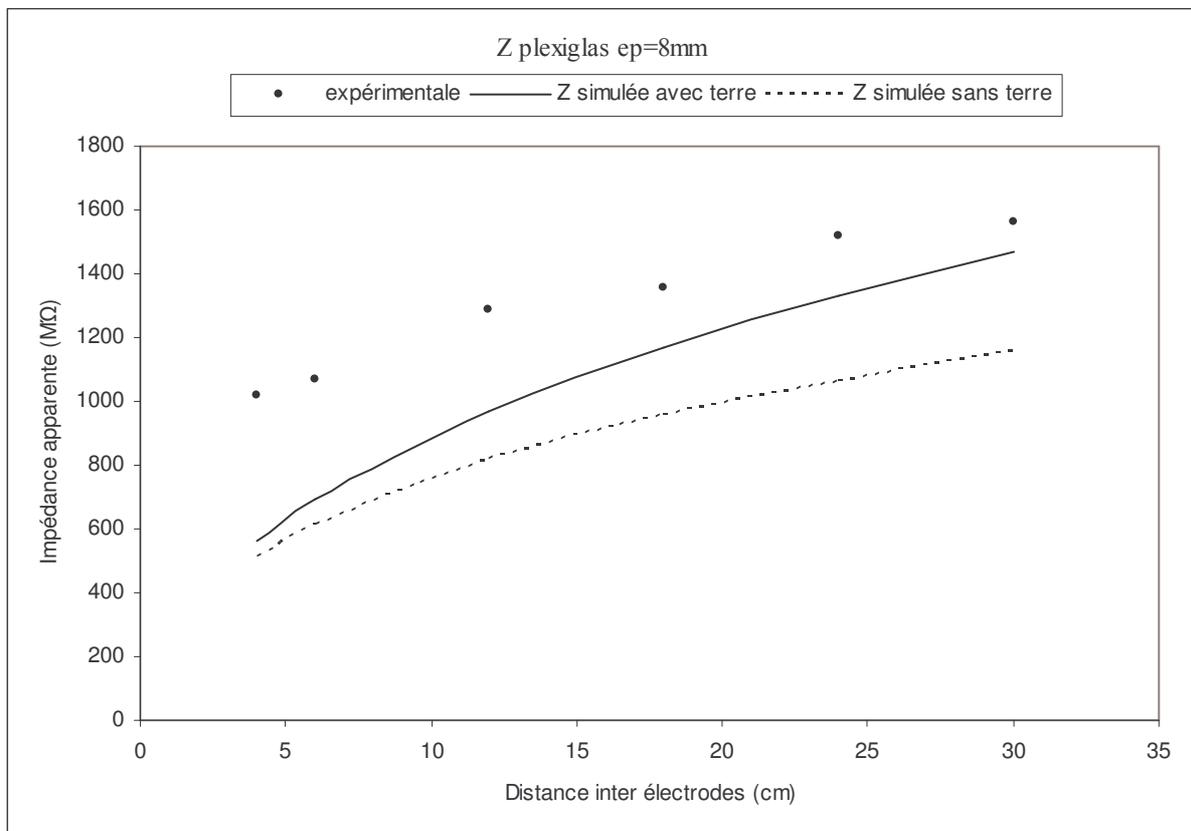


Fig. I.39 : Impédance du système dans le cas du plexiglas e=8mm

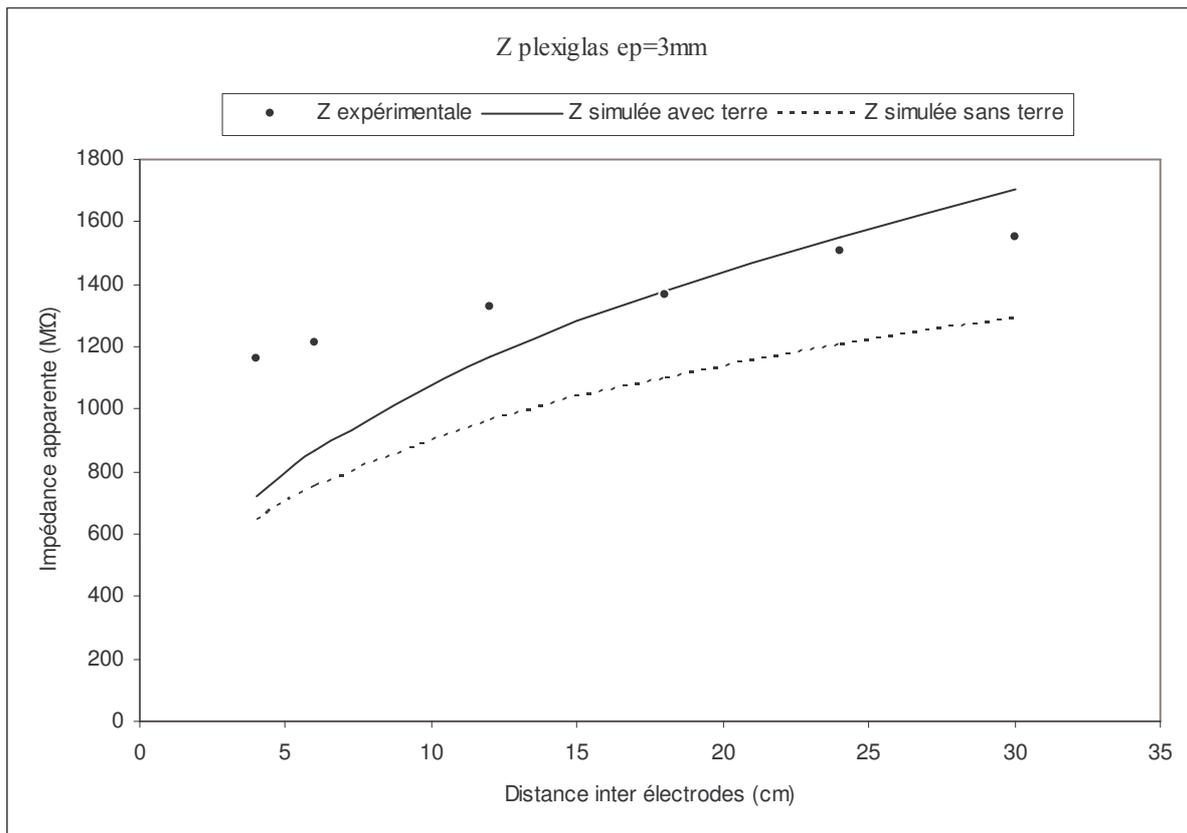


Fig. I.40 : Impédance du système dans le cas du plexiglas $e=3\text{mm}$

Les caractéristiques ainsi établies montrent que le sol a une influence plus ou moins grande sur l'impédance apparente du modèle expérimental. De plus, la prise en compte du sol dans le calcul théorique, donne des caractéristiques encore plus proches de celles relevées lors des essais.

Ainsi, nous observons que les impédances simulées et mesurées sont proches et parfois même confondues (en particulier dans le cas du verre et pour l'épaisseur de 6 mm).

Aussi, afin d'établir une expression simple de l'impédance apparente, nous proposons une formule analytique de la même forme que celle établie pour le contournement.

Dans le cas du verre et pour l'épaisseur de 6 mm, les caractéristiques simulées et mesurées peuvent donc être illustrées par l'expression suivante :

$$Z_a = Ad^n \quad (\text{I.8})$$

d : distance inter électrodes (cm) ;

Z_a : impédance apparente ($M\Omega$) ;

$A=260$ et $n=0.5$ (constantes)

I.8. Conclusion

Nous avons constaté que, autant la tension de contournement ne dépend ni de la nature, ni de l'épaisseur du matériau diélectrique, autant le courant de fuite, pour les mêmes configurations dépend incontestablement de ces deux paramètres.

Nous pouvons conclure également que, lorsque le niveau de tension est suffisamment élevé pour que la rupture diélectrique de l'air soit effective, les phénomènes électriques deviennent très localisés autour des extrémités intérieures et principalement dans l'air puisqu'il s'agit du milieu le moins rigide.

A partir de là, la nature ou les dimensions du matériau importent peu, puisque celui-ci joue le rôle de simple support 'diélectrique' à la décharge dans l'air.

En l'absence d'arcs, l'oscilloscope mesure l'ensemble de toutes les charges induites sur le conducteur. Ces charges, pour une même distance inter électrode, ainsi que nous l'avons montré, dépendent fortement de la nature et de l'épaisseur du matériau (surtout celles induites sur la surface interne).

Le travail que nous avons effectué a montré également que, malgré la simplicité géométrique du modèle adopté pour représenter la zone propre d'un isolateur haute tension, l'identification de cette zone en fonction des paramètres électro-géométriques n'est pas aisée.

Les deux approches, par simulation et expérimentale, nous ont permis d'une part d'interpréter les allures obtenues, et d'autre part de confirmer les valeurs prévues des capacités et impédances associées. Il ressort de ces deux approches les conclusions suivantes :

- ❖ L'impédance apparente croît de manière quasi logarithmique avec la distance inter électrodes. Cette allure est liée à la répartition complexe des charges sur les deux surfaces interne et externe constituant le conducteur.

- ❖ Une influence indéniable de l'épaisseur et de la nature du matériau sur l'impédance apparente est observée. Aussi, en raison du rapport des permittivités air- matériau ainsi que du trajet des lignes de champ, la charge, pour une distance donnée augmente avec l'épaisseur et la nature du matériau. Nous pouvons imaginer que la valeur finit par se stabiliser quand les lignes du champ partant d'une électrode à l'autre finissent par avoir le même trajet, dans le même matériau.

Nous constatons finalement que le courant présente bien un caractère volumique : une partie de celui-ci, à l'instar du champ électrique, part de la surface interne du conducteur (électrode), traverse une partie du verre pour rejoindre l'autre électrode. L'autre partie part de la surface externe de l'électrode et possède toujours le même trajet (dans l'air) pour rejoindre la surface externe de l'autre électrode.

Remarquons, que malgré les tensions élevées imposées, les équations classiques de l'électromagnétisme donnent des résultats tout à fait cohérents.

Nous pouvons donc en conclure que, même quand un effet couronne est détecté dans un système, les équations de Maxwell sont valables, à condition, bien entendu, d'être suffisamment éloignés de la rupture diélectrique.

Chapitre II :

***Application à un modèle
d'isolateur 1512L
naturellement pollué***

II.1. Introduction

Les mêmes démarches faites pour le modèle plan-plan, vont être appliquées à un modèle d'isolateur 1512L naturellement pollué, (pollution discontinue). Dans ce modèle, les couches de pollution sont supposées parfaitement conductrices. Ces dernières sont considérées comme étant des électrodes en série avec les bandes propres. Il s'agit donc d'élargir le modèle plan-plan au modèle contenant plusieurs électrodes rectangulaires.

II.2. Modèle expérimental de l'isolateur 15 12L

Le modèle de laboratoire est constitué d'une plaque carrée en verre de 50 cm de côté et 6 mm d'épaisseur. Cette plaque est munie de deux électrodes rectangulaires (300x30 mm) en papier aluminium (3 μm d'épaisseur). La première est mise à la borne haute tension, et la deuxième est mise à la terre. La distance inter électrodes est égale à 292 mm. Elle correspond à la ligne de fuite de l'isolateur réel.

La figure (II.1) représente l'isolateur 1512L exploité pendant une dizaine d'années dans la région électrique de Hassi R'mel et développé suivant sa ligne de fuite [16, 17]. Les dimensions longitudinales des bandes propres et polluées sont données dans le tableau (II.1)

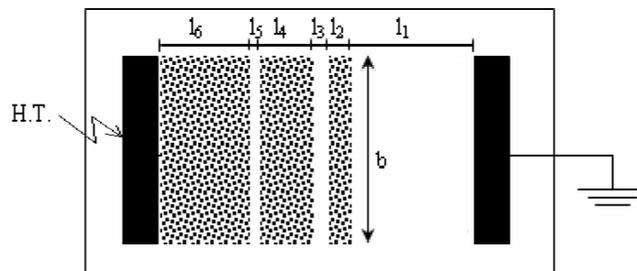


Fig. II.1 : Modèle de l'isolateur 1512L naturellement pollué

	Bande i	Longueur l_i (mm)	Pourcentage par rapport à la longueur de fuite (%)	
Bande propre équivalente	1	106	36.30	42.12
	3	13	4.45	
	5	04	1.37	
Bande polluée équivalente	2	30	10.27	57.88
	4	52	17.81	
	6	87	29.80	

Tableau II.1: Dimensions longitudinales des zones propres et polluées

Le modèle que nous avons adopté s'inspire donc du modèle précédent : nous avons adopté la même distance inter électrode que l'isolateur réel et la même largeur de la couche polluante mais avec une distribution différente sur la surface de la plaque (Figure II.2).

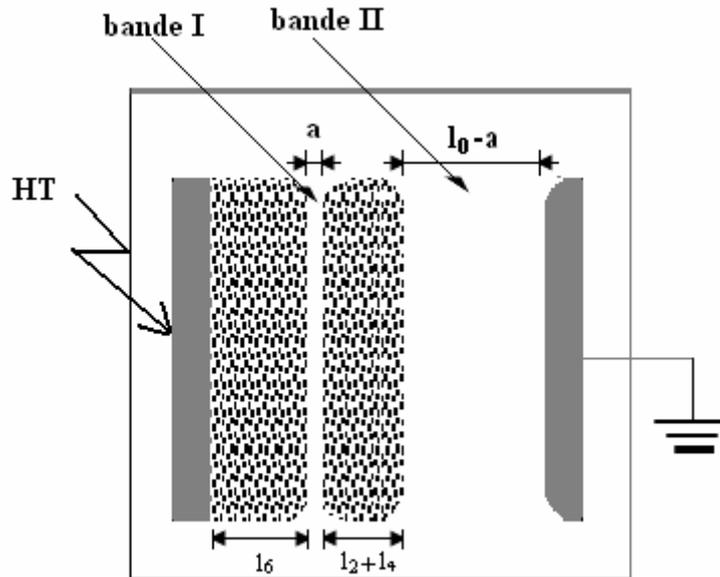


Fig. II.2 : Modèle utilisé pour nos essais

Les couches de pollutions, considérées comme parfaitement conductrices, sont également constituées de papier aluminium.

La couche de pollution l_6 est toujours 'collée' à la borne HT (de sorte que les deux éléments forment une même électrode 'élargie'), tandis que les deux couches de pollution l_2 et l_4 sont rassemblées pour former une seule couche de pollution. Cette dernière est placée à une distance a variable, par rapport à l'ensemble de l'électrode HT et la couche l_6 .

Les bords des couches d'aluminium utilisées sont arrondis selon le profil de Rogowsky pour éviter leur effet menant à des renforcements locaux du champ électrique.

Le modèle ainsi adopté (Figure II.2) est appelé le modèle à mono couche de pollution. Il fera l'objet d'essais, que nous avons effectués pour déterminer la tension de contournement et le courant apparent, et ce pour chaque configuration.

II.3. Tension de contournement

II.3.1. Résultats expérimentaux et discussion

Les essais de contournement nous ont permis de tracer les courbes expérimentales et empiriques de la tension de contournement, en fonction de la distance a (Figure II.3).

La largeur équivalente l_0 de la bande propre est telle que :

$$l_0 = l_1 + l_3 + l_5 = 106 + 13 + 04 = 123 \text{ mm.}$$

La bande propre totale est composée de deux bandes propres partielles; bande I de largeur a et bande II de largeurs $l_0 - a$.

Nous avons tracé, en plus de la tension de contournement mesurée, celle déduite de la formule empirique suivante et obtenue pour le modèle plan-plan :

$$U_c = 7.44 d^{0.85} \quad [d \text{ en cm et } U_c \text{ en kV}_{\text{eff}}] \quad (\text{II.1})$$

Cette formule empirique donne la tension de contournement pour un seul intervalle d'air. En se basant sur cette formule et en introduisant deux coefficients α_1 et α_2 relatifs à la présence d'arcs électriques respectivement dans la bande I et la bande II, nous pouvons exprimer la tension de contournement en fonction de la distance inter électrodes a , par la formule suivante :

$$U_c(a) = \alpha_1 7.44 a^{0.85} + \alpha_2 7.44 (l_0 - a)^{0.85} \quad (\text{II.2})$$

Tel que :

α_1 est relatif à la bande I (Figure II.2) ; il est nul en présence d'arcs électriques et égal à 1 à l'absence d'arcs dans cette bande.

