



ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
Département de génie électrique
Laboratoire de Recherche en Electrotechnique

THESE

En vue de l'obtention du diplôme de

DOCTEUR en Génie Electrique

Présentée par :

Mme Samia MOUHOUBI née GHERBI

Magister en Génie Electrique

Thème

Etude de l'influence d'une barrière dans un intervalle pointe – plan, par la mesure de la tension disruptive, du champ électrique et des décharges partielles

Soutenue le : 16 Novembre 2008 devant la commission d'examen composée de :

Président: Abdelouahab MEKHALDI Professeur / ENP

Rapporteur: Ahmed BOUBAKEUR Professeur / ENP

Examineurs: Nadia SAÏDI-AMROUN Professeur / USTHB

Madjid TEGUAR Maître de Conférences / ENP

Slimane BOUAZABIA Maître de Conférences / USTHB

Hocine MOULAY Maître de Conférences / USTHB

Remerciements

*Je tiens à remercier vivement mon promoteur Professeur **Ahmed Boubakeur** pour son aide, sa disponibilité constante, sa confiance qu'il m'a témoignée tout au long de ces années ainsi que ces précieux conseils. Qu'il me soit permis de lui exprimer toute ma gratitude et mon profond respect.*

*Je tiens à remercier Monsieur **Abdelouahab MEKHALDI** Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.*

*Mes remerciements vont également à Madame **Nadia SAÏDI-AMROUN** Professeur à l'Université des Sciences et Technologie Houari Boumediene (USTHB), à Monsieur **Madjid TEGUAR** Maître de Conférences à l'Ecole Nationale Polytechnique, à Monsieur **Slimane BOUAZABIA** Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Technologie Houari Boumediene (USTHB) et à Monsieur **Hocine MOULAY** Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Technologie Houari Boumediene (USTHB) pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'examiner ce travail.*

*Les travaux présentés dans cette thèse ont été effectués au sein du laboratoire de haute tension de l'Université de Bejaia en collaboration avec le laboratoire de haute tension de l'Université de Cardiff (UK). Monsieur **Abderahmane Haddad** Professeur à l'Université de Cardiff m'a accueilli au sein de son équipe pendant mon stage en mettant à ma disposition le matériel nécessaire. Qu'il trouve ici ma sincère reconnaissance et mon profond respect pour son assistance.*

Je ne remerciais jamais assez mon époux et mes parents pour m'avoir soutenue durant cette thèse. J'exprime également toute ma reconnaissance à mes frères et sœurs et tous mes proches.

Je tiens à remercier tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin, au bon déroulement de mes travaux, particulièrement Mme Medjahed Sakina, Monsieur Boudissa Rabah, Monsieur Medjdoub Abdellah, Mademoiselle Rouha Nacera et Mademoiselle Mokhnache Leila.

Sommaire

Table de notations des principales grandeurs

Introduction générale 1

Chapitre I Mécanismes de décharge électrique

I.1 Introduction	3
I.2 Mécanismes de décharge électrique	3
I.2.1 Mécanisme de Townsend	3
I.2.2 Mécanisme des streamers	6
I.3 Champ électrique et topographie de la décharge en géométrie pointe-plan	9
I.4 Influence de la polarité de la tension appliquée	11
I.4.1 Décharges pointe positive-plan	11
I.4.2 Décharges pointe négative-plan	11
I.4.3 Décharges sous tension alternative	11
I.5 Effet de couronne	12
I.5.1 Développement de la décharge couronne	13
I.5.2 Champ seuil de la décharge couronne	13
I.6 Paramètres influant sur le développement de la décharge	15
I.6.1 Paramètres atmosphériques	15
I.6.2 Présence de particules conductrices dans l'air	15
I.6.3 Influence du matériau de la pointe	16
I.6.4 Influence de la pollution de l'air	16
I.6.4.1 Différentes sources de pollution	16
I.6.4.2 Conséquences de la pollution	16
I.6.4.3 Effet de la pollution sur la rigidité diélectrique de l'air	18
I.7 Conclusion	18
Bibliographie	20

Chapitre II Effets des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan

II.1 Introduction	22
II.2 Paramètres définissant la nature de la barrière	22
II.3 Décharges partielles	22
II.4 Influence des barrières sur la tension disruptive des intervalles d'air pointe-plan	24
II.4.1 Influence selon E. Marx	24
II.4.2 Influence selon H. Roser	24
II.4.3 Influence selon Tikhodeev	24
II.4.4 Influence selon M.P. Verma	24
II.4.5 Influence selon J.Pilling	26
II.4.6 Influence selon M.Awad	26
II.4.7 Influence selon A.Boubakeur	26
II.4.8 Influence selon Li Ming	29
II.4.9 Influence selon Z.You Bin	29
II.4.10 Influence selon M.V.Sokolova	32
II.4.11 Influence selon M. C . Siddagangapa	33
II.4.12 Influence selon I.A.Stathopoulos	33
II.5 Influence des barrières isolantes sur le champ électrique des intervalles d'air pointe-plan	34
II.6 Conclusion	39
Bibliographie	41

Chapitre III Méthodes de mesure du champ électrique

III.1 Introduction	44
III.2 Machines à champ	44
III.2.1 Moulin à champ	44
III.2.2 Fluxmètre électrostatique	45

III.3 Sondes à champ statiques	45
III.3.1 Sondes capacitives	45
III.3.2 Sonde polarisée	47
III.3.2.1 Sonde polarisée circulaire	47
III.3.2.2 Sonde polarisée linéaire	51
III.4 Sondes à effet pockels	52
III.5 Conclusion	53
Bibliographie	54

Chapitre IV Protocole expérimental

IV.1 Introduction	56
IV.2 Mesure de la tension disruptive	56
IV.2.1 Dispositif expérimental	56
IV.2.1.1 Circuit d'alimentation	56
IV.2.1.2 Circuit de mesure de la haute tension	56
IV.2.1.3 Arrangement pointe-barrière-plan	56
a) Electrodes utilisées	57
b) Barrières utilisées	57
IV.2.1.4 Visualisation de la décharge	61
IV.2.2 Préparation de la solution polluante et procédé d'application de la pollution	62
IV.2.3 Mesure des paramètres physiques de l'air	64
IV.3 Mesure du champ électrique	66
IV.3.1 Tension continue	66
IV.3.1.1 Dispositif expérimental	66
IV.3.1.2 Détermination de la densité de courant	67
IV.3.1.3 Détermination du champ électrique	67
IV.3.1.4 Précision de mesure avec la sonde polarisée circulaire	69
IV.3.2 Tension alternative	69
IV.4 Mesure des décharges partielles	72

IV.4.1 Dispositif expérimental	72
IV.4.2 Méthode de mesure de la tension seuil d'apparition des décharges partielles	73
IV.5 Conclusion	73
Bibliographie	74

Chapitre V Influence des barrières sur la tension disruptive des intervalles d'air pointe-plan

V.1. Introduction	75
V.2 Système pointe-barrière-plan sous tension continue positive	75
V.2.1 Barrière à surface propre	75
V.2.1.1 Influence de la position et de la largeur de la barrière	75
V.2.1.2 Influence de l'épaisseur de la barrière	77
V.2.1.3 Influence de la barrière trouée	78
V.2.1.4 Influence du nombre de barrières	79
V.2.1.5 Visualisation de la décharge	79
V.2.2 Influence de la barrière métallique	81
V.2.3 Influence de la barrière polluée	83
V.3 Système pointe-barrière-plan sous tension alternative (50Hz)	88
V.3.1 Barrière à surface propre	88
V.3.1.1 Influence de la position et de la largeur de la barrière	88
V.3.1.2 Influence de l'épaisseur de la barrière	90
V.3.1.3 Influence de la barrière trouée	90
V.3.1.4 Influence du nombre de barrières	91
V.3.1.5 Visualisation de la décharge	92
V.3.2 Influence de la barrière métallique	93
V.3.3 Influence de la barrière polluée	97
V.3.4 Influence d'une barrière concave	103
V.4 Conclusion	105
Bibliographie	107