α_2 est relatif à la bande II (Figure II.2); il est nul en présence d'arcs électriques et égal à 1 à l'absence d'arcs dans cette bande.

Dans notre cas, nous appliquons l'expression précédente avec les coefficients α_i choisis comme suit :

- $\alpha_1=0$ & $\alpha_2=1$ (largeur a court-circuitée) quand $a \in [0 \ 3] \text{ cm}$, ($a < \frac{1}{4} l_0$)
- $\alpha_1=1$ & $\alpha_2=1$ (contournement direct) quand $a > 3 \text{ cm}$, ($a > \frac{1}{4} l_0$)

Pour $a < \frac{1}{4} l_0$, le contournement ne se fait pas au même temps dans les deux intervalles d'air (bande I et II), mais la décharge commence en premier lieu dans la bande I, ensuite dans la bande II. La tension de contournement de notre système dans ces conditions correspond à celle de la bande II.

En effet :

$$\alpha_1 = 0 \ \& \ \alpha_2 = 1 \Rightarrow U_c(a) = 7.44 (l_0 - a)^{0.85} \quad (\text{II.3})$$

Cette expression mène à la diminution de la tension de contournement en augmentant la distance a (Figure II.3).

A partir de $a = \frac{1}{4}l_0$ les deux intervalles d'air sont contournés au même temps. Par conséquent la tension de contournement du système est la somme de deux tensions de contournement. Elle aura l'expression :

$$\alpha_1 = 1 \ \& \ \alpha_2 = 1 \Rightarrow U_c(a) = 7.44a^{0.85} + 7.44(l_0 - a)^{0.85} \quad (\text{II.4})$$

En variant la distance a , nous avons tracé la tension de contournement expérimentale et empirique (Figure II.3).

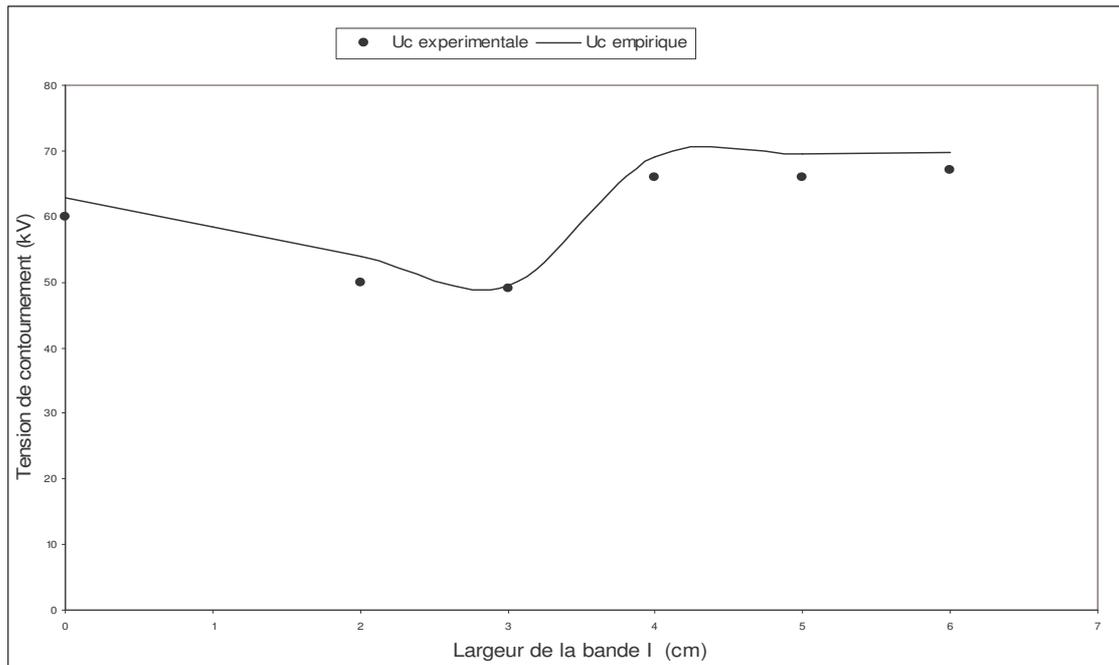


Fig. II.3 : Tension de contournement expérimentale et empirique pour le modèle pollué

Nous remarquons que la courbe tracée par la formule empirique est proche de celle expérimentale.

En effet, en se basant sur la formule empirique pour un simple intervalle d'air, nous pouvons évaluer la tension de contournement pour deux, voire plusieurs, intervalles d'airs compris entre des électrodes planes.

II.4. Courant de fuite apparent et impédance équivalente

II.4.1. Résultats expérimentaux et interprétations

Les caractéristiques tension appliquée-courant apparent sont tracées sur la figure (II.4)

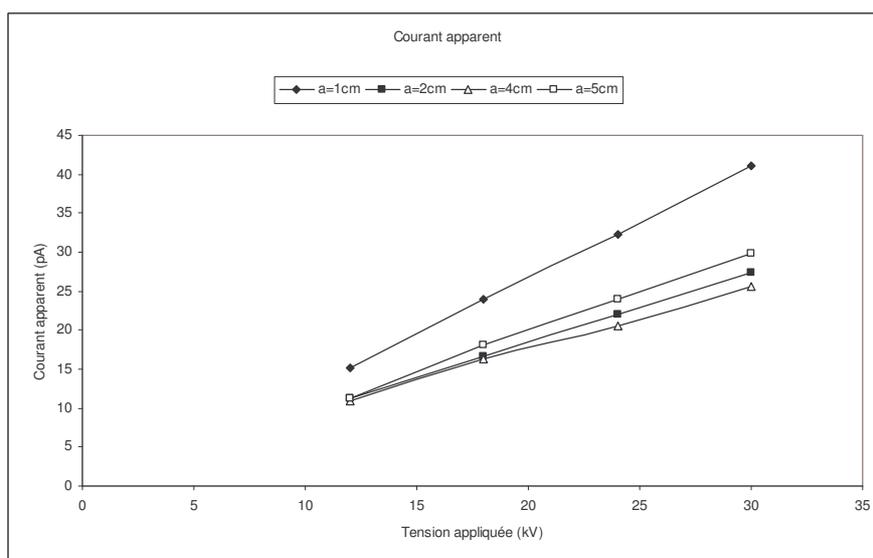


Fig. II.4 : Courant apparent en fonction de la tension appliquée, pour les largeurs 1, 2, 4 et 5 cm de la bande I

Nous observons que la variation du courant est quasi linéaire en fonction des tensions appliquées, pour les différentes distances a (a est la largeur de la bande I).

Par ailleurs, nous présentons le courant apparent en fonction de la distance a sur la figure (II.5). Comme dans le cas d'un modèle propre, le rapport I/U illustre l'admittance (et donc l'inverse d'une impédance) apparente du système, qui reste pratiquement constante pour les différentes tensions appliquées.

En effet, nous avons établi l'impédance apparente pour chaque niveau de tension, afin d'étudier l'influence de la tension sur les caractéristique de l'ensemble du système : les deux courbes extrêmes ($U=12$ et 30 kV), sont représentées sur la figure (II.6).

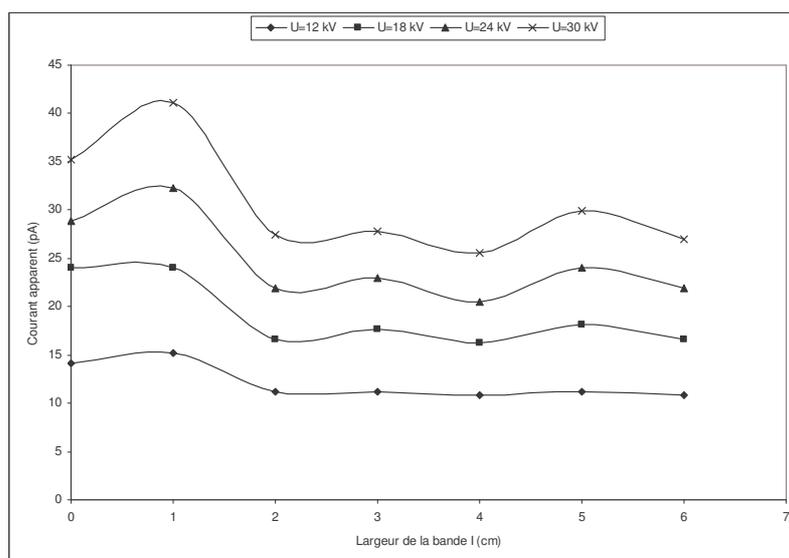


Fig. II.5 : Courant apparent en fonction de la largeur de la bande I, pour les tensions 12, 18, 24 et 30 kV

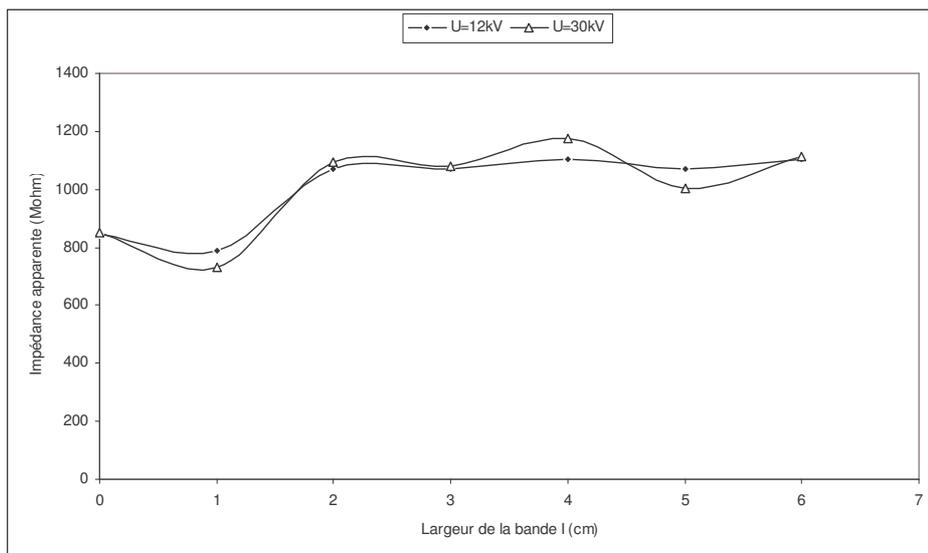


Fig. II.6 : Impédance apparente du système en fonction de la largeur de la bande I, pour les tensions 12 et 30 kV

Nous observons que les caractéristiques du courant en fonction de a (la largeur de la bande I) présentent un maximum pour $a=1$ cm.

Ce maximum est probablement dû aux décharges partielles (Figure II.7) qui s'initient avant le contournement total.

Ce maximum se traduit par un minimum sur les courbes de l'impédance (Figure II.6).

Dans le cas de la formation d'arcs électriques, la bande I devient conductrice, ce qui fait une bonne partie conductrice, donc l'intervalle d'air qui sépare les deux électrodes diminue, ce qui provoque la diminution de l'impédance apparente du système dans cet intervalle.

A partir de $a = 2$ cm, pour une tension donnée, le courant et l'impédance restent à peu près stables, ce qui signifie qu'à l'absence d'arcs, nous pouvons considérer que la position a a peu d'influence sur le courant apparent.

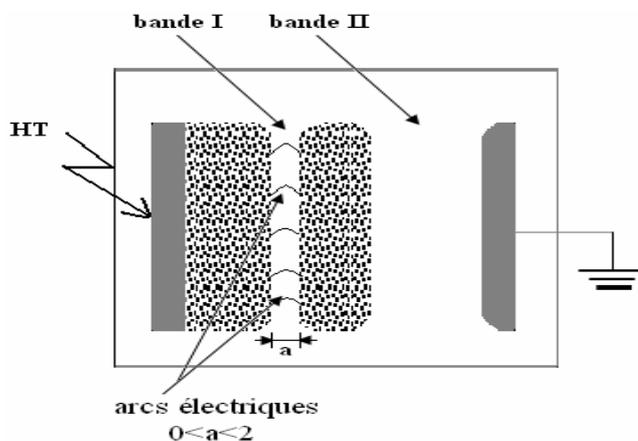


Fig. II.7 : formation d'arcs sur le modèle expérimental pour $0 < a < 2$ cm

II.4.2. Simulations et discussions

❖ Impédance

Afin d'analyser les résultats des essais, nous avons, déterminé par simulation, la capacité de chaque configuration, pour en déduire l'impédance apparente.

Pour cela, nous avons introduit dans le logiciel FEMM, toutes les spécifications du modèle (Figure II.8).

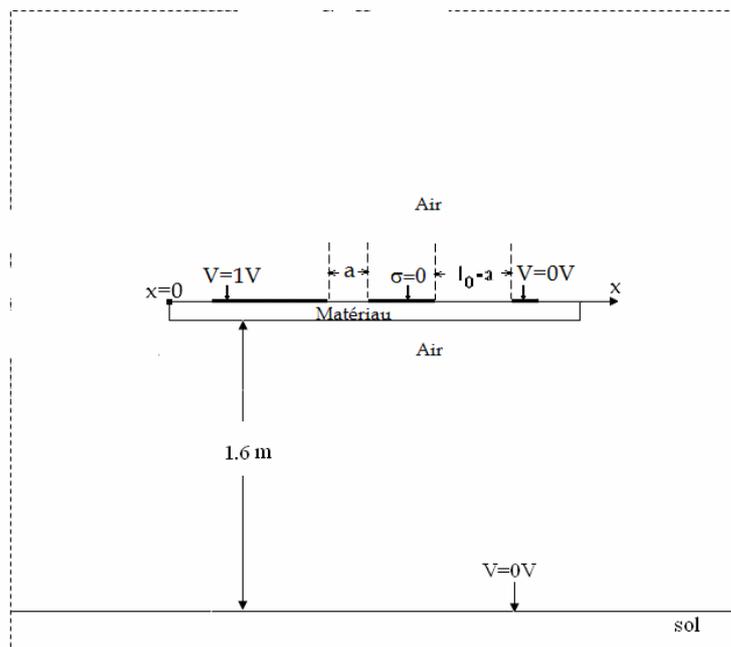


Fig. II.8 : Conditions aux limites et choix des paramètres de calcul avec influence du sol

Le modèle est mis à une distance de 1.60 m du sol et est muni de deux électrodes rectangulaires distantes de 12.3 cm entre elles.

Nous affectons une tension de 1 V pour l'électrode HT 0 V pour l'électrode de terre, la densité de charges superficielles est nulle ($\sigma=0$) de la couche de pollution, en supposant que celle-ci est, au départ électriquement neutre : la somme des charges de la surface conductrice soumise au champ électrique est donc nulle.

Nous présentons l'impédance simulée, mesurée et empirique sur la figure (II.9).

La caractéristique de l'impédance simulée est une droite légèrement croissante. Nous observons ainsi que l'impédance théorique dépend peu de la position de la couche de pollution, ce qui a été observé lors des essais.

Comme le calcul par simulation de l'impédance simulée ne prend pas en compte les arcs électriques et les décharges partielles, la courbe simulée ne présente pas de minimum, contrairement à la courbe expérimentale.

Afin d'établir une expression simple de l'impédance, nous avons calculé celle-ci en utilisant la formule empirique de l'impédance apparente $Z_a = 260\sqrt{d}$, appliquée aux deux intervalles d'air :

$$Z_a(a) = 260[\alpha_1\sqrt{a} + \alpha_2\sqrt{(l_0 - a)}] \quad (II.5)$$

Comme dans les conditions expérimentales, nous observons un arc seulement pour la distance $a=1$ cm, nous aurons: $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, sauf pour $a < 2$ cm où: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 1$.