Chapitre VI *Champ électrique et décharges partielles des intervalles
d'air pointe-plan avec barrière*

VI.1 Introduction	108
VI.2 Résultats de mesure du champ électrique	108
VI.2.1 Champ électrique et densité de courant au plan dans un système pointe-barrière-plan sous tension continue positive	108
VI.2.1.1 Densité de courant et champ électrique sans barrière	108
VI.2.1.2 Densité de courant et champ électrique du système pointe-barrière-plan	112
VI.2.2 Champ électrique en système pointe-barrière-plan sous tension alternative (50Hz)	115
VI.2.2.1 Champ électrique avec barrière propre	116
VI.2.2.2 Champ électrique avec barrière polluée	120
VI.3 Résultats de mesure des décharges partielles	123
VI.3.1 Tension seuil d'apparition des décharges partielles	123
VI.3.2 Charge apparente avec et sans barrière	124
VI.4 Corrélation entre le champ électrique et les décharges partielles	127
VI.5 Conclusion	128
Bibliographie	130
 <i>Conclusion générale</i>	132

Table de notations des principales grandeurs

a : Distance pointe-barrière (cm)

a' : Distance barrière-plan (cm)

Co : Capacité de la sonde polarisée (pF)

C_k : Condensateur de liaison de l'installation de mesure de décharges partielles (pF)

D : Induction électrique (C/m²)

d : Distance inter électrodes (cm)

d_{géom} : Distance géométrique (cm)

Dm : Diamètre de la barrière métallique (cm)

Dt : Diamètre du trou de la barrière perforée (mm)

E : Champ électrique mesuré au plan (kV/m)

e : Epaisseur de la barrière (mm)

E_b : Champ de polarisation de la sonde linéaire (kV/m)

E_p : Champ de polarisation à l'intérieur de la barrière isolante (kV/m)

E_ρ : Champ de la charge d'espace (kV/m)

E/p : Champ réduit (V.cm⁻¹ . torr⁻¹)

E_S : Champ seuil d'apparition de la décharge couronne (kV/m)

E_C : Champ critique du minimum d'ionisation (kV/m)

E_{tm} : Champ électrique à la surface du sol du moulin à champ

g : Intervalle d'air annulaire de la sonde polarisée (mm)

H_a : Humidité absolue (g/m³)

I_t : Intensité de la lumière transmise de la sonde à effet pockels

I_i : Intensité de la lumière incidente de la sonde à effet pockels

I_s : Courant traversant la sonde polarisée circulaire à V_b ≠ 0 (nA)

I_{so} : Courant traversant la sonde polarisée circulaire à V_b=0 (nA)

I_{max}⁺ : Courant maximal des micro décharges correspondant à la polarité positive de la tension appliquée (mA)

I_{\max}^- : Courant maximal des micro décharges correspondant à la polarité négative de la tension appliquée (mA)

J : Densité de courant au plan (mA/mm²)

K_d : Facteur de correction de la densité de l'air

K_H : Facteur de correction de l'humidité

L_c : Longueur critique de l'avalanche (μm)

L : Demi largeur de la barrière (cm)

p : Pression atmosphérique (mbars)

Pe: Pente de la partie linéaire de la courbe $I_S / I_{SO} = f(V_b)$

qa : Quantité de la charge apparente (pC)

r : Rayon de courbure de l'électrode pointe (mm)

rc: Rayon de petites particules conductrices sphériques

r_s : Rayon de la sonde polarisée circulaire (mm)

r_e : Rayon interne du plan polarisé de la sonde circulaire (mm)

R_a : Rayon du rotor du moulin à champ (cm)

R_e : Rayon externe du plan polarisé de la sonde circulaire (mm)

r_m : Rayon effectif de la sonde polarisée circulaire (mm)

S : Surface de la sonde (mm²)

S_m : Surface effective de la sonde (mm²)

T : Température (°C)

U : Tension disruptive du système pointe-barrière-plan (kV)

U_s : Tension seuil d'apparition des décharges partielles (kV)

U_{sb} : Tension disruptive sans barrière (kV)

V : Potentiel appliqué à la pointe (kV)

V_b : Tension de polarisation de la sonde circulaire (Volts)

V_C : Tension aux bornes de la capacité C de la sonde capacitive (Volts)

V_s : Tension seuil d'apparition de la décharge couronne (kV)

x : Distance au plan (cm)

α : Premier coefficient de Townsend (cm^{-1})

$\bar{\alpha}$: Coefficient effectif d'ionisation (cm^{-1})

γ : Deuxième coefficient de Townsend (cm^{-1})

δ : Densité de l'air

ϕ_S : Flux à travers la sonde polarisée à $V_b \neq 0$ (C)

ϕ_{S_0} : Flux à travers la sonde polarisée à $V_b = 0$ (C)

σ : Conductivité superficielle de la pollution appliquée à la barrière (μS)

ω : Pulsation de la tension appliquée (rd/s)

ϵ_t : Permittivité relative du matériau de la barrière

ϵ_{ri} : Permittivité relative d'un isolant solide

ϵ_{rg} : Permittivité relative d'un isolant gazeux

Introduction
Générale

Introduction générale

Les matériaux isolants solides sont fréquemment utilisés dans les intervalles d'air à cause du renforcement de la rigidité diélectrique. En l'occurrence, l'un des moyens utilisés pour réduire les distances d'isolement et l'encombrement d'une part, et augmenter la tension d'autre part, est l'insertion de barrières isolantes dans l'intervalle inter électrodes. L'introduction d'une barrière isolante modifie considérablement la tension disruptive aussi bien en milieu gazeux que liquide [1-3]. En particulier, la barrière améliore la rigidité diélectrique, le champ électrique subit une déformation engendrant une nette augmentation de la tension disruptive du système.

En électrotechnique, les principales applications des barrières concernent l'utilisation d'écrans isolants entre les contacts des disjoncteurs à gaz, les interrupteurs de HT, les bornes de traversées, les isolateurs, les transformateurs et les actionneurs [4,5].

Dans la technique de haute tension, on utilise souvent l'air pour parvenir à une isolation entre électrodes. Ces dernières peuvent être des parties métalliques sous tension de différents appareillages, des conducteurs de lignes aériennes ou des bornes à haute tension dans les laboratoires d'essais. La géométrie et la nature des électrodes sont très diverses. En pratique, elles sont généralement caractérisées par des géométries d'électrodes à champ électrique non uniforme telles que: pointe-plan, pointe-pointe, fil plan, etc. De toutes ces configurations, seule la géométrie pointe-plan est la plus défavorable. En effet, la rupture diélectrique de l'air se manifeste dans ce cas aux plus faibles tensions quand la pointe est positive.

L'effet des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan a fait l'objet de plusieurs investigations. Celles-ci ont montré que l'influence de la barrière est surtout liée à l'accumulation des charges sur sa surface du côté de l'électrode active. Ainsi la barrière constitue un obstacle mécanique et électrostatique au développement de la décharge [1,6].

Du point de vue économique, la qualité et les dimensions de la barrière ne doivent pas être les seuls critères pour la coordination d'isolement. Dans chaque système d'électrodes HT, le comportement d'une barrière isolante doit être étudié, afin de déterminer ses dimensions, sa position et son état de surface optimal.

Notre travail est une contribution à l'étude de l'influence des barrières sur la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe-plan, par la mesure de certains paramètres de la décharge électrique, à savoir : la tension disruptive, le champ électrique et les décharges partielles. Dans notre étude, nous avons tenu compte de l'effet de paramètres de configuration de l'intervalle (longueur de l'intervalle, nombre de barrières utilisées et position de la barrière) et de paramètres relatifs à la barrière (son matériau, sa forme, ses dimensions, son état de surface et barrière trouée).

La majorité des travaux antérieurs concernant la mesure du champ électrique des systèmes avec barrière a été effectuée en tension impulsionnelle. Dans notre étude, nous nous sommes intéressés aux intervalles d'air pointe-plan inférieurs à 10 cm, sous tension continue et alternative à fréquence industrielle.

L'étude du champ électrique est importante dans l'engineering haute tension. En effet, plus la tension est élevée, plus le champ électrique augmente. Les distances d'isolement nécessaires sont alors importantes et le matériel encombrant, donc cher. Il faut utiliser au mieux les systèmes d'isolement afin de réduire la taille des appareils, mais sans pour autant en diminuer la qualité. Ainsi, un champ trop élevé signifie inéluctablement une durée de vie courte et un manque de fiabilité.

Lorsqu'un ouvrage doit être construit ou placé dans un endroit pollué, il est certain que la pollution affecte considérablement les paramètres de la décharge, d'où la modification de la capacité de la barrière quant à son rôle d'isolement. Nous avons alors étudié l'effet de pollution de la surface de la barrière sur les paramètres de la décharge.

Malgré leurs excellentes propriétés diélectriques et les précautions prises lors de leur mise en œuvre, les isolants solides présentent toujours des impuretés et des défauts, pouvant être le siège de phénomènes de dégradation assez graves. L'utilisation de barrières en matériaux diélectriques, entraîne impérativement l'apparition des décharges partielles à la surface et dans le volume du diélectrique. Pour cette raison, nous avons porté un intérêt accru à l'étude de l'influence de paramètres de la barrière sur le seuil d'apparition de décharges partielles dans les intervalles d'air pointe-barrière-plan.

Notre thèse est structurée en six chapitres. Le premier chapitre traite des mécanismes de décharge électrique. Nous évoquons au deuxième chapitre les paramètres définissant la nature de la barrière, les décharges partielles et une synthèse des travaux antérieures concernant l'influence des barrières sur la rigidité diélectrique des intervalles d'air pointe-plan et sur la distribution du champ électrique dans de tels intervalles. Différentes méthodes de mesure du champ électrique en haute tension sont décrites dans le troisième chapitre. Au quatrième chapitre, nous exposons le protocole expérimental où sont présentés les divers dispositifs et méthodes de mesures adoptés dans notre étude. Au cinquième chapitre, nous présentons les divers résultats et interprétations concernant la tension disruptive. Quant au dernier chapitre, nous y avons présenté les résultats de mesure du champ électrique et des décharges partielles avec interprétations. Nous terminons notre travail par une conclusion générale.

Chapitre I

Mécanismes de décharge électrique

I.1 Introduction

L'étude des décharges électriques dans les intervalles d'air présente un grand intérêt du point de vue industriel, afin de faire face aux problèmes liés à l'isolation et à la protection des réseaux de transport et de distribution d'énergie (lignes HT, transformateurs, appareils de coupure, ...etc).

La compréhension des phénomènes physiques intervenant lors des décharges permet d'expliquer les mécanismes fondamentaux qui régissent la propagation de la décharge dans les gaz.

Depuis environ un siècle, de nombreux travaux ont été consacrés à la physique de la décharge électrique dans les gaz. Ces travaux ont permis d'éclaircir les mécanismes fondamentaux des décharges électriques aussi bien au niveau microscopique que macroscopique [7-10].

Une décharge électrique suppose toujours l'existence de charges libres et d'un champ électrique qui peut être continu, alternatif ou impulsionnel, uniforme ou non. Les décharges électriques peuvent être produites dans le volume du gaz ou à la surface des électrodes à l'aide d'un agent ionisant extérieur (rayonnement de particules, chaleur, etc.).

Sous l'action d'un champ électrique suffisamment grand, les charges peuvent se multiplier, augmentant ainsi le courant de la décharge. Les décharges qui peuvent survivre à l'agent ionisant extérieur sont dites autonomes. Elles apparaissent lorsque la tension appliquée aux électrodes dépasse une valeur minimale. Au delà de cette valeur le gaz devient le siège d'un ou plusieurs phénomènes produisant les électrons nécessaires à l'entretien de la décharge sans intervention d'un agent ionisant extérieur. Par contre, la décharge est dite non-autonome si elle s'interrompt dès que cesse d'agir l'agent ionisant extérieur.

Dans tous les cas, la pression p du gaz est un facteur très important dont dépendent les caractéristiques de la décharge. Les mécanismes de décharges sont distingués en fonction du produit de la pression par la distance inter électrodes ($p.d$).

I.2 Mécanismes de décharge électrique

I.2.1 Mécanisme de Townsend

La théorie de Townsend est basée sur la multiplication électronique par ionisation du gaz [11]. Sous l'effet d'un champ électrique homogène, un ou plusieurs électrons germe peuvent acquérir une énergie suffisante pour ioniser les molécules rencontrées au cours de leur trajet vers l'anode (Fig.I.1). Lors de chaque collision ionisante, il se forme alors un ion positif et un électron nouveau. Cet électron créé sera à son tour susceptible d'ioniser les molécules du gaz. Suivant le même processus de multiplication électronique, un électron peut donner naissance à une avalanche contenant N électrons.

L'irradiation de la cathode émet N_0 électrons par unité de temps, chacun d'eux génère α électrons sur chaque unité de longueur de son parcours. Supposons qu'il se soit formé N électrons à une distance x de la cathode, alors ils vont produire dN électrons sur une distance dx , où :

$$dN = N.\alpha.dx \quad (I.1)$$

α est le premier coefficient de Townsend. Il exprime le nombre d'ionisations par centimètre de parcours d'un électron soumis au champ électrique E . Dans le cas d'un champ homogène, le coefficient α reste constant, sachant qu'à $x=0$, $N=N_0$, nous obtenons :

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha \cdot x} \quad (\text{I.2})$$

Le courant total collecté à l'anode vaut :

$$I = I_0 \cdot e^{\alpha \cdot x} \quad (\text{I.3})$$

$I_0 = e \cdot N_0$, e étant la charge de l'électron.

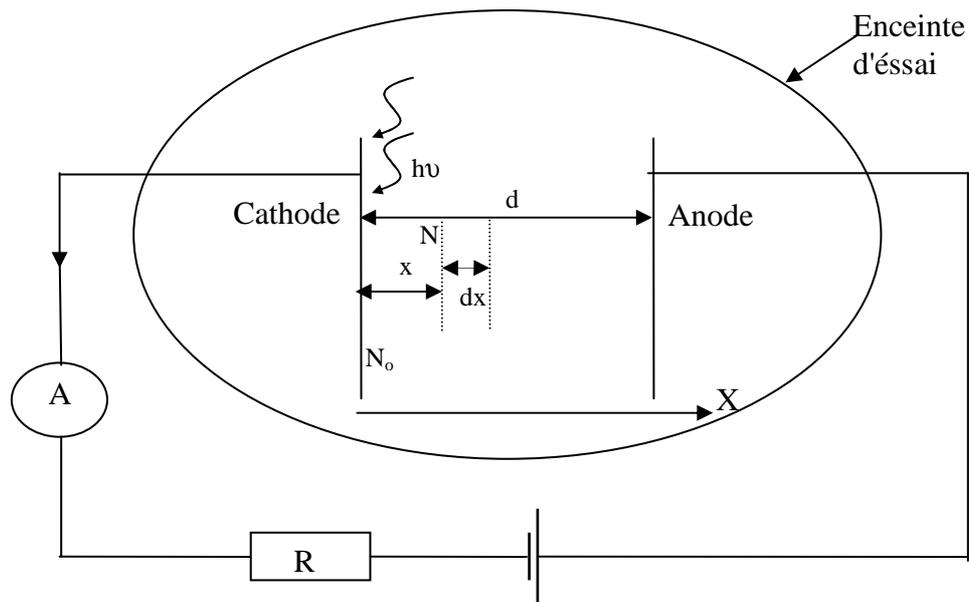


Figure I.1 : Tube à décharge

L'étude expérimentale du courant I en fonction de la distance d effectuée par Townsend, montre que ce courant augmente plus rapidement que celui donné par la relation (I.3) ; ceci est dû au phénomène d'ionisation secondaire qui se produit près de la cathode. En effet, si un ion positif en se déplaçant vers la cathode acquiert une énergie cinétique suffisante, il peut extraire de la cathode un certain nombre d'électrons. Ce phénomène est caractérisé par le taux d'émission secondaires γ (deuxième coefficient de Townsend), qui est le nombre d'électrons secondaires extraits de la cathode par un ion positif.