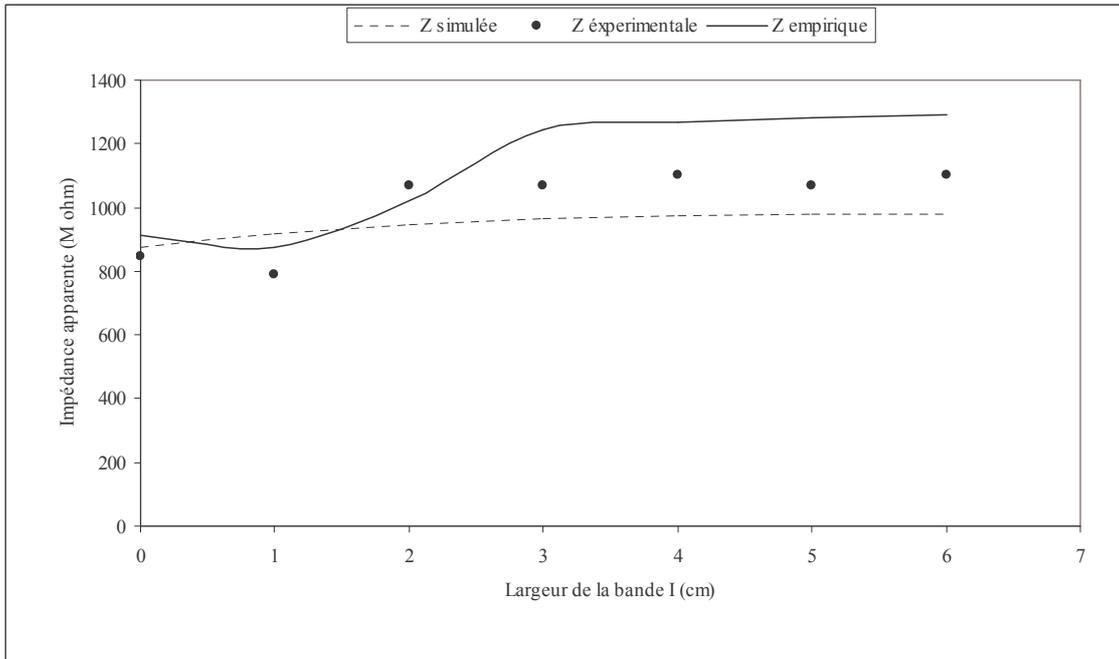


Fig. II.9 : Impédances simulées, expérimentale et empirique du modèle pollué

Pour $0 < a < 2$ cm, l'impédance apparente du système est celle de la bande II, car, la formation d'arcs électriques dans la bande I conduit à une impédance nulle.

A partir de la distance $a=2$ cm l'impédance du système est la somme des deux impédances des bande I et II mises en jeu.

Nous constatons que les impédances expérimentales et celles obtenues par la formule empirique sont proches. Nous pouvons en conclure que, de la même manière que pour la tension de contournement, l'expression empirique appliquée pour une largeur peut être étendue à deux ou plusieurs intervalles d'air.

❖ **Champ électrique et potentiel**

Il nous a paru intéressant de représenter sur l'axe Ox, la répartition du champ et du potentiel en fonction de la distance a, afin d'illustrer les zones à champ maximal.

La figure (II.10) représente la distribution du champ le long de l'axe Ox pour l'ensemble des valeurs de a variant de 0 à 6 cm. Le choix de 1 V a été pris pour chaque configuration.

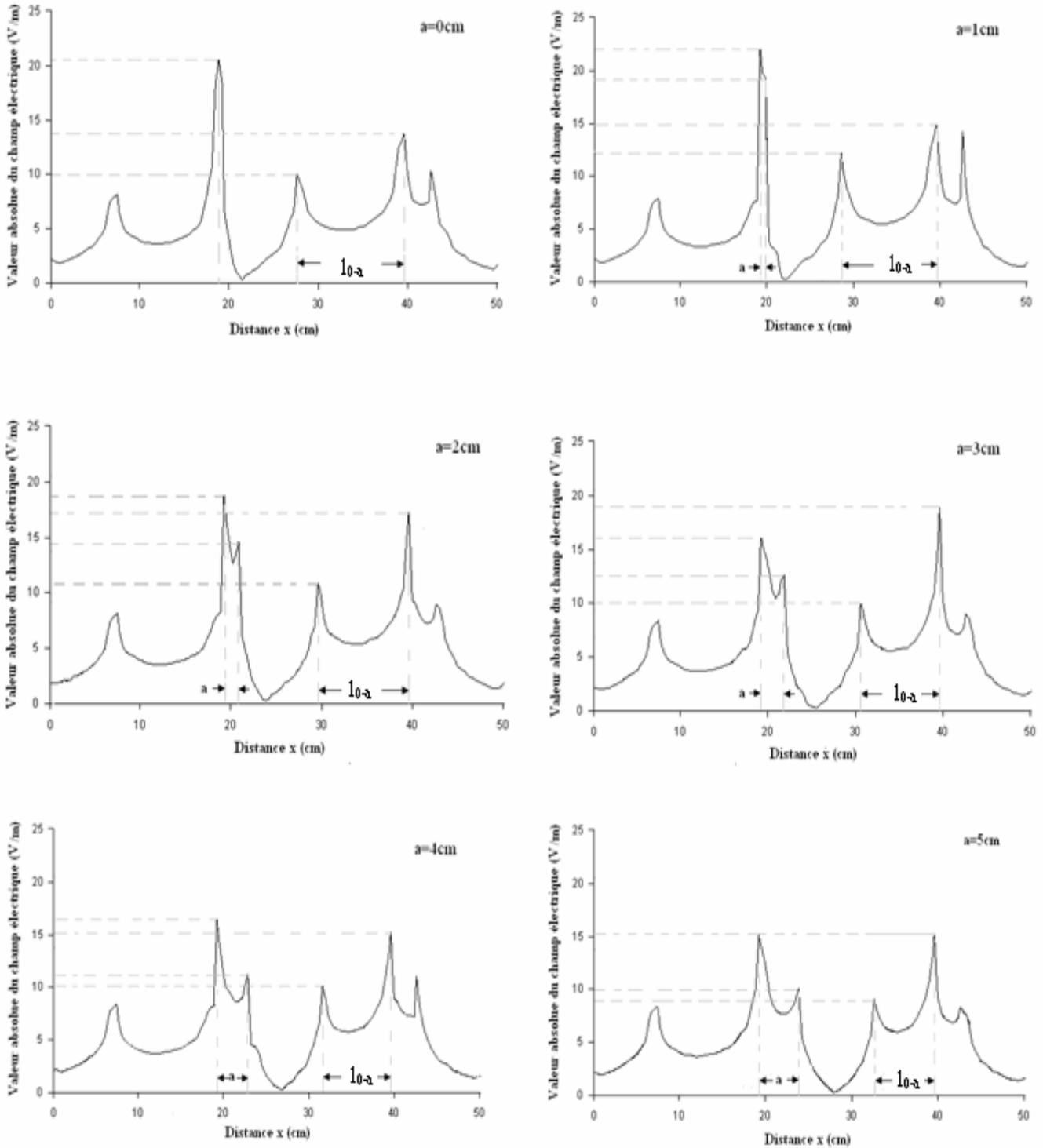


Fig. II.10 : Champ électrique en fonction de la largeur a

Nous voyons bien que le champ est maximal pour $a=1$ cm, ce qui est bien le cas en pratique puisque des arcs électriques ont été observés. Pour confirmer davantage ce résultat, la répartition du potentiel a été illustrée sur la figure (II.11), pour $a=1$ cm.

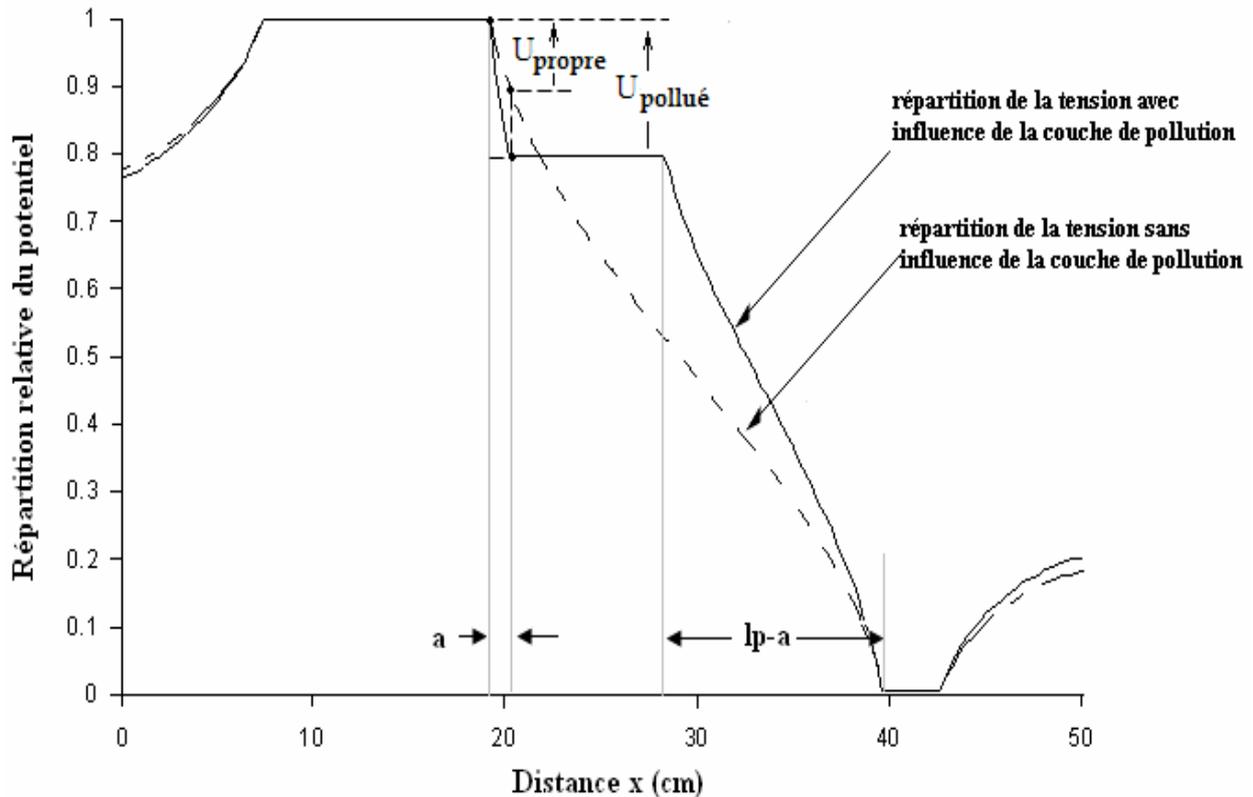


Fig. II.11 : variation de la tension sur la plaque, avec et sans influence de la couche de pollution

La courbe en traits discontinus, représente la répartition de la tension sur la plaque, sans influence de la couche de pollution. Par ailleurs, la courbe en trait plein représente la répartition de la tension avec influence de la couche de pollution.

Nous constatons que la couche de pollution contribue considérablement à l'élévation de la tension 'reportée' sur les zones propres (voir $U_{polluée}$ et U_{propre} pour l'intervalle a).

Ceci vient confirmer encor une fois que la probabilité de contournement de l'intervalle a est la plus grande.

Nous pouvons en conclure que le contournement partiel de cet intervalle, conduisant à un courant maximal, dépend du niveau de tension appliquée ($a < 2$ cm pour les niveaux de tension adoptés pour les essais de courant de fuite).

En d'autres termes, nous pouvons en déduire que, pour des niveaux de tension plus élevés que ceux choisis lors des essais, le contournement partiel pourrait se faire pour des largeurs supérieures à $a=2$ cm : ceci a été effectivement obtenu lors des essais de contournement où les décharges partielles ont été observées pour des valeurs de a comprises entre 2 et 3 cm.

II.5. Conclusion

Si nous considérons qu'un isolateur pollué (1512L dans notre cas) peut être convenablement illustré par un modèle plan, nous pouvons conclure que :

❖ La tension de contournement peut être correctement prédéterminée à partir de l'expression empirique propre à chaque intervalle d'air situé entre les zones conductrices.

❖ Si, la probabilité d'un contournement partiel, sur un intervalle donné, est élevée, seules les parties restantes figurent dans le calcul de la tension de contournement.

❖ Les mêmes remarques peuvent être faites pour le courant apparent : l'expression empirique établie, en tenant compte des décharges partielles, donne de très bons résultats.

❖ Le calcul théorique par simulation coïncide avec les résultats expérimentaux.

❖ La tension reportée sur la plus petite largeur propre (intervalle a), avec et sans pollution, illustre bien les observations expérimentales.

Chapitre III :

*Nouvelles approches
physiques du modèle
plan-plan*

III.1. Introduction

Ce chapitre a pour objectif de généraliser et développer davantage les résultats obtenus au chapitre précédent.

Pour rappels, nous avons établi que, pour des électrodes de dimension donnée, la capacité (ou l'impédance) apparente d'une interface dépend de nombreux paramètres, entre autres :

- * La distance inter électrode d ,
- * L'épaisseur du matériau e .

En analysant de plus près les résultats obtenus, nous tenterons d'effectuer un lien, pour chaque configuration, entre le parcours des lignes de champ et la quantité de charge sur la surface de chaque électrode.

Nous développons ainsi la notion de 'largeur équivalente', qui exprime l'étendue des lignes de champ, associée à la contribution de chaque matériau (air-verre puis air-plexiglas).

Cette méthode, déjà proposée au sein de notre laboratoire [13], sera abordée avec une approche plus complète se basant sur condensateur plan équivalent.

La méthode visant à séparer la contribution de l'air et du matériau dans la capacité apparente globale [15], est également rappelée et appliquée dans le cas qui nous concerne, pour le verre.

Cette méthode nous conduit ainsi à établir une épaisseur seuil du matériau, où les capacités des deux milieux (le verre et l'air) deviennent égales : l'épaisseur seuil dépend surtout de la nature du diélectrique (verre) et de la distance inter électrodes.

Notons que l'influence du sol n'a pas été prise en considération : nous obtenons ainsi une accumulation de charge symétrique sur chaque électrode. Seuls les deux paramètres, distance d et épaisseur e ont été examinés.

III.2. Approche physique proposée : Condensateur plan équivalent

Nous nous proposons, dans un premier temps, d'examiner attentivement le lien qui existe entre la capacité apparente d'un système à deux conducteurs identiques, et la charge superficielle totale accumulée sur chacun d'entre eux.

S'il est établi que la valeur d'une capacité s'obtient moyennant une simple division de la charge totale accumulée par la différence du potentiel imposée aux électrodes, il n'en demeure pas moins que, d'une manière générale, le parcours complexe des lignes de champ et le milieu qu'elles traversent imposent la quantité et la répartition de la charge sur la surface de chaque conducteur.

Néanmoins, seule la quantité totale de la charge accumulée nous renseigne sur la capacité apparente, et ce, quelle que soit la répartition de cette même charge.

Pourtant, si nous devons analyser l'évolution de la capacité d'un conducteur, en tenant compte de tous les paramètres électro géométriques inhérents à la présence d'un ou plusieurs conducteurs voisins, celle-ci nécessiterait l'exécution de calculs extrêmement complexes.

Heureusement, certains problèmes peuvent être ramenés à une représentation bidimensionnelle, lorsque la longueur des conducteurs peut être considérée comme très grande devant les dimensions du système. Ceci conduit à un calcul de champ dans un plan, et, la capacité qui en résulte peut être établie par unité de longueur, en F/m ou, d'une manière plus pragmatique, en pF/m dans le cas des isolateurs classiques, et pour des distances inter électrodes de quelques dizaines de centimètres.

C'est dans ce contexte, que nous nous proposons de considérer l'évolution de la capacité d'un conducteur de forme quelconque, situé à une distance d d'un conducteur identique.

Pour nous ramener à un système à deux dimensions, nous considérons deux conducteurs A et B, dont la longueur D est infiniment grande devant d (Figure III.1.a).