La valeur de γ dépend de la vitesse et de la nature des ions ainsi que de la nature de la cathode. Townsend a montré aussi que l'existence simultanée des deux phénomènes (ionisation des gaz inter électrode et ionisation en surface de la cathode par les ions positifs) peut mener à l'amorçage de la décharge autonome.

Le courant collecté à l'anode vaut alors:

$$I = \frac{I_0 e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma(e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (\text{I.4})$$

D'après Townsend, la condition nécessaire pour que la décharge soit autoentretenu est que le dénominateur de l'équation (I.4) soit nul. Ce critère pour lequel le courant croit vers l'infini, se traduit alors par l'existence d'une distance critique d_c tel que:

$$1 - \gamma(e^{\alpha \cdot d_c} - 1) = 0 \quad (\text{I.5})$$

Comme $e^{\alpha d_c} \gg 1$, le critère devient :

$$e^{\alpha \cdot d_c} = 1/\gamma \quad (\text{I.6})$$

Dans le cas où le rapport entre le champ électrique et la pression (E/p) n'est pas constant, cas d'un champ électrique non uniforme à cause de la géométrie des électrodes (pointe-plan, pointe-pointe, ... etc.), α varie et le critère de claquage s'exprime par la relation suivante :

$$(e^{\int_0^d \alpha \cdot dx} - 1) = \frac{1}{\gamma} \quad (\text{I.7})$$

La présence des gaz ayant des atomes à ions électronégatifs, tel le SF_6 , peuvent capter un électron pour former un ion négatif. Ce phénomène est caractérisé par le coefficient d'attachement η qui s'oppose au processus α . Le coefficient effectif d'ionisation $\bar{\alpha}$ s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\bar{\alpha} = \alpha - \eta \quad (\text{I.8})$$

Le passage à la décharge de Townsend signifierait que chacun des électrons primaires est remplacé par au moins un électron secondaire. Ces électrons secondaires peuvent être émis soit par la cathode par effet du bombardement direct des ions positifs, soit par les molécules du gaz sous l'effet du choc des électrons [12]. Ils peuvent aussi provenir d'autres sources telles la photo-ionisation dans le gaz, induite par les photons émis lors de la désexcitation de certains atomes. Quand le nombre d'électrons dans une avalanche singulière atteint 10^6 à 10^8 , une zone intermédiaire où le champ électrique local est fortement accentué tend à se former entre les électrons à la tête de l'avalanche et les ions positifs traînant derrière. Dans cette région, les charges positives et négatives s'accumulent en nombre égal et un plasma filamentaire appelé streamer tend à se former.

La théorie avancée par Townsend s'est vue apportée par la suite de nombreux compléments et ajustements. En effet, il a été supposé que les électrons ne puissent être éjectés de la cathode que sous l'action des ions positifs ; or, d'autres phénomènes peuvent intervenir lors de la décharge et avoir pour effet la production des électrons. Parmi ces

phénomènes on peut citer l'extraction des électrons de la cathode sous effet de la radiation due à la décharge elle-même (effet photo-électrique). Les électrons nécessaires à l'entretien de l'avalanche peuvent également être produits dans le volume du gaz à la suite des collisions entre les atomes et les ions positifs. Pour des pressions élevées, les ions positifs sont freinés et leur énergie cinétique n'est plus suffisante pour extraire des électrons de la surface cathodique. D'ailleurs les travaux de Fletcher confirment la non validité de cette théorie pour des pressions des gaz élevées en champ uniforme [7].

Le mécanisme de Townsend est valable pour un produit $p.d$ inférieur ou égale à 200 torr.cm (p : pression du gaz et d : distance inter électrodes) [13].

I.2.2 Mécanisme des streamers

Pour le produit $p.d$ supérieur à 200 torr.cm, Meek et Raether ont définis une théorie basée sur le passage de l'avalanche primaire en streamer. Raether a établi un critère basé sur le fait que l'avalanche doit atteindre une taille critique pour que le streamer puisse se développer [14,15]. Le critère est :

$$\int_0^{L_c} \alpha \cdot dx = \ln N_c \quad (I.9)$$

avec N_c nombre critique d'électrons en tête d'avalanche (de l'ordre de 10^8).
 L_c est la longueur critique de l'avalanche.

La croissance d'un canal ionisé mince (les streamers) entre les électrodes s'explique par le phénomène de photo-ionisation se produisant à l'intérieur de l'avalanche primaire. Les électrons de grande énergie accélérés par le champ électrique causent l'excitation des atomes du gaz environnant en les portant à des niveaux d'énergie élevés. Ces atomes, en retrouvant leur état stationnaire, libèrent des photons. Si ces photons ont une énergie inférieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz environnant, ils peuvent être absorbés par ces atomes avant d'être émis de nouveau [11]. Si leur énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz, de nouveaux électrons peuvent être libérés. Par exemple dans l'air les molécules d'azote N_2 excitées peuvent émettre des photons avec une énergie supérieure à 13 eV, susceptible d'ioniser les molécules d'oxygène dont le potentiel d'ionisation n'est que de 12.2 eV. Si les électrons ainsi produits sont situés au voisinage de l'avalanche primaire, ils vont créer de nouvelles avalanches dites secondaires.

Donc la propagation d'un streamer ne peut se maintenir sans les deux principes suivants :

- ❖ Notion d'avalanche de taille critique ;
- ❖ Création d'électrons en avant de la tête de streamer.

Les streamers positifs ont été amplement étudiés dans les travaux scientifiques [8, 9, 15]. Ce qui n'a pas été le cas des streamers négatifs. Cependant, des différences notables ont été clairement établies dans leur développement. Dans le cas du streamer positif, l'avalanche primaire initiée par un électron germe amène la présence d'une charge d'espace positive près de la cathode et une injection d'électrons devant l'électrode positive. La croissance du nombre de paires d'électron-ion est exponentielle le long du parcours de l'avalanche et le profil de densité des ions positifs croît très rapidement vers la tête de l'avalanche.

Une charge d'espace positive de très forte densité se crée ainsi dans le canal inter électrodes. Elle entraîne une distorsion du champ électrique qui se traduit par une augmentation du champ entre elle et la cathode et un abaissement de celui-ci dans le sens de l'anode (Fig I.2.a).

En effet, la séparation des électrons et des ions génère une charge d'espace importante produisant un champ électrique E_p de structure dipolaire, s'opposant à la séparation et qui s'ajoute vectoriellement au champ extérieur E_0 (Fig. I.2.b). Le champ résultant E_r est alors plus faible que E_0 et acquiert une composante radiale. A ce modèle, il faut ajouter l'effet de répulsion entre électrons qui n'est plus négligeable lorsque la densité électronique devient importante. Il en résulte une augmentation du rayon de la tête de l'avalanche. Alors le taux d'ionisation, croissant avec le champ électrique, est augmenté à la tête de l'avalanche, tandis qu'il est diminué à l'intérieur de celle-ci par le développement du champ résultant. Le champ électrique est alors fortement perturbé par ces charges d'espace. Si ces densités sont importantes le mécanisme de streamer est alors déclenché.

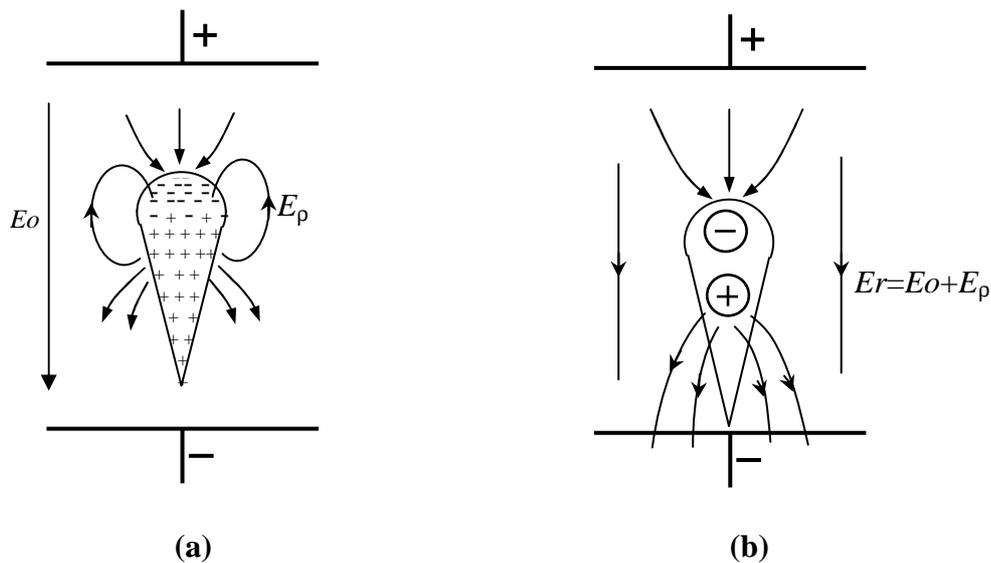


Figure I.2 : Schéma d'une avalanche primaire [8]

Le mécanisme de propagation du streamer introduit la notion de production d'électrons en amont de la charge d'espace. En effet, une fois l'avalanche primaire arrivée à l'anode, les électrons se trouvant à sa tête pénètrent dans celle-ci. La déformation du champ géométrique initial est maximale en tête de l'avalanche, où la concentration des ions positifs est la plus élevée. Si le champ engendré par ceux-ci est assez grand pour être comparable au champ géométrique initial, alors des avalanches secondaires prennent naissance [12]. On émet alors l'hypothèse que le mécanisme prédominant réside dans la photo ionisation par des photons énergétiques produits dans l'avalanche par des atomes excités. Les électrons ainsi formés au voisinage de l'avalanche génèrent des avalanches secondaires se dirigeant vers le sillon du nuage sous l'effet du champ résultant décrit précédemment (Fig.I.3). Les avalanches secondaires se dirigent vers la tête de l'avalanche primaire et s'y raccordent en formant des dards lumineux. Quant aux électrons issus des avalanches secondaires, ils s'écoulent vers l'anode.

Dans le cas du streamer négatif, les ions positifs créés par les avalanches secondaires viennent extraire des électrons de la cathode qui neutralisent les ions positifs et donnent au streamer un excédent de charges négatives. À la différence du streamer positif où les avalanches se développent vers la tête du streamer, c'est-à-dire dans le sens où le champ de charge d'espace croît, les avalanches secondaires dans le streamer négatif se propagent vers l'anode, dans le sens où l'effet de la charge d'espace décroît rapidement [7] (Fig.I.4).

La propagation des streamers est très rapide du fait que l'ionisation se réalise essentiellement par des photons. Ceci donne aux streamers leur caractère lumineux qui fait qu'ils apparaissent sur une photographie statique comme d'étroits filaments d'éclairs.

L'aspect filamentaire résulte de l'intégration de cette lumière au cours du temps. Du fait de la nature aléatoire des mécanismes de photo-ionisation, les photoélectrons sont produits non seulement en tête du streamer dans la direction du champ maximal, mais aussi dans une direction radiale par rapport à son avancement. Le streamer peut alors présenter une tortuosité ou même donner naissance à plusieurs branches secondaires si des photoélectrons produits simultanément dans des directions opposées créent des avalanches de taille comparable.

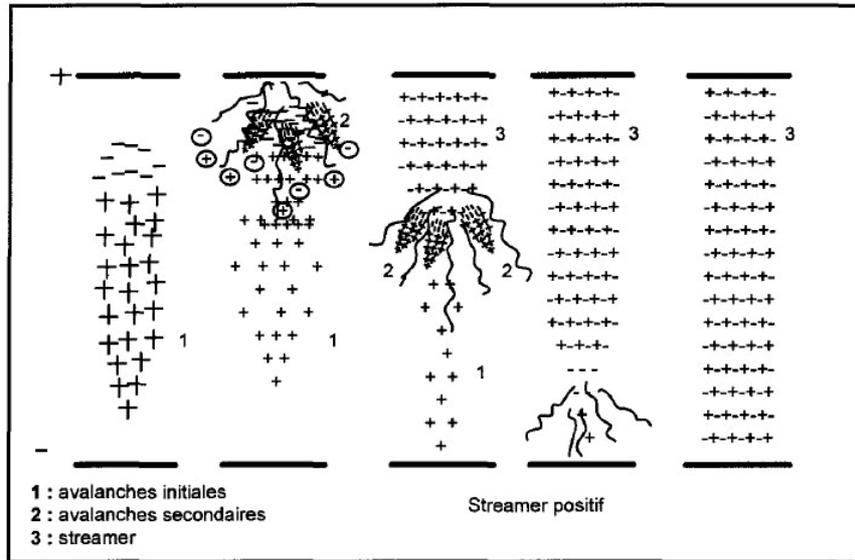


Figure I.3: Passage de l'avalanche électronique au streamer positif [16]

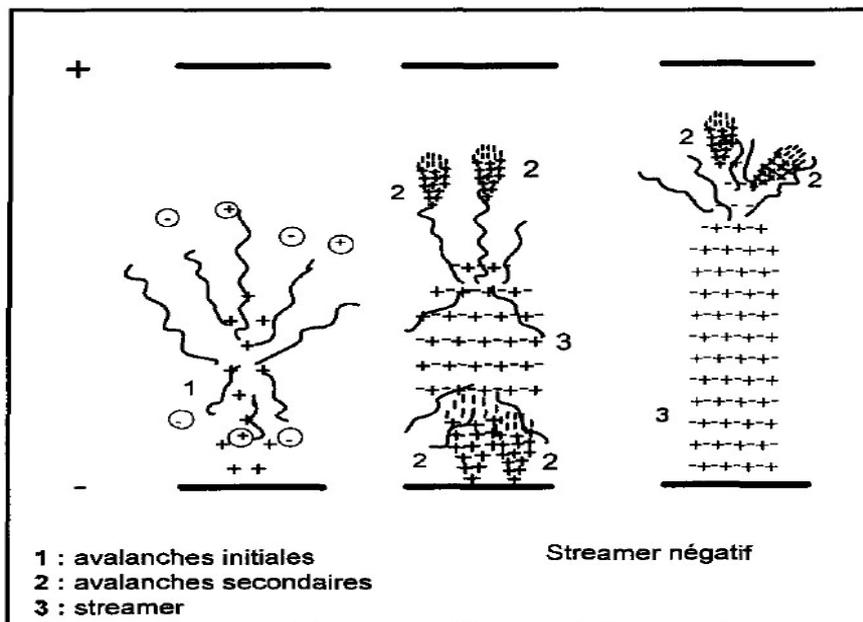


Figure I.4: Passage de l'avalanche électronique au streamer négatif [16]

En présence d'un champ uniforme, la propagation des streamers conduit forcément au claquage car le streamer rencontre au cours de son développement des conditions de champ électrique toujours plus favorables. Par contre, en champ non uniforme, la propagation des streamers dépend de la distorsion du champ électrique et elle peut être stoppée après une certaine distance si le champ résultant n'est pas suffisamment fort pour maintenir un processus d'ionisation suffisamment intense. Le champ électrique dans le canal de streamers dépend de la polarité de la tension appliquée. Il atteint 5×10^5 V/m en polarité positive et est de l'ordre de 10^6 à 1.5×10^6 V/m en polarité négative [14].

La propagation des streamers est une étape fondamentale dans le processus de décharge électrique. Son mécanisme est lié au nombre d'électrons et d'ions positifs créés par les avalanches, donc à la densité de la charge d'espace et à l'efficacité des photoionisations.