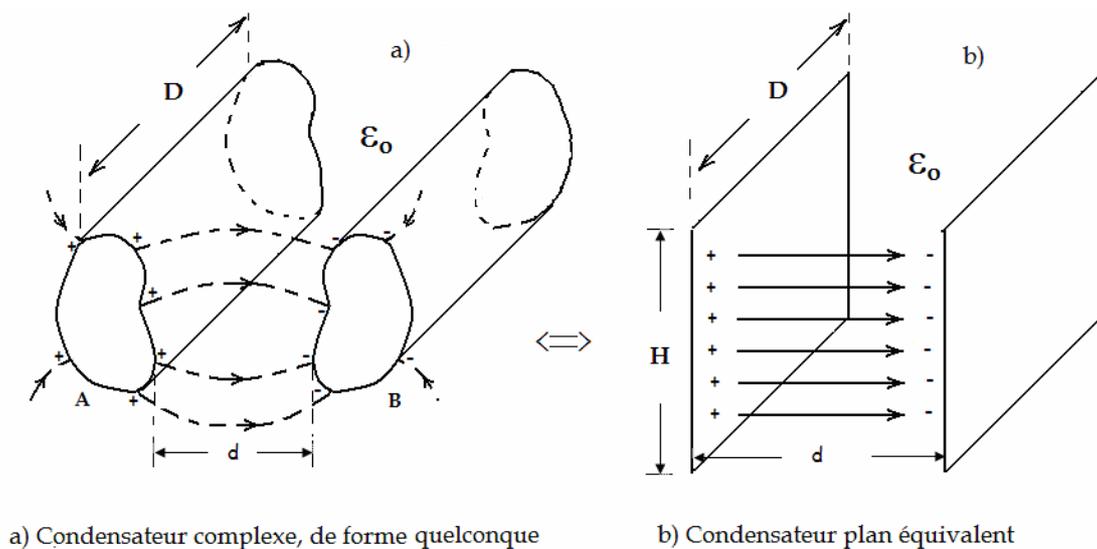


Fig. III.1 : Condensateur plan équivalent

Nous supposons, dans un premier temps, que ces conducteurs sont plongés dans un milieu homogène de permittivité ϵ_0 (air), et possèdent les mêmes dimensions lorsque nous effectuons une coupe transversale.

Puisque le système ainsi étudié est inchangé selon la longueur D , il se réduit de ce fait à un problème bidimensionnel.

Par ailleurs, à partir du moment où seule la quantité totale de charge Q impose la valeur de la capacité apparente, nous pouvons envisager une correspondance avec un

condensateur plan équivalent, de longueur D , portant la même charge Q et dont les armatures sont aussi distantes de d .

Seul le facteur H , exprimant la largeur du condensateur plan équivalent varie en fonction des paramètres géométriques de l'ensemble du système (Figure III.1.b): il s'agit donc d'un paramètre fondamental qu'il convient d'examiner de plus près.

Il faut souligner que, si nous avons affaire à un condensateur plan, le champ est uniforme et le facteur H reste constant quand nous varions la distance d , et est égal à la largeur réelle du condensateur. Dans le cas d'un système à champ non uniforme, le facteur H est, pour une paire de conducteurs de dimensions données, une fonction de la distance d .

Nous pouvons pousser plus loin le raisonnement précédent, en considérant le milieu non homogène : nous pouvons établir ainsi un facteur supplémentaire, lié à l'ensemble des n milieux en présence.

En effet, si nous considérons le condensateur plan équivalent, possédant les mêmes paramètres D , d et Q , l'expression de la capacité de celui-ci s'écrit comme suit :

$$C_{\text{plan}} = \epsilon_0 \frac{(\epsilon_{\text{re}} H)_{\text{équi}} D}{d} \quad (\text{III.1})$$

Nous pouvons établir alors un nouveau facteur K , qui dépend également de la distance d et de la permittivité équivalente :

$$\epsilon_{\text{re}} = \epsilon_{\text{re}} (\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}, \dots, \epsilon_{rn}) \quad (\text{III.2})$$

$$K = K(d) = (\epsilon_{\text{re}} H)_{\text{équi}} \quad (\text{III.3})$$

Ce facteur rend compte, à la fois, de l'étendue des lignes de champ (largeur H), et de la contribution relative de chaque diélectrique en présence ϵ_{ri} , $i=1$ à n (n est le nombre de milieux mis en jeu).

Comme l'unité de K est le mètre, nous désignerons K comme étant la largeur équivalente du condensateur.

Ce facteur présente l'avantage de permettre une vision globale des lignes de champ dans l'espace pour des systèmes à champ non uniforme.

Il permet ainsi de ramener une vision complexe, à sa forme la plus simple, illustrée par un condensateur plan, moyennant une simple transformation utilisant par le facteur K .

Par exemple, si nous supposons connue la capacité apparente C (ou l'impédance $Z = \frac{1}{C\omega}$) à champ non uniforme, nous pouvons établir un facteur $K(d)$, exprimant la non uniformité qui s'exprime alors comme suivant :

$$K(d) = (\epsilon_r H)_{\text{équi}} = \frac{C \cdot d}{\epsilon_0 D} = \frac{d}{Z\omega\epsilon_0 D} \quad (\text{III.4})$$

Celui-ci exprime, pour une configuration donnée, l'étendue des lignes de champs et leur progression en fonction de la distance inter électrodes d .

A l'inverse, si le facteur $K(d)$ est connu, nous pouvons déterminer la capacité en fonction de la distance et par unité de longueur :

$$C = \epsilon_0 \frac{K(d)}{d} \quad (\text{III.5})$$

A titre d'exemple, prenons une ligne bifilaire, plongée dans un milieu unique (l'air). Le système ainsi défini conduit à une augmentation de l'étendue des lignes de champ avec la distance inter électrodes d , c'est-à-dire à une croissance de la largeur équivalente H . Il s'agit donc d'un système à répartition du champ non uniforme (figure III.2).

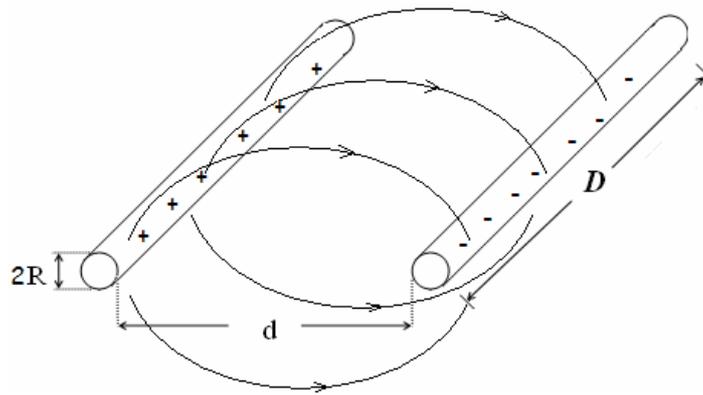


Fig. III.2 : Ligne bifilaire

Compte tenu de l'expression théorique de la capacité d'une ligne bifilaire :

$$C = \frac{\epsilon_0 \pi D}{\ln \frac{d+2R}{R}} \approx \frac{\epsilon_0 \pi D}{\ln \frac{d}{R}}, \quad R \ll d \quad (\text{III.6})$$

Si, nous ramenons l'expression précédente au condensateur plan équivalent (Figure III.3), nous pouvons établir $K(d)$ en fonction de la distance inter électrodes :

$$K(d) = \frac{\pi \cdot d}{\ln \frac{d}{R}} \quad (\text{III.7})$$

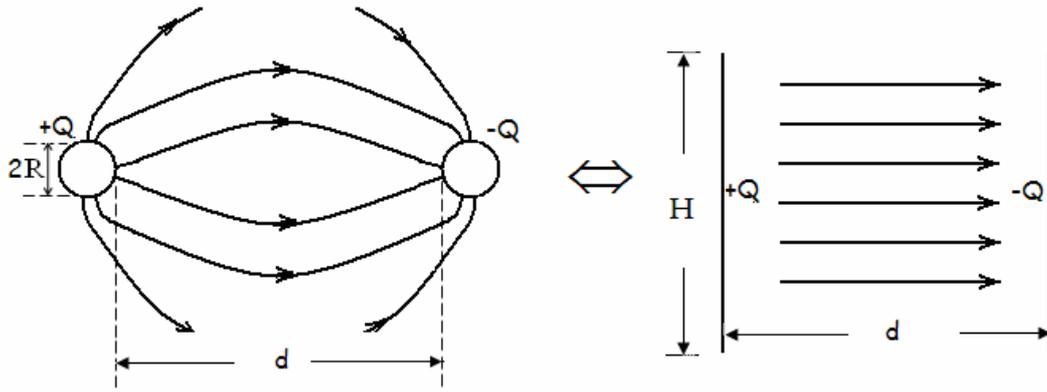


Fig. III.3 : Condensateur plan équivalent à celui d'une ligne bifilaire

Par exemple, pour un rayon $R=0,5$ cm et une longueur de la ligne $D=1$ m, les variations de la capacité par unité de longueur C et de la largeur équivalente K sont représentées sur la figure (III.4) pour des variations de d allant de 0 à 45 cm.

Nous constatons la croissance régulière de K en fonction de la distance inter électrodes.

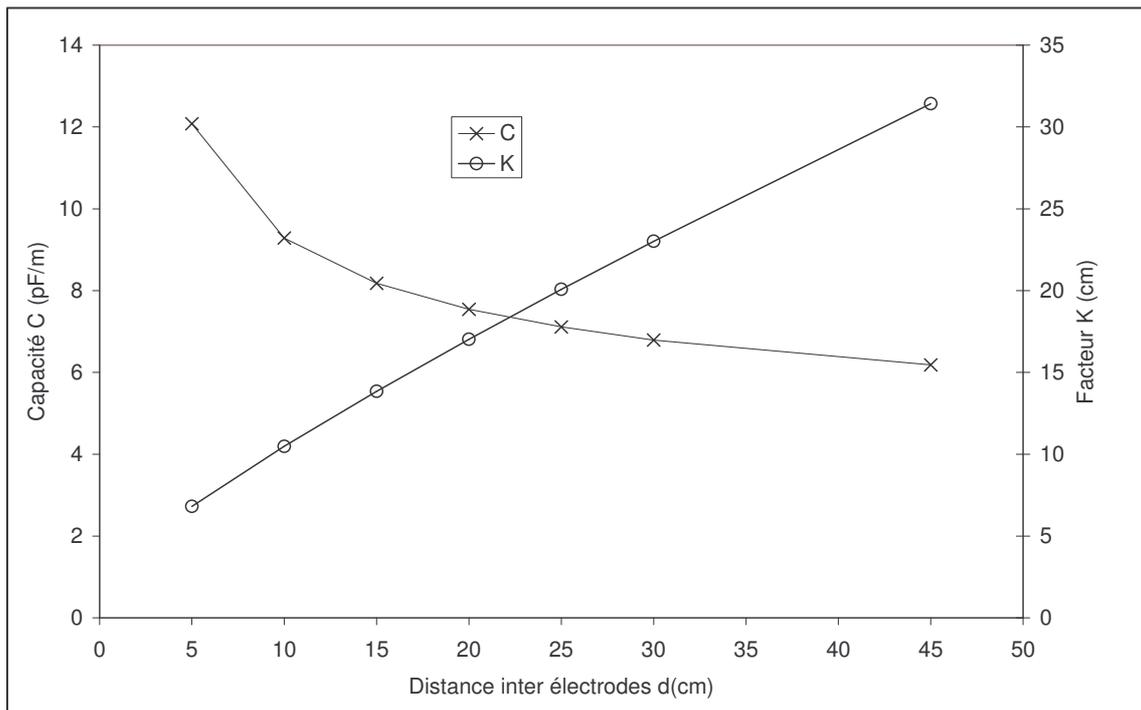


Fig. III.4 : Facteur K et capacité du système en fonction de la distance inter électrodes (ligne bifilaire)

Cela signifie que les lignes de champ se répandent de manière beaucoup plus large quand la distance inter électrodes d augmente.

Le condensateur plan équivalent possède donc une largeur équivalente K qui augmente avec d : il en résulte une capacité qui diminue très modérément avec la distance d et une allure quasi logarithmique de l'impédance $Z = \frac{1}{C\omega}$ (Figure III.5).

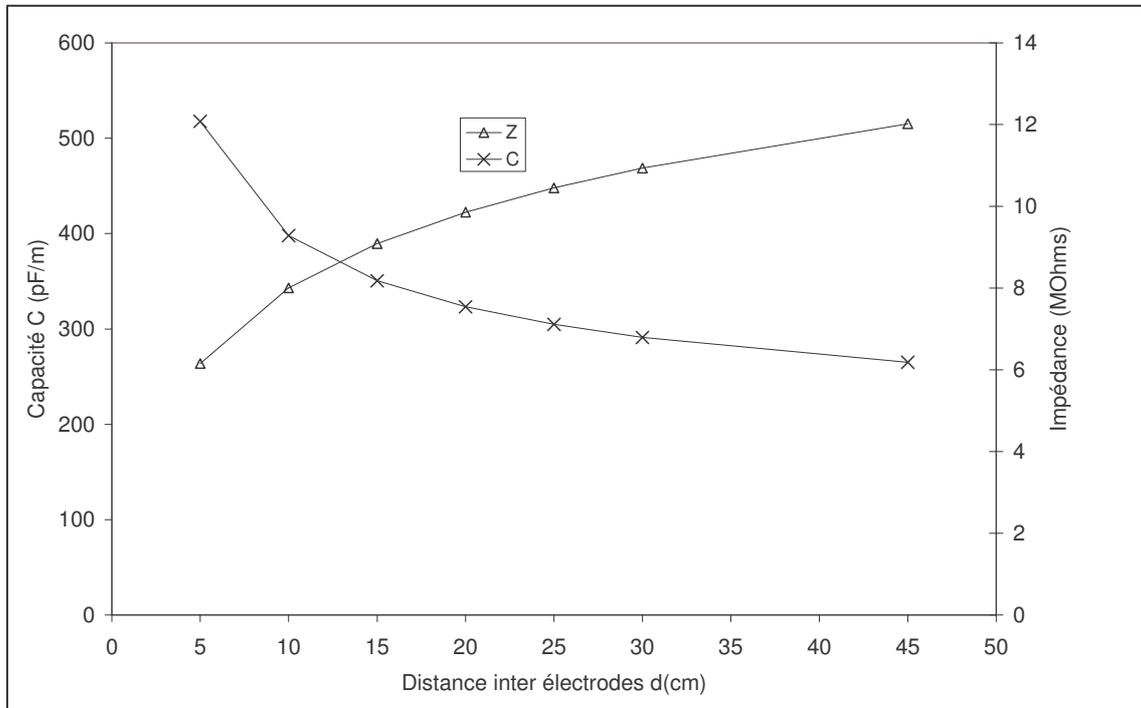


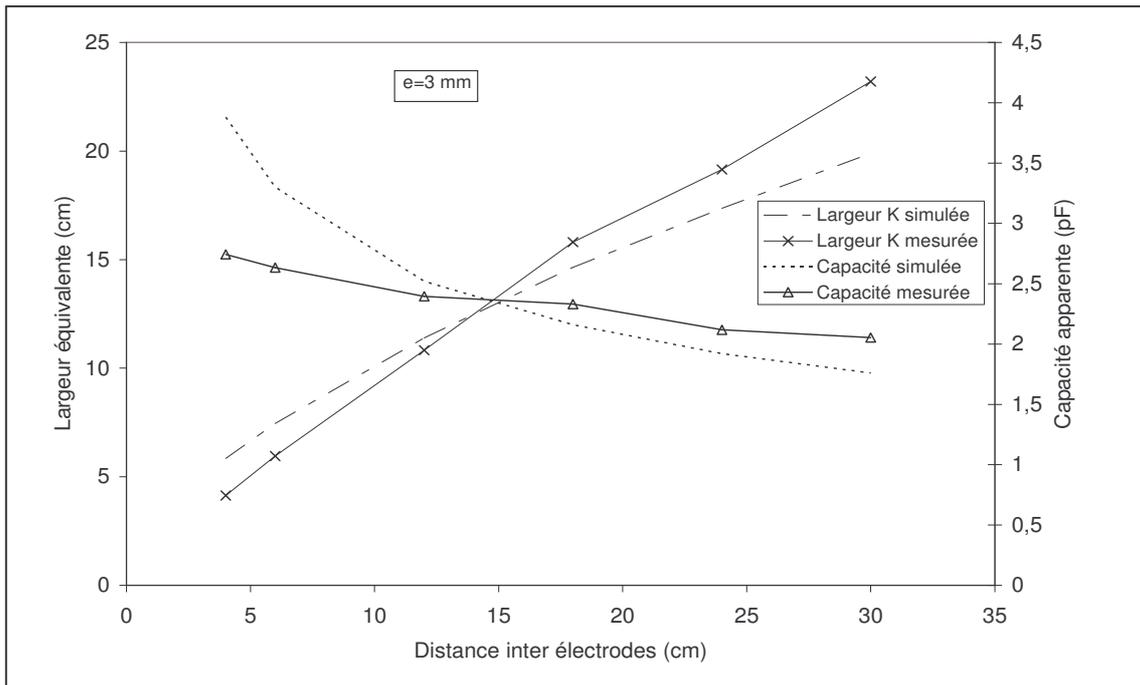
Fig. III.5: Impédance et capacité apparentes en fonction de la distance inter électrodes (ligne bifilaire)

Si, nous analysons de près l'allure de ces caractéristiques, nous constatons qu'elles sont similaires à celles établies pour notre modèle expérimental.