I.3 Champ électrique et topographie de la décharge en géométrie pointe-plan

La dissymétrie des électrodes entraîne la non homogénéité du champ électrique. Parmi les configurations les plus étudiées, nous retrouvons les configurations pointe-plan. La distribution spatiale du champ électrique est donnée en géométrie pointe hyperbolique-plan (Fig I.5) par la relation suivante :

$$E(z) = \frac{V}{(z + R/2) \ln\left(\frac{2d + r}{r}\right)} \quad (\text{I.10})$$

avec

$E(z)$: champ électrique (V/m),

V : tension appliquée à la pointe (V),

z : distance à la pointe sur l'axe pointe-plan (m),

r : rayon de courbure de la pointe à son extrémité (m),

d : distance inter électrodes (m).

x : position au plan.

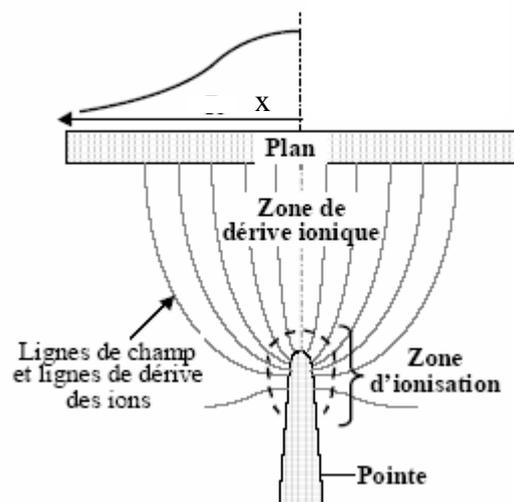


Figure I.5: Topographie de la décharge couronne en configuration pointe-plan

Dans le cas d'une géométrie pointe-plan, le champ intense qui règne à proximité de l'électrode active permet l'ionisation du gaz. Les ions présents dans cette zone peuvent être positifs ou négatifs. Au-delà de cette région se trouve une zone de dérive ionique où le champ électrique est trop faible pour permettre les réactions d'ionisation. Des ions négatifs sont alors formés par attachement électronique. Ils sont ensuite entraînés le long des lignes de champ et réagissent avec les molécules rencontrées.

A l'interface entre la zone d'ionisation et la zone de dérive ionique, la consommation d'électrons par attachement électronique égale leur libération par impact électronique : les coefficients α et η sont alors égaux.

Des simulations ont été réalisées en configuration pointe-plan pour déterminer le champ électrique dans l'espace inter électrodes avant ou après passage du streamer [16 17]. La figure I.6 représente les lignes équipotentiels avant et 10 μ s après passage du streamer.

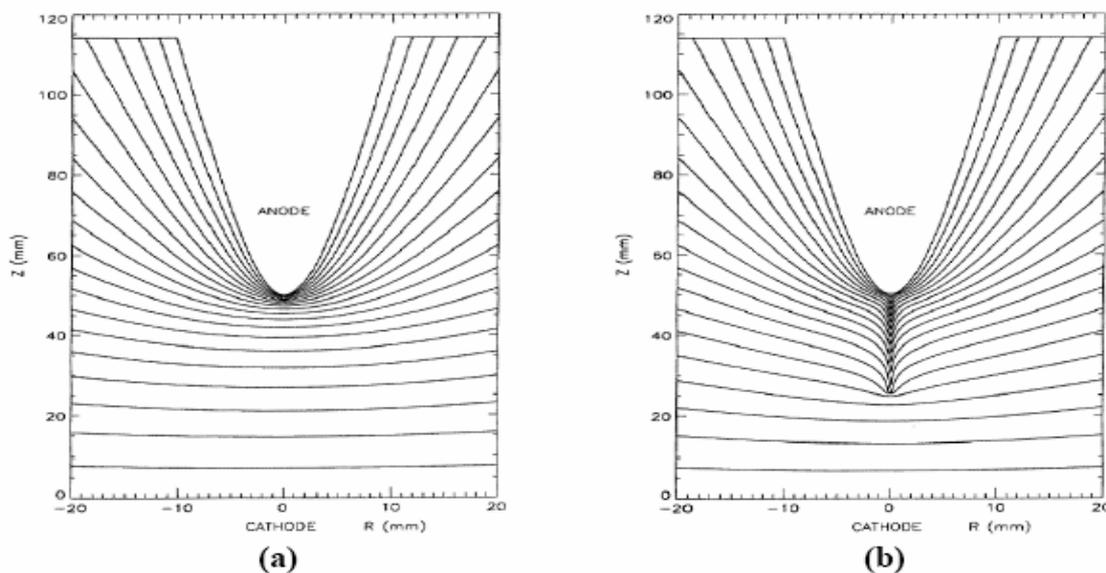


Figure I.6: Lignes équipotentiels avant (a) et 10 μ s après (b) passage du streamer [16]

I.4 Influence de la polarité de la tension appliquée

Les phénomènes élémentaires de développement et de propagation des décharges ont surtout été décrits pour des configurations pointe-plan.

Deux cas principaux sont à distinguer :

- L'application d'une tension positive à la pointe
- L'application d'une tension négative à la pointe

Dans le cas d'une tension alternative, les mécanismes élémentaires sont alternativement les mêmes que pour les décharges positives ou négatives, à condition que les charges d'espace aient pu se neutraliser dans le milieu avant l'inversion de la polarité.

I.4.1 Décharges pointe positive-plan

Dans le modèle proposé par Townsend, un électron présent au voisinage de la pointe est accéléré vers celle-ci par le champ électrique. Il subit lors de son trajet des collisions ionisantes, produisant une avalanche d'électrons attirés eux aussi vers la pointe. Après leur collecte par l'anode, ils laissent dans leur sillage des cations qui forment une zone de charges

d'espace positive. Celle ci modifie localement le champ électrique, prolongeant celui créé par l'anode dans l'espace inter électrodes.

La photoionisation a lieu suffisamment près de la charge d'espace afin de bénéficier d'un champ électrique local important. Ces électrons sont à leur tour accélérés par le champ électrique et engendrent des avalanches secondaires provoquant la propagation du streamer.

Selon J.Braithwaite, le streamer dont le diamètre mesure environ 20 μm , se propage à une vitesse de 10^5 à 10^6 m.s^{-1} [17]. La densité électronique en tête de streamer atteint 10^{15} à 10^{16} électrons par cm^3 et l'énergie moyenne des électrons y est d'environ 15 eV. La température est de l'ordre de 300 à 350 K et l'amplitude de l'impulsion de courant due à l'arrivée des électrons sur le plan peut atteindre quelques centaines de milliampères.

I.4.2 Décharges pointe négative-plan

Dans le cas d'une pointe alimentée par une tension négative (pointe cathodique), l'apparition d'un électron germe à proximité de la pointe peut provoquer une avalanche électronique qui se développe en champ divergent. La cathode accélère alors les ions positifs qui la percutent et lui arrachent des électrons secondaires. La charge d'espace positive domine dans la zone d'ionisation tandis que la zone de dérive ionique possède une charge d'espace négative, faible ou forte suivant l'importance des processus d'attachement électronique [17]. Au delà d'une tension supérieure à un seuil V_s , le courant circule en impulsions très régulières (Trichel). La fréquence de l'impulsion augmente avec la tension appliquée.

I.4.3 Décharges sous tension alternative

En appliquant un champ alternatif au gaz, alors le comportement du système dépend de la distance inter électrodes et de la fréquence de la tension d'alimentation. En effet, si le temps de parcours de l'intervalle par les particules chargées du gaz est inférieur au temps d'inversion de la polarité, alors les charges d'espace créées par une décharge auront quitté l'espace inter électrodes avant l'apparition de la décharge suivante. Le comportement élémentaire du système consistera donc en une alternance de décharges positives puis négatives indépendantes.

En augmentant la fréquence du signal électrique, une charge d'espace résiduelle persistera dans l'espace inter électrodes, favorisant le déclenchement de la décharge suivante. Ce phénomène peut se traduire par le maintien de la décharge avec une tension d'alimentation légèrement inférieure à la tension de claquage de la décharge [16].