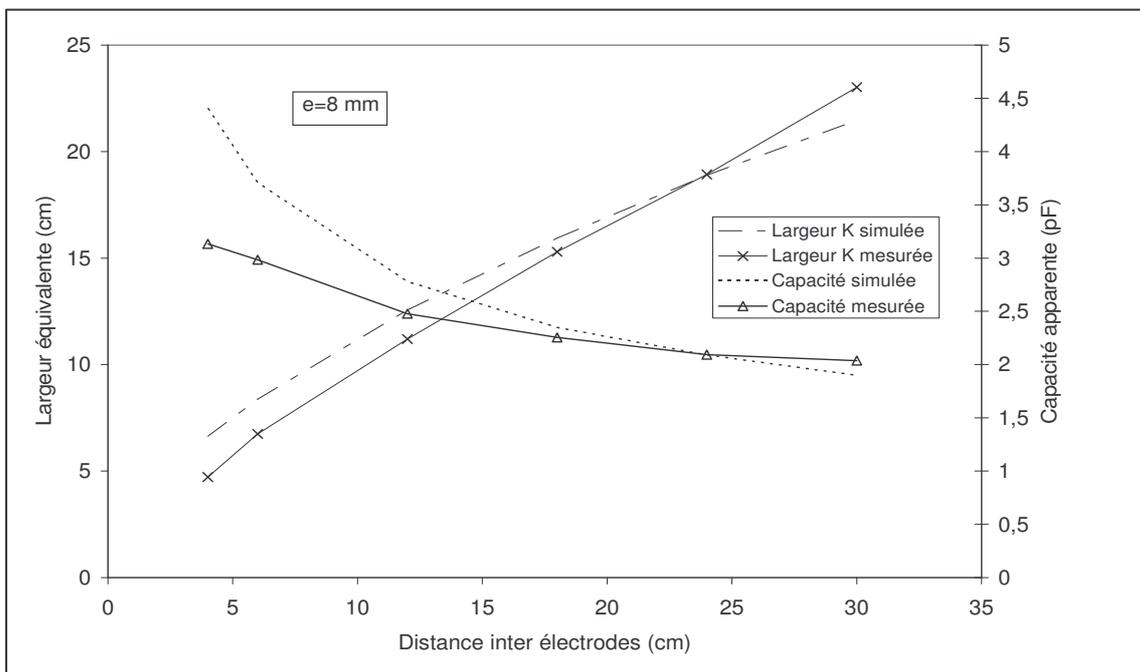
C'est pourquoi, dans un souci de développer et compléter le raisonnement précédent, le facteur de la largeur équivalente $K(d)$ expérimental a été établi.

Les caractéristiques présentées sur les figures (III.6) et (III.7) permettent de comparer les résultats expérimentaux et simulés, dans les deux matériaux : verre et plexiglas.

Nous notons une assez bonne concordance entre les deux approches, notamment dans le cas du verre. Ceci montre que l'approche physique par équivalence est cohérente et donne des résultats tout à fait satisfaisants.

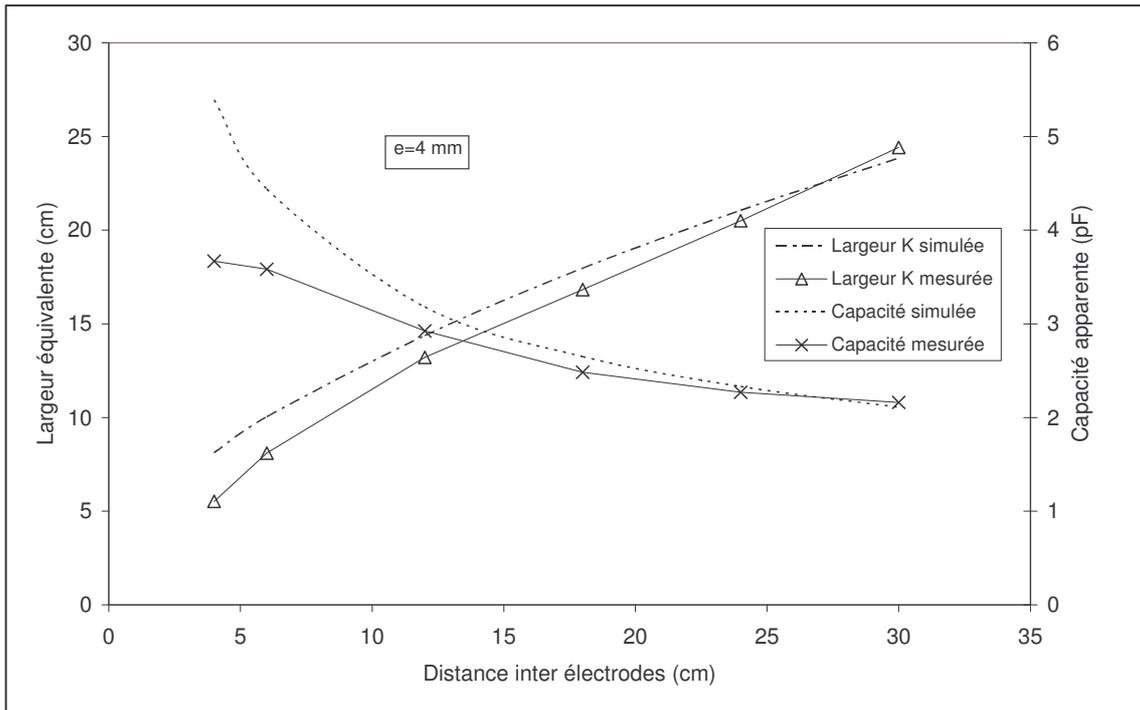


(a): épaisseur de 3 cm

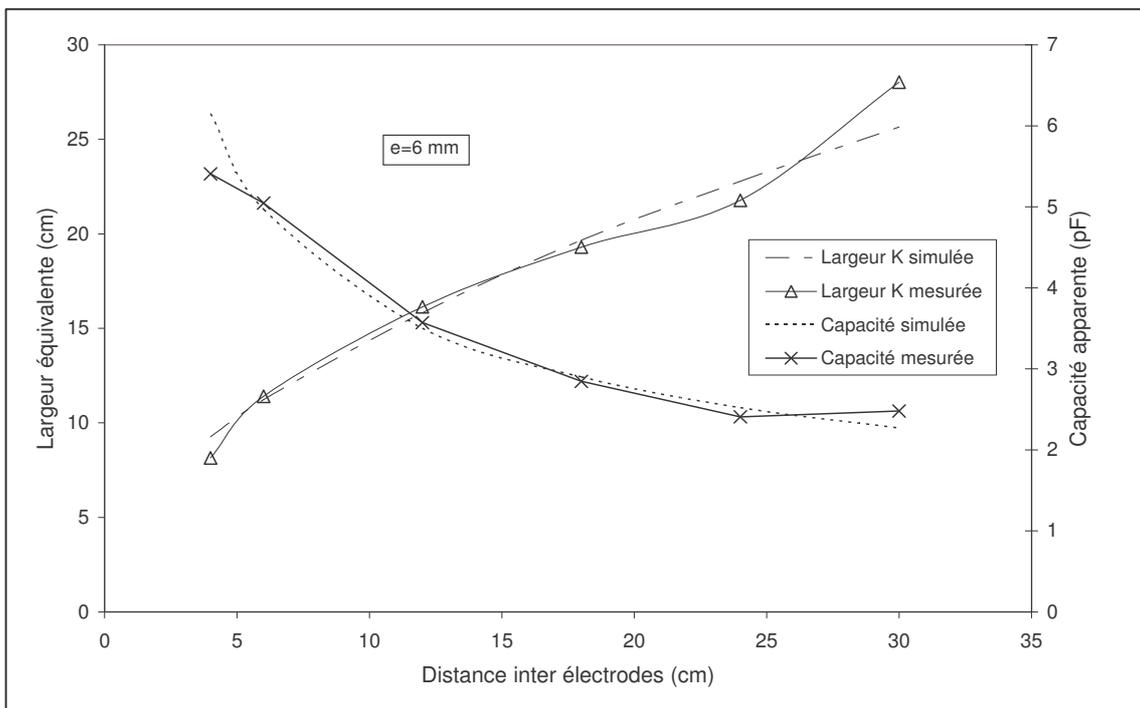


(b): épaisseur de 8 cm

Fig. III.6: Capacité apparente et largeur équivalente, simulées et mesurées en fonction de la distance inter électrodes, cas du plexiglas



(a): épaisseur de 4 cm



(b): épaisseur de 6 cm

Fig. III.7: Capacité apparente et largeur équivalente, simulées et mesurées en fonction de la distance inter électrodes, cas du verre

III.3. Influence de la distance inter électrodes d et de l'épaisseur e : capacité apparente et charges induites

Afin de généraliser les résultats expérimentaux, nous nous proposons de faire varier, par simulation:

- * La distance inter électrodes,
- * L'épaisseur du matériau.

Nous avons donc choisi, arbitrairement, et à des fins de généralisation une largeur L de la plaque de verre égale à 1 m. La longueur D des électrodes est fixée à 50 cm.

Les électrodes choisies possèdent une largeur a de 10 cm. Aussi, pour une tension appliquée de 1 volt, nous nous proposons d'illustrer, sur les deux interfaces, la composante normale de l'induction électrique.

Celle-ci illustre la répartition de la charge sur les conducteurs.

III.3.1 Influence de la distance inter électrodes d : largeur équivalente K

Pour une plaque de verre d'épaisseur 10 cm, nous présentons la répartition des charges sur les deux surfaces interne et externe des électrodes, pour différentes distances inter électrodes d (4, 12 et 20 cm) (Figure III.8)

Les charges sont concentrées principalement sur les extrémités intérieures des électrodes : il s'agit de l'effet de proximité entre les deux conducteurs.

Pour une épaisseur donnée, la charge n'augmente pas dans les mêmes proportions que l'inverse de la distance d .

Aussi, l'impédance associée, lorsque nous éloignons les deux conducteurs, prend une allure quasi logarithmique (Figure III.9). Ceci est toujours observé lors de l'expérimentation.

Nous pouvons illustrer ce résultat en proposant une représentation symbolique des lignes de champ pour deux distances différentes.

Etant donné que les surfaces équipotentielles sont perpendiculaires aux lignes de champ, leur forme dépend principalement de la distance d .

Ainsi, en augmentant la distance inter électrodes, les lignes de champ s'élargissent, pour rejoindre l'autre électrode (Figure III.10).

Dans ces conditions la largeur équivalente est toujours plus élevée lorsque nous éloignons les électrodes.

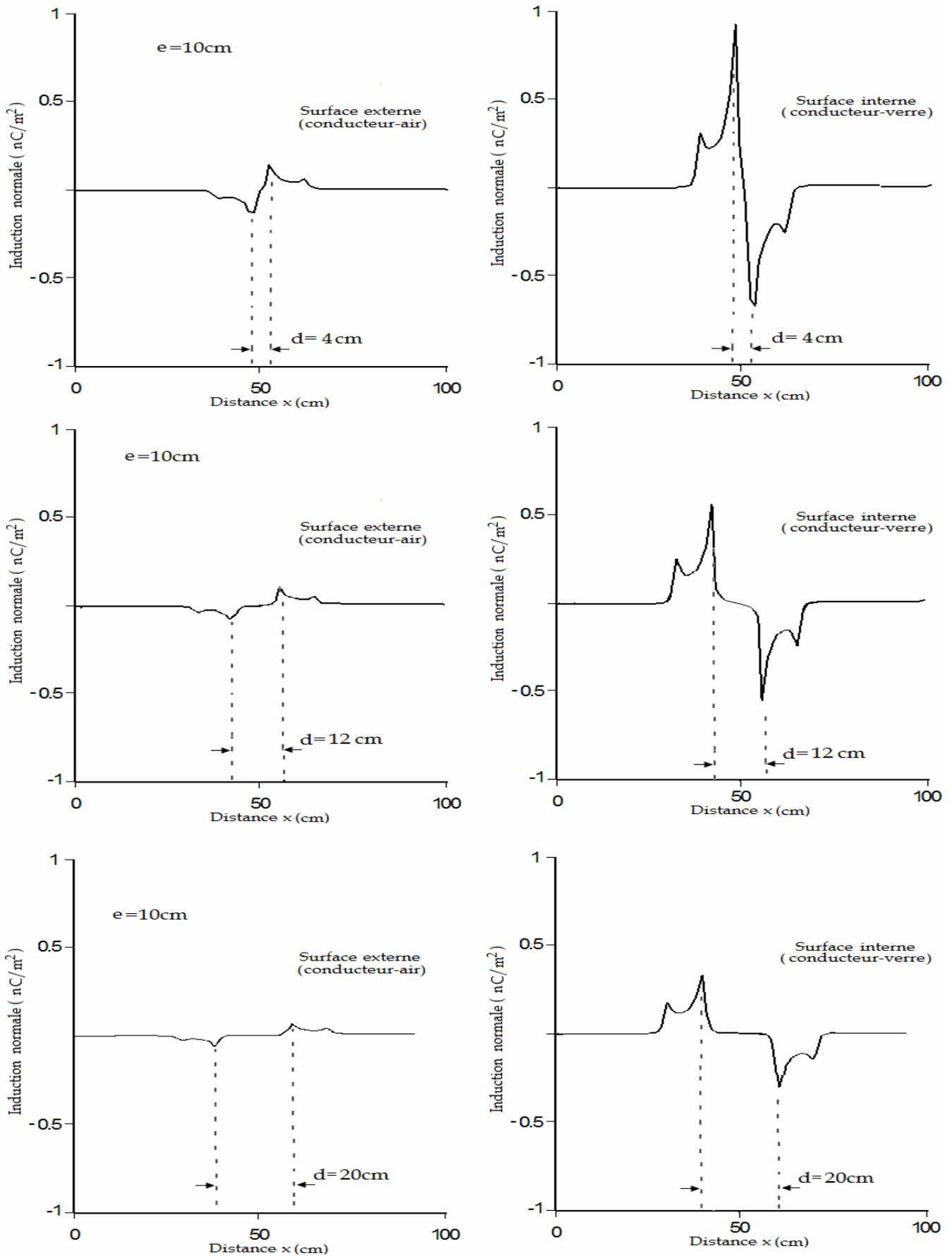


Fig. III.8: Composante normale de l'induction sur les surfaces interne et externe des électrodes en fonction de la distance inter électrodes

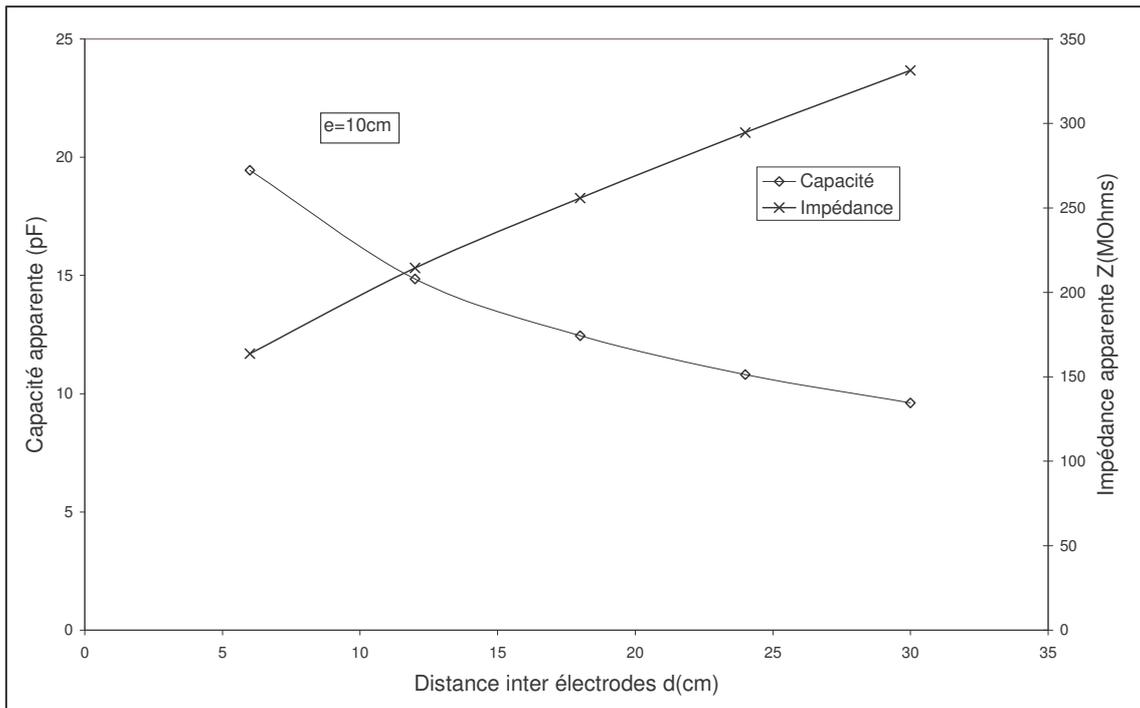


Fig. III.9 : Capacité et impédance apparente simulées en fonction de la distance inter électrodes pour une épaisseur de 10 cm.

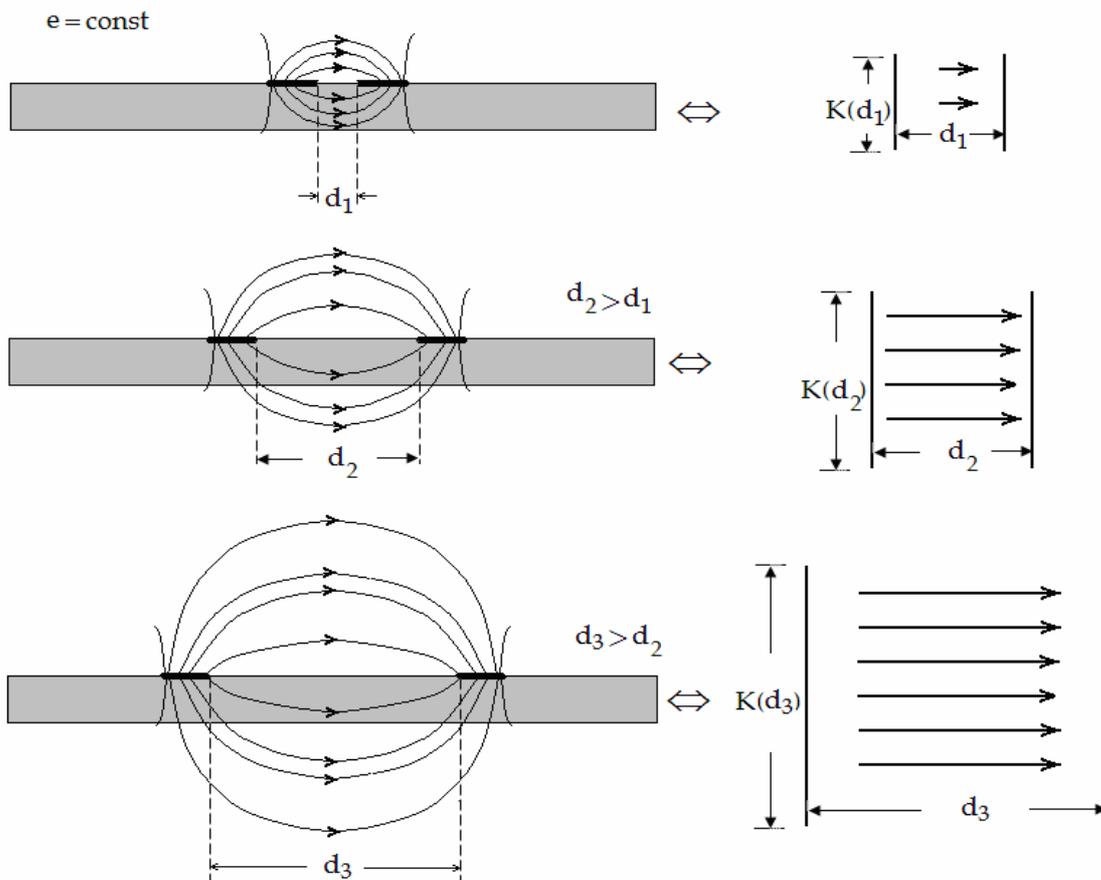


Fig. III.10: Forme approximative des lignes du champ électrique, sans tenir compte de la réfraction lors du changement du milieu air-verre ($e = \text{const}$, d variable)

III.3.2. Influence de l'épaisseur

Afin d'évaluer le degré d'influence de l'épaisseur sur les charges induites et sur la capacité apparente, nous présentons, pour une distance inter électrodes constante de 40cm, la répartition des charges sur les deux surfaces interne et externe des électrodes, pour différentes épaisseurs de verre e (0.2, 1, 3 cm) (Figure III.11).

Nous observons que les charges accumulées sur la surface interne sont toujours plus importantes que sur la surface externe, sauf pour la très faible épaisseur (0,2 cm) où la répartition est à peu près identique.

En effet, le conducteur est placé entre deux diélectriques différents (air-verre) : la surface du conducteur placée en contact avec le diélectrique à permittivité élevée (verre) verra une accumulation de charge encore plus importante (l'induction électrique y est plus élevée) : cette accumulation de charge dépend de l'épaisseur du verre.

Nous notons que l'épaisseur la plus élevée (3 cm) est accompagnée d'une accumulation de charge quasi maximale sur la surface interne (rapport des charges proche de la permittivité relative ϵ_r) : il s'agit d'une situation où une grande partie des lignes de champ qui partent de la surface interne d'une des électrodes ne traversent plus qu'un seul milieu : le verre.

A noter que les charges accumulées sur la surface externe sont constantes et ne dépendent pratiquement pas de l'épaisseur : seules les charges sur la surface internes participent donc à la croissance de la capacité en fonction de l'épaisseur.

Dans ces conditions, nous pouvons s'attendre, à une stabilisation de la valeur de la capacité, à partir d'une épaisseur limite e_ℓ : cette épaisseur dépendrait principalement de la distance inter électrode, et de la nature du matériau.

Nous pouvons illustrer ce constat en traçant, pour deux distances inter électrodes (6 et 30 cm), les capacités et impédances associées. L'allure de ces deux caractéristiques (Figure III.12.a et III.12.b) montre que pour une faible distance inter électrodes, une croissance rapide de la capacité apparente est observée, suivie d'une stabilisation attendue pour une épaisseur d'environ 6 cm.

Pour des distances plus élevées, l'influence de l'épaisseur est moins prononcée, et la caractéristique présente une pente bien plus douce, avec une stabilisation également à une épaisseur plus élevée.

Cependant, comme la croissance est beaucoup moins prononcée, nous pouvons s'attendre que pour les grandes distances inter électrodes, l'influence de l'épaisseur n'est pas aussi importante que pour les faibles distances. Ceci concorde parfaitement avec les résultats expérimentaux où, pour les grandes distances inter électrodes, les courants apparents mesurés pour les deux épaisseurs sont quasiment confondus (Figure I.21 pour le verre et I.27 pour le plexiglas).

Au contraire, pour les faibles distances inter électrodes, l'influence de l'épaisseur (Figure I.18 pour le verre et I.23 pour le plexiglas) est avérée.

Ainsi, pour les faibles valeurs de la distance inter électrodes, la croissance est plus rapide et la stabilisation plus précoce. Les électrodes étant plus rapprochées, les lignes de champ partant d'une électrode passent surtout par le matériau, nous arrivons donc rapidement à une stabilisation de la capacité.

La figure (III.13) schématise les lignes de champ (sans tenir compte de la réfraction), pour une distance inter électrode donnée, et leur parcours lorsque nous augmentons l'épaisseur du matériau. L'épaisseur limite est atteinte lorsque alors celle-ci correspond à une accumulation de charge maximale sur les électrodes.

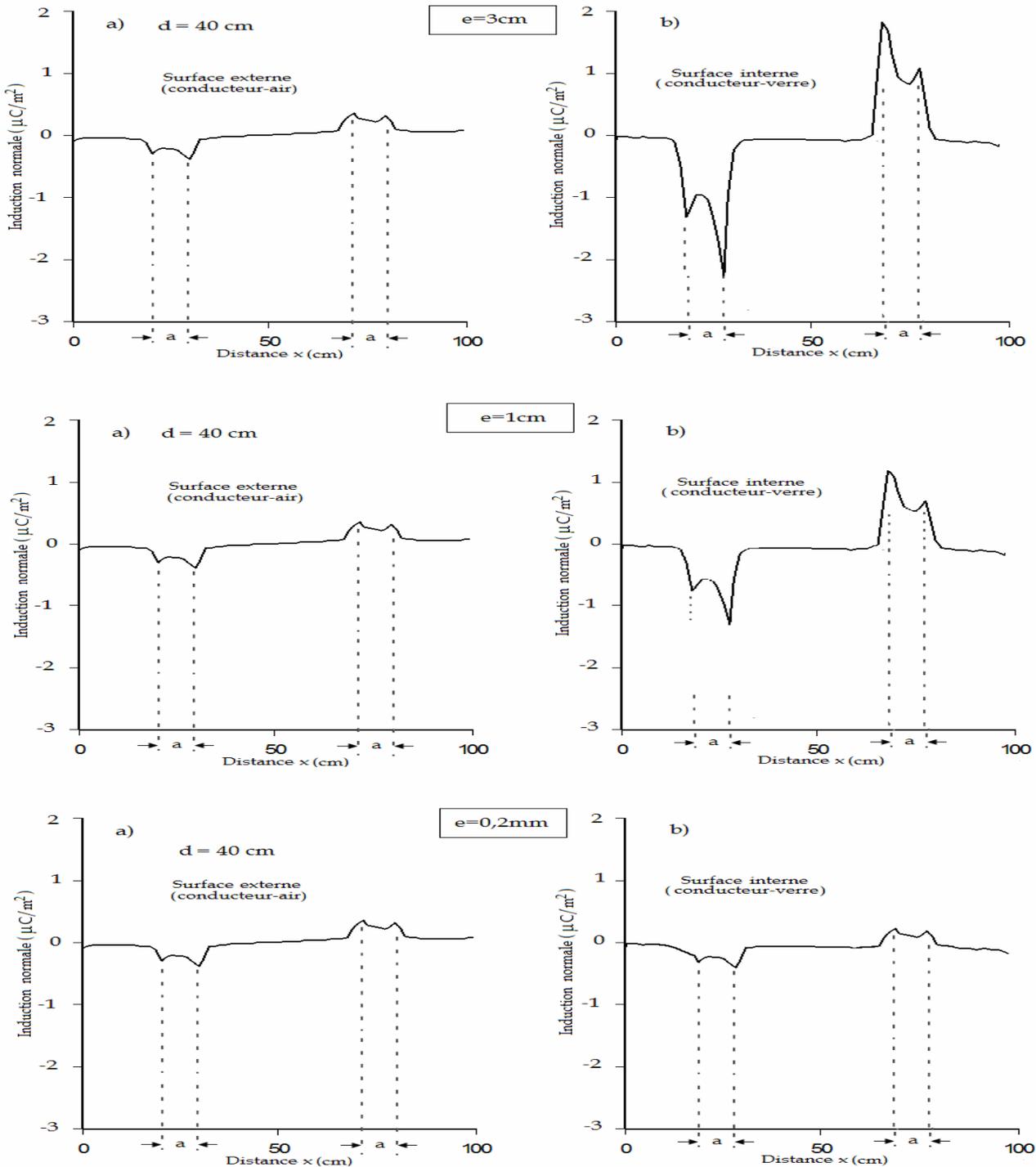
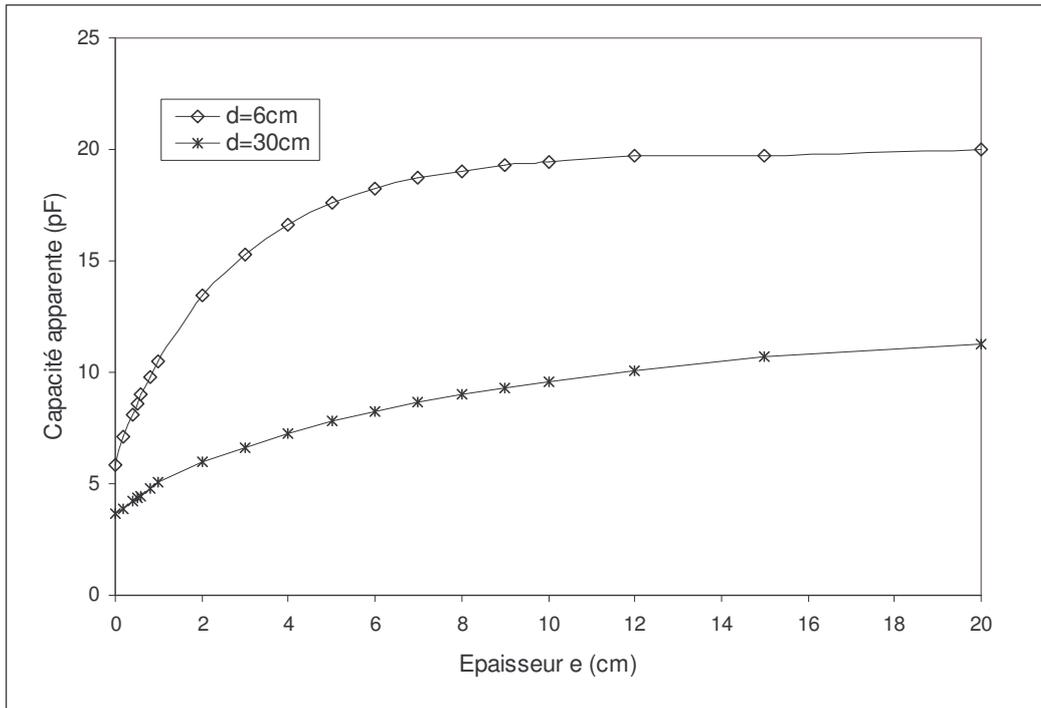
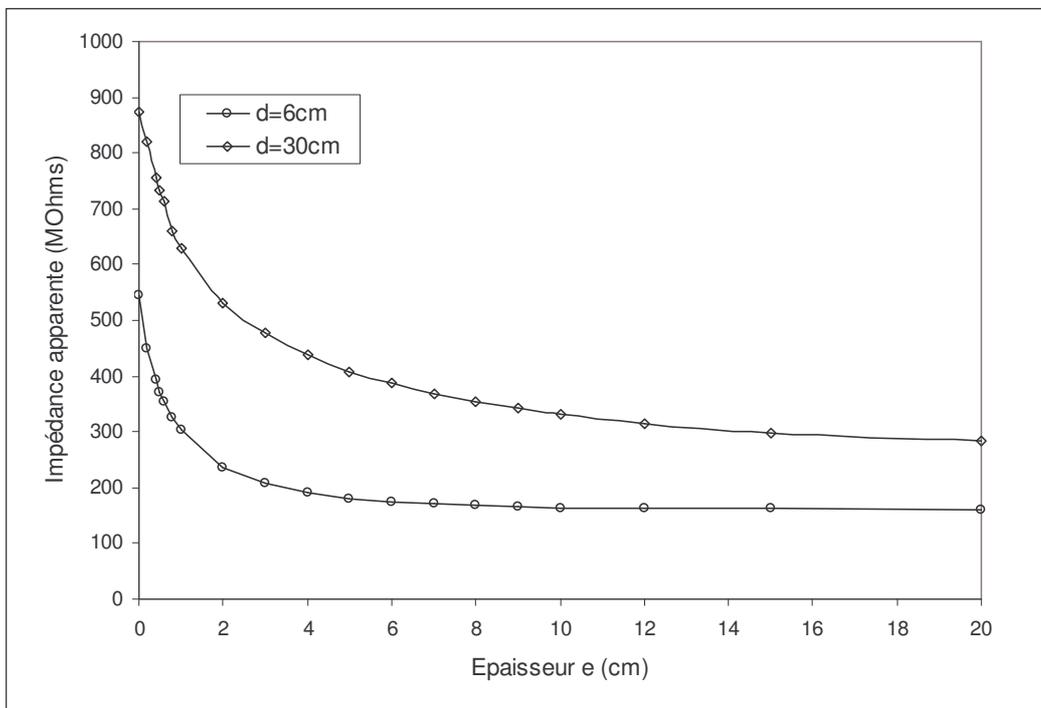