I.5 Effet de couronne

Le terme effet couronne englobe l'ensemble des phénomènes se produisant dans un milieu gazeux au voisinage d'un conducteur de faible rayon de courbure, porté à une tension suffisamment élevée pour que le champ électrique soit supérieur au champ disruptif de ce gaz. Ce type de décharge ne nécessite aucune source d'ionisation externe pour se développer. C'est une décharge autonome qui, pourtant, nécessite un électron germe pour l'amorcer.

La décharge couronne se manifeste dans plusieurs configurations d'électrodes (Fig I.7). Ce phénomène est d'une grande importance dans l'ingénierie en HT où les champs électriques sont inévitables. Il est responsable des pertes dans les lignes de transport d'énergie et conduit souvent à la détérioration de l'isolation sous l'action combinée de la décharge et des composants chimiques qu'elle produit.

Ainsi la décharge couronne présente des aspects utiles (traitement de surface, précipitateurs électrostatiques, destruction des polluants par DC, générateurs d'ozone..etc) et des aspect nuisibles (pertes de puissance dans les lignes de transport d'énergie, défaut d'isolation, perturbations radioélectriques..., etc).

L'effet couronne se manifeste par l'apparition d'effluves lumineux entourant le conducteur HT et l'apparition d'un crépitement audible.



Figure I.7: Systèmes d'électrodes couramment utilisés pour la production de la décharge couronne

La décharge couronne est une décharge qui peut se développer dans un gaz du fait de la divergence du champ électrique. Elle peut être considérée comme la superposition de deux régimes de décharge. Le premier fait intervenir tout l'intervalle inter électrodes ; c'est la décharge de Townsend. Le second correspond à l'apparition dans l'intervalle de lueurs prenant l'aspect de filaments lors de sa transition vers l'arc ; ce sont les streamers [13, 14].

I.5.1 Développement de la décharge couronne

Une très forte activité de photo-ionisation se produisant à la tête des avalanches ou streamers primaires regroupés autour de l'électrode active (haute tension), fait apparaître la première couronne en une durée de quelques centaines de nanosecondes. Ce phénomène est suivi d'une période sombre caractérisée par l'absence de toute activité lumineuse. Ceci est dû au fait que les électrons générés par l'avalanche primaire neutralisent les ions positifs issus des avalanches secondaires. Le champ de charge d'espace diminue alors en dessous du champ disruptif du gaz avant de se remettre à augmenter progressivement avec la tension appliquée. Le temps qui sera nécessaire pour que d'autres streamers se forment est appelé période sombre. Il est supposé que dans le cas d'une décharge en tension continue positive, un champ électrique de 5 kV.cm^{-1} est suffisant pour maintenir la propagation de ces streamers [15]. Si les limites de champ sont respectées, la période sombre sera suivie d'un régime auto-stabilisé qui verra une forte densité de streamers autour de l'électrode haute tension et ainsi un canal de streamers se propage en direction de l'électrode opposée [18].

I.5.2 Champ seuil de la décharge couronne

On entend par seuil d'effet couronne, la valeur du champ électrique pour laquelle il y a apparition brusque d'une conductivité de l'air au voisinage immédiat d'un conducteur soumis à une tension croissante.

L'étude du seuil de la décharge couronne a fait l'objet de plusieurs travaux théoriques et expérimentaux, vu l'intérêt qu'il porte aux différents domaines d'application de la décharge couronne. Ces études ont montré que le champ seuil d'apparition de l'effet couronne dépend de plusieurs paramètres, tel que le potentiel d'ionisation du gaz, le libre parcours moyen des molécules gazeuses, la géométrie et l'état de surface de l'électrode active [19].

Les travaux expérimentaux sur l'évaluation du seuil consistent généralement à mesurer la tension seuil V_s , à laquelle correspond un champ seuil E_s à la surface de l'électrode sous tension.

Des expressions empiriques et semi empiriques ont été proposées pour l'évaluation du champ seuil à la surface de l'électrode active à forte courbure. Toutes ces expressions sont exprimées sous la forme suivante :

$$E_s = F \cdot \left(1 + \frac{G}{r^B}\right) \quad (1.11)$$

Où E_s est le champ seuil d'apparition de la décharge ;

F, G et B sont des constantes qui diffèrent d'un auteur à un autre.

r est le rayon de courbure de l'électrode active.

Le coefficient F a été identifié la première fois par Waters et Stark comme étant la valeur du champ critique du minimum d'ionisation correspondant à $\bar{\alpha} = 0$.

Le champ seuil de l'effet couronne peut être défini sous réserve d'une bonne représentation de $(\alpha - \eta) / p$ en fonction du champ réduit E/p et du calcul de l'intégrale d'ionisation $\int (\alpha - \eta) \cdot dx$.

Par ailleurs, on doit tenir compte des paramètres physiques de l'air (humidité, pression et température). Hartmann a proposé en 1984 un modèle physico-mathématique pour le seuil de l'effet couronne, amélioré plus tard par une étude expérimentale développée avec les géométries d'électrodes fil-cylindre et fil-plan [20]. Ce modèle est basé, d'une part, sur la notion de longueur critique L_c de l'avalanche et, d'autre part, sur une amélioration du critère de Meek. Il exprime qu'à la tête de l'avalanche, près de l'anode, les électrons ne peuvent se multiplier en raison des champs \vec{E}_s , à la surface de l'anode, et \vec{E}_ρ , dû à la charge d'espace positive en tête de l'avalanche, qui s'opposent et dont la somme algébrique est égale au champ critique E_c du minimum d'ionisation.

$$\vec{E}_s + \vec{E}_\rho = \vec{E}_c \quad (I.12)$$

En désignant par $2r$ le diamètre de l'électrode active, le champ seuil E_s s'écrit :

$$E_s = E(x) \left[1 + \frac{2x}{2r} \right] \quad (I.13)$$

$E(x)$ est le champ électrique à une distance x de la surface de l'anode. Sachant que le champ critique du minimum d'ionisation E_c est défini sur la frontière de l'avalanche ($E(L_c) = E_c$), l'équation précédente s'écrit alors:

$$E_s = E_c \left(1 + \frac{2L_c}{2r} \right) \quad (\text{I.14})$$

L'étude expérimentale développée en géométrie cylindrique par Zebboudj et Hartmann [21], a permis de préciser les expressions analytiques de la longueur critique de l'avalanche L_c et du champ seuil E_s en fonction du diamètre $2r$ de l'électrode, de la densité relative δ de l'air et de l'humidité absolue H_a . La relation précédente s'écrit alors :

$$E_s(r, \delta, H_a) = E_c(\delta, H_a) \left[1 + \frac{L_c(2r, \delta, H_a)}{2r} \right] \quad (\text{I.15})$$

où

$$E_c(\delta, H_a) = E_c(1,0) \cdot \delta \cdot (1 + \alpha_H \sqrt{H_a}) \quad (\text{I.16})$$

et

$$L_c(2r, \delta, H_a) = L_c(2r,1,0) \delta^{B_0} F(H_a) \quad (\text{I.17})$$

$E_c(1,0)$ et $L_c(2r,1,0)$ sont respectivement les valeurs du champ critique du minimum d'ionisation et de la longueur critique de l'avalanche dans les conditions de température et de pression normale ($T = 20$ °C et $p = 760$ mm Hg) et dans l'air sec ($H_a=0$) :

$$E_c(1,0) = 24,68 \text{ kV/cm} \quad (\text{I.18})$$

$$L_c(2r,1,0) = \frac{A_0}{2} (2r \cdot e^{(a_0/2r)} + z_0)^{B_0} \quad (\text{I.19})$$

avec :

$$\Delta(2r) = \frac{A_0}{2r} (2r \cdot e^{(a_0/2r)} + z_0)^{B_0} \quad (\text{I.20})$$

et :

$$F(H_a) = 1 - \left[\left(1 + \frac{1}{\Delta(2r)} \right) (\alpha_H - \beta_H(2r)) \right] \cdot \sqrt{H_a} \quad (\text{I.21})$$

Avec: $\alpha_H = 16,03 \cdot 10^{-3} (\text{g/m}^3)^{-1/2}$, $A_0 = 0.1088$, $B_0 = 0.59$, $a_0 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ et $z_0 = 17 \cdot 10^{-6} \text{ m}$,

Le coefficient β_H dépend du diamètre de l'électrode active utilisée.