Fig. III.11: Composante normale de l'induction sur les surfaces interne et externe des électrodes en fonction de l'épaisseur



(a): Capacité apparente



(b): Impédance apparente

Fig. III.12 : Impédance et capacité apparentes en fonction de l'épaisseur, pour $d=6$ et 30 cm

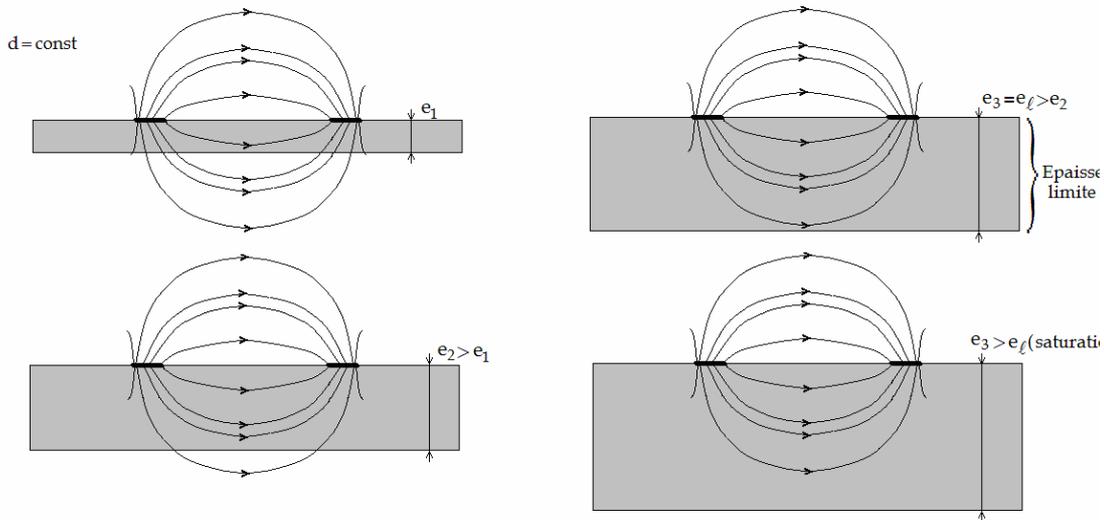


Fig. III.13 : Forme approximative des lignes du champ électrique, sans tenir compte de la réfraction lors du changement du milieu air-verre ($d=\text{const}$, e variable)

III.4. Contribution séparée de l'air et du verre sur la capacité globale

A partir du moment où chaque diélectrique contribue, en fonction de ses proportions et de la valeur de sa permittivité, à une répartition bien précise de la charge sur les surfaces interne et externe du conducteur, une méthode de séparation des capacités est appliquée.

Celle méthode permet d'évaluer le degré d'influence du matériau utilisé par rapport à l'air dans la valeur de la capacité apparente. Il s'agit alors de décomposer celle-ci en deux capacités : la première liée à l'air C_a et la seconde liée au verre C_v .

L'idée est donc de considérer que le modèle est soumis à la superposition de deux états complémentaires : celui lié au matériau et celui lié à l'air.

Une première étape consiste à déterminer la capacité globale apparente C puis, une deuxième consiste à isoler le matériau (verre). Etant donné celui-ci se présente comme un contour fermé, le calcul de C_v est exécuté par simulation sans difficulté.

Pour déterminer la contribution de l'air, il nous suffit d'opérer une simple soustraction :

$$C_a = C - C_v \text{ (ou } C_p) \tag{III.8}$$

Nous pouvons donc finalement observer l'évolution de la capacité apparente C , celle du verre C_v et de celle de l'air C_a séparément en fonction de l'épaisseur du matériau et pour plusieurs distances inter électrodes (Figure III.14 à III.16).

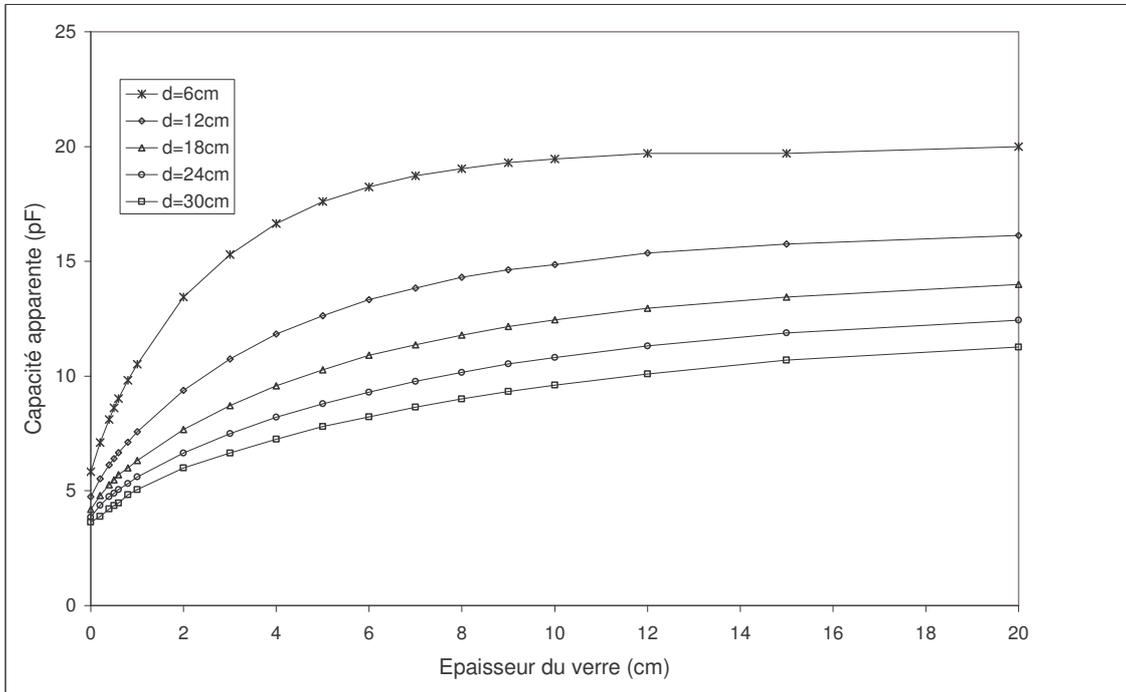


Fig. III.14 : Capacité apparente en fonction de l'épaisseur du verre

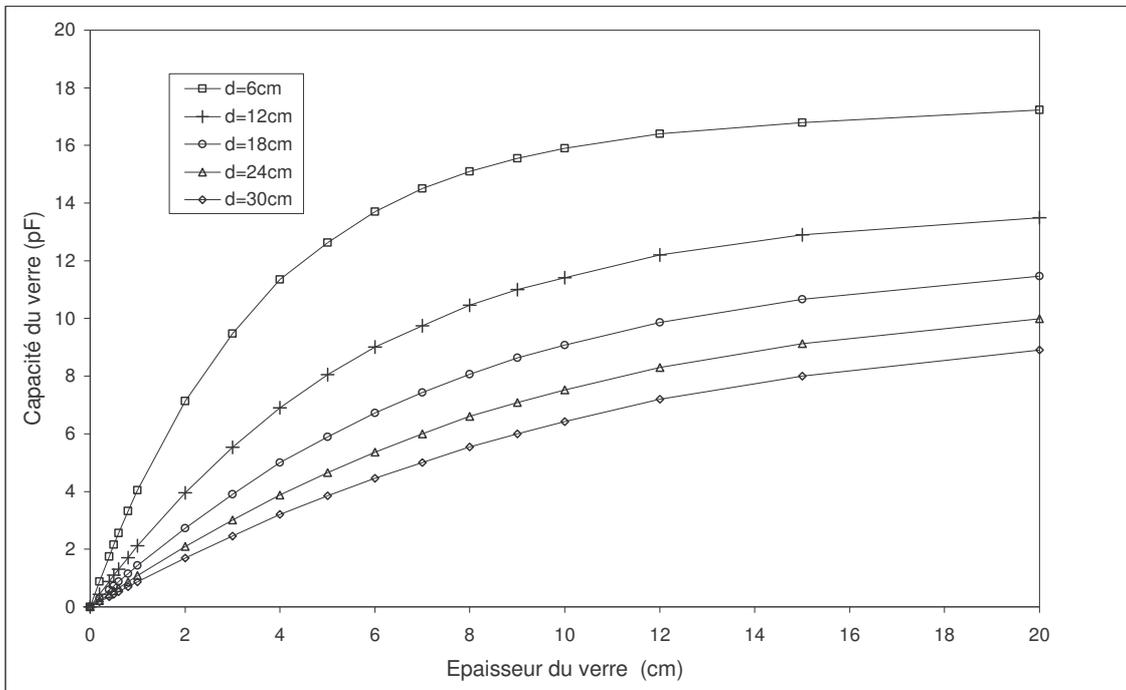


Fig. III.15 : Capacité du verre en fonction de l'épaisseur du verre

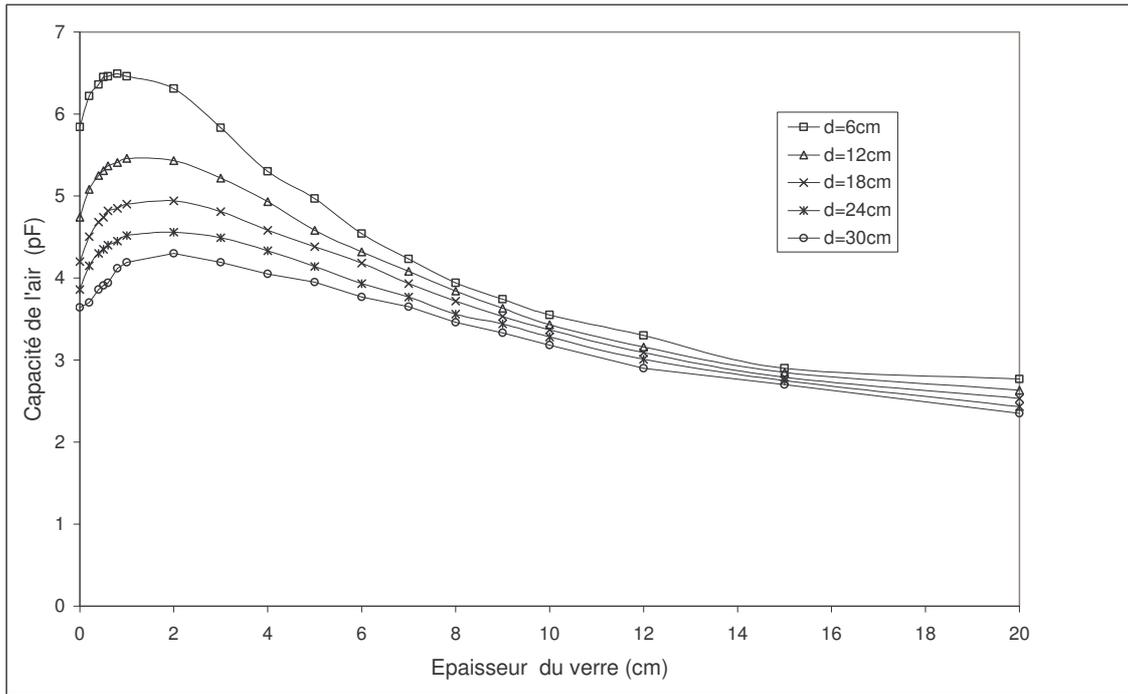


Fig. III.16 : Capacité de l'air en fonction de l'épaisseur du verre

Nous constatons que les caractéristiques C et C_v en fonction de l'épaisseur sont croissantes et présentent la même allure. Après une légère croissance, puis un maximum situé dans la majorité des cas autour de 1cm, les caractéristiques C_a deviennent faiblement décroissantes. Pour les faibles valeurs de l'épaisseur, c'est la capacité de l'air C_a qui prévaut, et nous pouvons même établir une épaisseur seuil remarquable e_s pour laquelle les deux capacités sont égales (Figure III.17 à III.19).

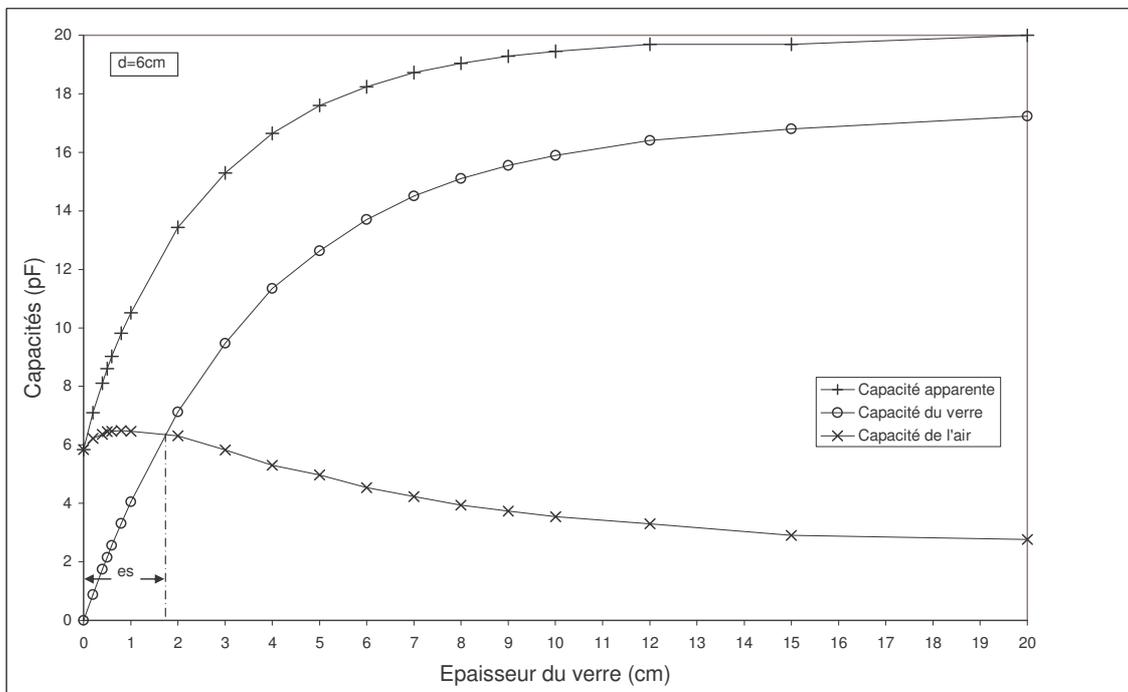


Fig. III.17 : Capacités en fonction de l'épaisseur du verre pour d=6 cm

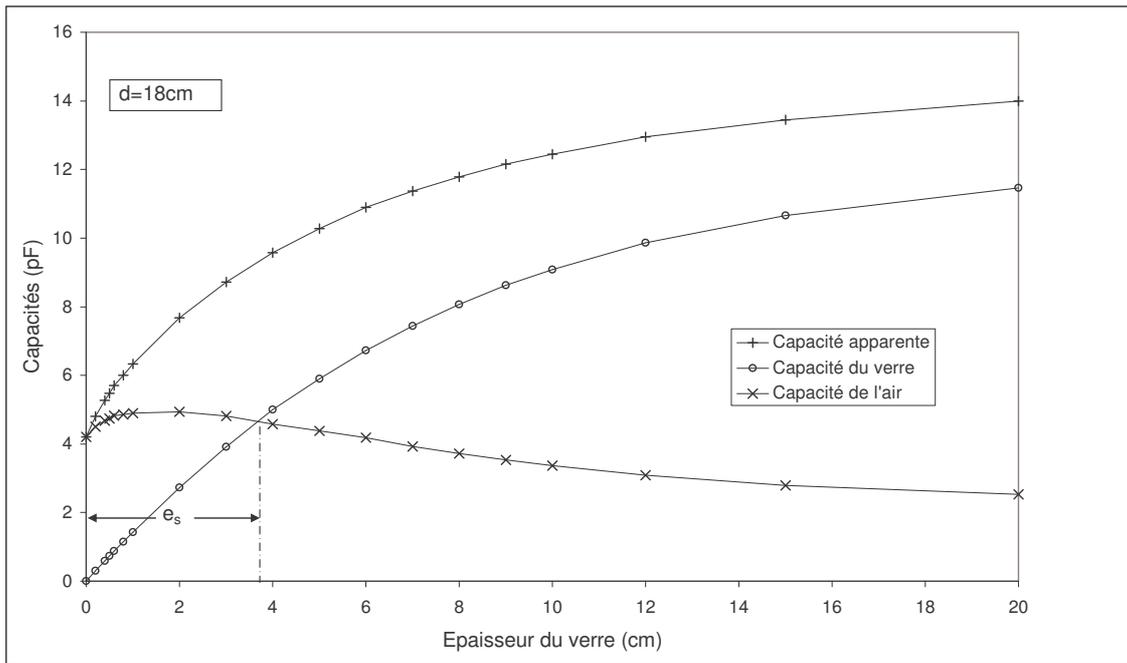


Fig. III.18 : Capacités en fonction de l'épaisseur du verre pour d=18 cm

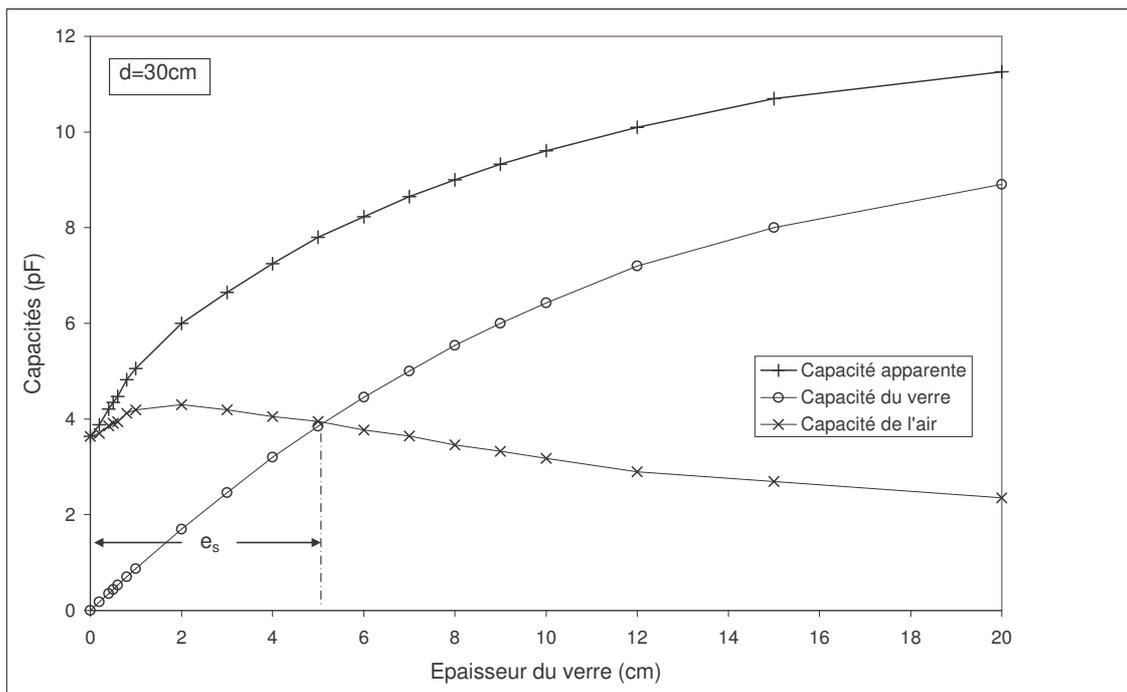


Fig. III.19 : Capacités en fonction de l'épaisseur du verre pour d=30 cm

Cette épaisseur spécifique dépend de la distance inter électrodes : elle est d'autant plus importante que cette dernière est élevée. Elle vaut approximativement 1.8, 3.5 et 5 cm pour les distances inter électrodes 6, 18 et 30 cm respectivement. A partir de e_s , c'est la capacité du verre qui devient plus importante.

Nous notons que, excepté pour les très faibles épaisseurs (inférieures à e_s), les deux caractéristiques C_v et C_a varient en sens inverse: alors que C_v augmente naturellement avec l'épaisseur, la capacité C_a décroît légèrement.

En effet, en augmentant l'épaisseur, le matériau diélectrique (le verre) occupe progressivement l'espace qui était occupé par l'air : la croissance de la capacité du verre C_v s'accompagne donc forcément par une décroissance de C_a . Comme, en plus, la permittivité ϵ_r verre est plus élevée que celle de l'air, la croissance de C_v est beaucoup plus manifeste.

Pour les très faibles épaisseurs du verre, nous observons tout de même une légère augmentation de C_a . Ceci peut s'expliquer par la présence du diélectrique qui conduit à une réfraction des lignes de champ : quand nous augmentons l'épaisseur du verre, le trajet qu'elles ont dans l'air est changé sans que l'épaisseur du verre soit suffisante pour 'remplacer' la variation de la longueur des lignes de champ. Cette compensation ne se serait effective qu'à partir d'une épaisseur d'environ 1cm dans la majorité des caractéristiques.

Par ailleurs, nous notons une épaisseur limite pour laquelle la capacité C_v devient constante. Cette épaisseur limite dépend de la distance inter électrodes. En effet, pour une même épaisseur, plus la distance inter électrodes est grande, et plus nombreuses sont les lignes de champ partant de S_i (surface interne des électrodes), qui possèdent un long trajet à travers l'air : il faut alors augmenter l'épaisseur du diélectrique pour voir la capacité se stabiliser.

Enfin, la variation de la capacité apparente C suit approximativement la variation de C_v . Ceci est dû au fait que C s'exprime comme la superposition de C_v et C_a . A partir du moment où la capacité C_a varie très peu, la capacité C finit par se stabiliser à partir d'une certaine épaisseur limite e_ρ , à l'instar de C_v .

III.5. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de confirmer les résultats d'essais effectués en laboratoire et d'élargir notre perception sur la notion de capacité et son lien avec les lignes de champ de tout système électrostatique symétrique.

Ainsi, la notion de largeur équivalente K peut permettre de rendre compte de l'étendue des lignes du champ électrique et de leur évolution avec la distance inter électrodes.

Cette notion, appliquée à notre modèle de laboratoire a montré une bonne concordance entre les deux approches, théorique et expérimentale et permet d'expliquer l'allure quasi logarithmique de l'impédance apparente en fonction de la distance inter électrodes.

Par ailleurs, comme nous l'avons constaté lors des essais, l'épaisseur du matériau joue aussi un rôle non négligeable, et nous en avons envisagé, par simulation, une

grande plage de variation. Nous avons établi que la capacité apparente présente alors une saturation en fonction de l'épaisseur de la plaque.

Nous concluons cette partie en rappelant les principaux résultats à savoir :

- ❖ Les charges sont concentrées principalement sur les extrémités intérieures des électrodes : il s'agit de l'effet de proximité entre les deux conducteurs.
- ❖ Pour une épaisseur donnée, la charge n'augmente pas dans les mêmes proportions que l'inverse de la distance d , ce qui conduit à une allure quasi logarithmique de l'impédance associée.
- ❖ Dans ces conditions, la largeur équivalente est toujours plus élevée lorsque d augmente.
- ❖ Les charges induites sur la surface interne sont plus importantes que sur la surface externe et dépendent, pour une distance d donnée, de l'épaisseur de la plaque, tant que celle-ci reste inférieure à l'épaisseur limite e_ℓ . Les charges induites sur la surface externe ne dépendent pratiquement pas de l'épaisseur.
- ❖ Dans ces conditions, la capacité apparente augmente avec l'épaisseur jusqu'à la saturation.
- ❖ Nous pouvons décomposer la capacité apparente en deux capacités, associées aux lignes de champ dans l'air et dans le matériau : la capacité de l'air est importante pour les petites épaisseurs et il existe une épaisseur seuil e_s pour laquelle les capacités deviennent égales.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le travail que nous avons effectué a montré que, malgré la simplicité géométrique du modèle adopté pour représenter la zone sèche d'un isolateur haute tension, la détermination de l'impédance apparente en fonction des paramètres électro-géométriques n'est pas aisée.

Les deux approches, par simulation et expérimentale, nous ont permis d'une part d'interpréter les allures obtenues, et d'autre part de valider les résultats de simulation.

La tension de contournement obtenue dans le cas du modèle plan-plan ne dépend que de la distance inter électrodes, et ne dépend par conséquent, ni de la nature, ni de l'épaisseur du matériau diélectrique.

A l'inverse, le courant de fuite, pour les mêmes configurations, dépend sensiblement des trois paramètres : distance inter électrodes, épaisseur et permittivité.

Le courant de fuite décroît (ou l'impédance augmente) 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. Ce paramètre est illustré par la largeur équivalente K du condensateur plan équivalent.

En conséquence, l'impédance apparente croît de manière logarithmique avec la distance inter électrodes. Cette allure, toujours observée expérimentalement [13], est liée à la répartition complexe des charges sur les deux surfaces interne et externe constituant le conducteur.

Le courant de fuite, pour une même distance inter électrodes, augmente (ou l'impédance diminue) avec l'épaisseur et la permittivité du matériau.

Aussi, en raison du rapport des permittivités air-matériau ainsi que du trajet des lignes de champ, la charge (en particulier sur la surface interne), pour une distance donnée augmente avec l'épaisseur et la permittivité du matériau.

Cela confirme la nature volumique du courant apparent.

Pour tenter d'adapter le modèle plan-plan à l'isolateur réel, des formules empiriques sont proposées, aussi bien pour la tension de contournement que pour le courant de fuite. Ainsi, une application plus générale des résultats obtenus a pu être élargie au modèle pollué.

L'influence du sol, situé à 1.6 m du dispositif a été pris en compte dans le calcul du champ : nous constatons que la présence du sol renforce l'intensité du champ autour de l'électrode HT. C'est peut être pourquoi l'arc est amorcé, de manière préférentielle, dans cette région de l'espace, ce qui a été effectivement observé lors des essais.

Nous avons étendu les résultats du modèle plan-plan à plusieurs électrodes rectangulaires, destinées à représenter des couches polluées, en série avec des zones propres, et réparties de manière cohérente, en fonction du profil de l'isolateur 1512L naturellement pollué, de façon à s'approcher au mieux de l'isolateur réel.

Pour cela, d'autres essais ont été effectués avec, comme base, les résultats obtenus pour le modèle plan-plan.

Nous observons que les formules empiriques déduites ont été appliquées au modèle de l'isolateur 1512L avec succès.

Les calculs théoriques ont confirmé la plupart des résultats expérimentaux, avec un très faible pourcentage d'erreurs et des caractéristiques remarquablement proches.

Ainsi, la notion de largeur équivalente K nous a permis de rendre compte de l'étendue des lignes de champ électrique et de leur évolution avec la distance inter électrodes. Celle-ci nous a également permis d'expliquer l'allure quasi logarithmique de l'impédance apparente en fonction de la distance inter électrodes.

Par ailleurs, comme que nous l'avons constaté lors des essais, l'épaisseur du matériau joue aussi un rôle non négligeable, et nous en avons envisagé, par simulation, une grande plage de variation. Nous avons établi que la capacité apparente présente alors une sorte de saturation en fonction de l'épaisseur de la plaque.

De plus, 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 qu'il existe une épaisseur pour laquelle, pour une distance inter électrodes donnée, la capacité devient constante.

Notons 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.

Ainsi la présence du sol, ou autre matériel situé à proximité du dispositif, influe sur les mesures effectuées.

Ce point mérite d'être développé dans des travaux futurs de manière plus élargie, afin de déterminer le degré d'influence du sol sur la qualité de la mesure.

L'étude de la nature de l'isolant pourrait être également développée par simulation pour établir éventuellement un éventail de valeurs limites d'épaisseurs limites, et d'épaisseurs seuils, propres à chaque matériau. L'étude par simulation effectuée sur le verre peut être donc élargie à d'autres matériaux.

Pour finir, il nous paraît très important de rappeler que, même pour les tensions élevées imposées lors des essais, les équations classiques de l'électromagnétisme ont donné des résultats tout à fait cohérents. Nous pouvons donc en conclure que, même quand un effet couronne est détecté dans un système, les équations de Maxwell restent valables. Il suffit seulement d'être assez éloigné de la rupture diélectrique.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] A. Cimador, M. Cojan, P. Hautefeuille, M. Moreau, «Méthodes de dimensionnement des isolateurs de lignes aériennes en régions polluées» CIGRE, rapport 33-04, 1978.
- [2] G. Leroy, C. Gary, «les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions», Eyrolles, Paris 1984.
- [3] P. Claverie, Y. Porcheron, «how to choose insulators for polluted areas», IEEE Trans. PAS, Vol. 92, N° 3, pp. 1121 - 1131, Mai-Juin 1973
- [4] C. Huraux, A.M. Rahal, «Le contournement des isolateurs haute tension : approche à l'aide d'un modèle de laboratoire», RGE, Juin 1975, p.425-429.
- [5] J. Danis, «A Stochastic Pollution Flashover Model», 4e International Symposium on High Voltage Engineering, rapport 46-12, Athènes, 5-9 September 1983.
- [6] M.N. Rayes, M. Zhirh, «Investigation about flashover performance of insulators under uniform and non uniform contamination», 7^e International symposium on high voltage engineering, rapport 43-08, Dresde, Allemagne, 26-30 Août 1991.
- [7] A. Mekhaldi, S. Bouazabia, «Condition phénomène on polluted insulating surface under AC high voltages» 9^e international symposium on high voltage engineering, rapport 3174, Autriche, 28 Aout- 1^e Septembre 1995.
- [8] A. Mekhaldi, D. Namane, S. Bouazabia, A. Beroual «Flashover of discontinuous pollution layer on high voltage insulators», IEEE Transactions on Dielectrics and Electri. Insul. Vol. 6, pp. 900 - 906, Dec. 1999.
- [9] M. Tegar, A. Mekhaldi, A. Boubakeur, «Algorithm for HV Insulator Flashover under Discontinuous Pollution », Archives of Electrical Engineering, Vol. LI, No. 2, pp. 119-136, 2002.
- [10] Z. Aydogmus, M. Cebeci, «A new flashover dynamic model of polluted HV insulators», IEEE Transactions on Dielectrics and Electri. Insul. Vol. 11, pp. 577 -584, Août 2004.
- [11] M. Tegar. «Modélisations d'isolateurs pollués soumis à divers paramètres électro-géométriques», Thèse de Doctorat d'Etat, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, Département de Génie Electrique, Laboratoire de Haute Tension, Avril 2003
- [12] E. Asenjo S., A. Valdenegro E., N. Morales O, «Solution of low frequency complex field in insulating systems», Transactions on Dielectrics and Electri. Insul. Vol. 11, pp. 1014 - 1025, Décembre 2004.
- [13] D. Namane, «Effet de la discontinuité de la couche de pollution sur le comportement d'isolateurs haute tension, sous la fréquence 50Hz», Thèse de Magister, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, Département de Génie Electrique, Laboratoire de Haute Tension, Février 1998.

[14] A. Mekhaldi, D. Namane, S. Bouazabia et A. Beroual. - «Empirical model of a high voltage insulator under non uniform pollution», Eleventh International Symposium of High Voltage Engineering 99, Rapport No 4.232, 22-27 August 1999, Conference publication No. 467, IEE.

[15] A. Bouarouri, R.Ladjal «Comportement et caractérisation électriques d'un modele d'isolateur sous tension alternative» Mémoire de fin d'étude, Laboratoire de Haute Tension, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, Juin 2006.

[16] M. Tegar, « Etude mathématique des mécanismes de développement des décharges électriques sur des isolateurs installés en régions polluées », Thèse de Magister, Département de Génie Electrique, Laboratoire de Haute Tension, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, Algérie, Juillet 1993.

[17] A. MEKHALDI « Étude des phénomènes de conduction et de décharge électrique sur des surfaces isolantes polluées sous tension alternative 50 Hz», Thèse de Doctorat, ENP, décembre 1999.