Ce modèle tient compte de l'influence des paramètres physiques de l'air (pression, température et humidité) et des paramètres géométriques du système d'électrodes (rayon de courbure de l'électrode active et distance inter électrodes). Ce modèle généralise la loi de Peek et s'applique particulièrement pour les configurations d'électrode fil-cylindre, fil-plan et pointe-plan.

I.6 Paramètres influant sur le développement de la décharge

I.6.1 Paramètres atmosphériques

Parmi les propriétés physiques de l'air conditionnant le mécanisme d'évolution des décharges et ayant une grande influence sur sa rigidité, on trouve la densité δ et l'humidité H_a . L'influence de la densité entraîne implicitement celle de la température T et de la pression P , vu leur dépendance mutuelle où :

$$\delta = \frac{P}{760} \cdot \frac{293}{273 + T} \quad (\text{I.22})$$

P est la pression en mm Hg et T est la température en °C.

Un isolant gazeux est assez fortement influencé par les trois facteurs (P , T , H_a) avec une prédominance pour la température et la pression qui en modifiant la densité ont un rôle direct et antagoniste: la tension disruptive augmente avec la pression et diminue avec la température.

I.6.2 Présence de particules conductrices dans l'air

Il a été montré que les particules existant dans un intervalle d'air pointe-plan sont responsables des modifications des conditions de décharge. A.Sumuila et L.Dascalescu ont analysé les conditions de décharge en présence de petites particules conductrices sphériques, de rayon r_c et de masse m , sous l'effet d'un champ électrique E pour un système pointe positive-plan [22]. La présence de particules conductrices réduit la rigidité de l'air. Un champ uniforme, relativement faible, peut déplacer des objets métalliques fins, d'où l'initiation de la décharge par des micro-décharges produites par ces particules lorsqu'elles sont proches des électrodes.

I.6.3 Influence du matériau de la pointe

Zhao.You-Bin [23], a montré que la tension de décharge disruptive sous tension continue change avec le matériau de la pointe, ses résultats sont présentés dans le tableau I.1.

Il a observé qu'après 80 décharges la pointe en aluminium a diminué de 0.07mm de hauteur. En effet, la chaleur dégagée de la pointe en aluminium est plus élevée que dans le cas des autres matériaux utilisés à cause de sa conductivité, qui est plus importante, ce qui facilitera son usure, (le point d'ébullition est plus faible pour l'aluminium).

I.6.4 Influence de la pollution de l'air

La pollution est introduite par l'homme, directement ou indirectement sous forme de substances ou d'énergie dans l'environnement qui entraîne des conséquences préjudiciables de nature à mettre en danger la santé humaine, à nuire aux ressources biologiques et aux systèmes écologiques. Notamment dans le domaine d'électrotechnique, la pollution constitue un sérieux problème dont il faut tenir compte lors du dimensionnement de l'isolement des lignes de transport et de l'appareillage haute tension. En effet, les dépôts polluants qui recouvrent les surfaces isolantes peuvent conduire au contournement total des systèmes d'isolation [24, 25].

Longueur de l'intervalle (mm)		100	500	1000
Tension de claquage (kV)	Aluminium	80.4	291	569
	Acier	83.2	294	583

Tableau I.1 : Tension de claquage en fonction de la longueur de l'intervalle pour deux matériaux de la pointe [23]

I.6.4.1 Différentes sources de pollution

Les principales sources de pollution pouvant être rencontrées sont la pollution naturelle: marine, désertique et la pollution industrielle. La pollution mixte représente l'ennemi majeur des ouvrages électriques car, elle est la combinaison des deux pollutions ; naturelle et industrielle.

I.6.4.2 Conséquences de la pollution

Les sels contenus dans les dépôts polluants qui recouvrent les surfaces isolantes se dissolvent et créent une couche électrolytique conductrice, ce qui engendre une conductivité superficielle et provoque une modification de la répartition de potentiel. La tension de rupture diélectrique peut alors être atteinte entre deux points de la surface isolante entraînant ainsi l'amorçage d'un arc électrique qui court-circuite une partie de la ligne de fuite [26]. On peut distinguer trois types d'arcs électriques :

a) Arc non localisé: On dit qu'un arc est non localisé, lorsque la surface d'un isolant est amorcée par un arc qui s'éteint rapidement pour se réamorcer en un autre endroit. Ce phénomène ne cause pas de dommage pour l'installation, malgré l'apparition d'un courant de fuite à la surface de l'isolant.

b) Arc fixe: Un arc fixe se fixe sur la surface de l'isolant. Soit en s'y maintenant (courant continu) soit, en se réamorçant au même endroit (courant alternatif). Cet arc peut entraîner par effet thermique une dégradation de l'isolant.

c) Contournement selon la contrainte à laquelle est soumis l'isolant : lorsque les conditions appropriées sont remplies, le contournement d'une surface isolante polluée est le résultat d'une évolution que l'on peut schématiser comme suit :

Première phase (a)

Une couche de pollution recouvre la surface isolante. Elle est constituée de sels solubles et d'acides ou de bases dilués. Si la pollution a une forme d'une couche électrolytique liquide, les phases (c) à (f) peuvent avoir lieu directement, sinon un processus d'humidification est nécessaire, phase (b), figure I.8.

Deuxième phase (b)

La couche de pollution est humidifiée. La pollution devient ainsi conductrice.

Troisième phase (c)

Lorsque la surface isolante polluée est soumise à une tension, des courants de fuite apparaissent sur sa surface et commencent à assécher certaines zones de la couche polluante.

Quatrième phase (d)

Le séchage précédent n'est jamais uniforme, car il existe des zones sèches qui arrêtent l'écoulement des courants de fuite.

Cinquième phase (e)

L'application d'une tension aux zones sèches, qui peuvent n'avoir que quelque centimètre de largeur, provoque un claquage dans l'air. Les zones sèches sont court-circuitées par des arcs électriques en série avec la résistance de la partie non séchée de la couche polluante. Il en résulte une impulsion de courant de fuite, chaque fois qu'une zone sèche est amorcée.

Sixième phase (f)

La résistance de la partie humide est faible, les arcs qui court-circuitent la zone sèche peuvent s'étendre le long de la surface isolante en court-circuitant ainsi une partie de plus en plus grande de cette surface. Ceci entraîne une réduction de la résistance en série avec les arcs, ce qui accroît le courant et permet aux arcs de court-circuiter une partie plus grande de la surface de l'isolant. Finalement, la surface de l'isolant se trouve complètement court-circuitée et un défaut à la masse est établi.

Sous tension continue, le processus global est relativement facile à décomposer. Une fois la décharge amorcée et si les conditions électriques le permettent, elle va se développer rapidement jusqu'au contournement, sinon la zone sèche s'élargit et la tension appliquée ne peut plus maintenir la décharge, qui va alors s'éteindre. Sous tension alternative, le problème est plus complexe du fait des passages par zéro de l'onde de courant pendant lesquels la décharge s'éteint. Les temps au contournement sont très variables, selon les conditions électriques. Lorsque ce temps est élevé, le passage par zéro peut intervenir avant que le contournement total ne soit atteint, il faut que la tension appliquée soit augmentée afin de réamorcer la décharge à l'alternance suivante.

I.6.4.3 Effet de la pollution sur la rigidité diélectrique de l'air

Les études menées par Kaluzny.A.J [27] sous un champ uniforme et non uniforme, permettent de noter les constatations suivantes :

- La rigidité diélectrique de l'intervalle d'air dépend de la concentration des impuretés de l'air (par exemple impuretés industrielles), comme elle dépend largement de l'humidité. La rigidité diélectrique augmente en présence d'impuretés pour des valeurs de l'humidité comprises entre 11 g/m^3 et 13.1 g/m^3 et décroît si l'humidité est supérieure à 13.1 g/m^3 ;
- La rigidité diélectrique de l'air polluée diminue en augmentant la distance inter électrodes.

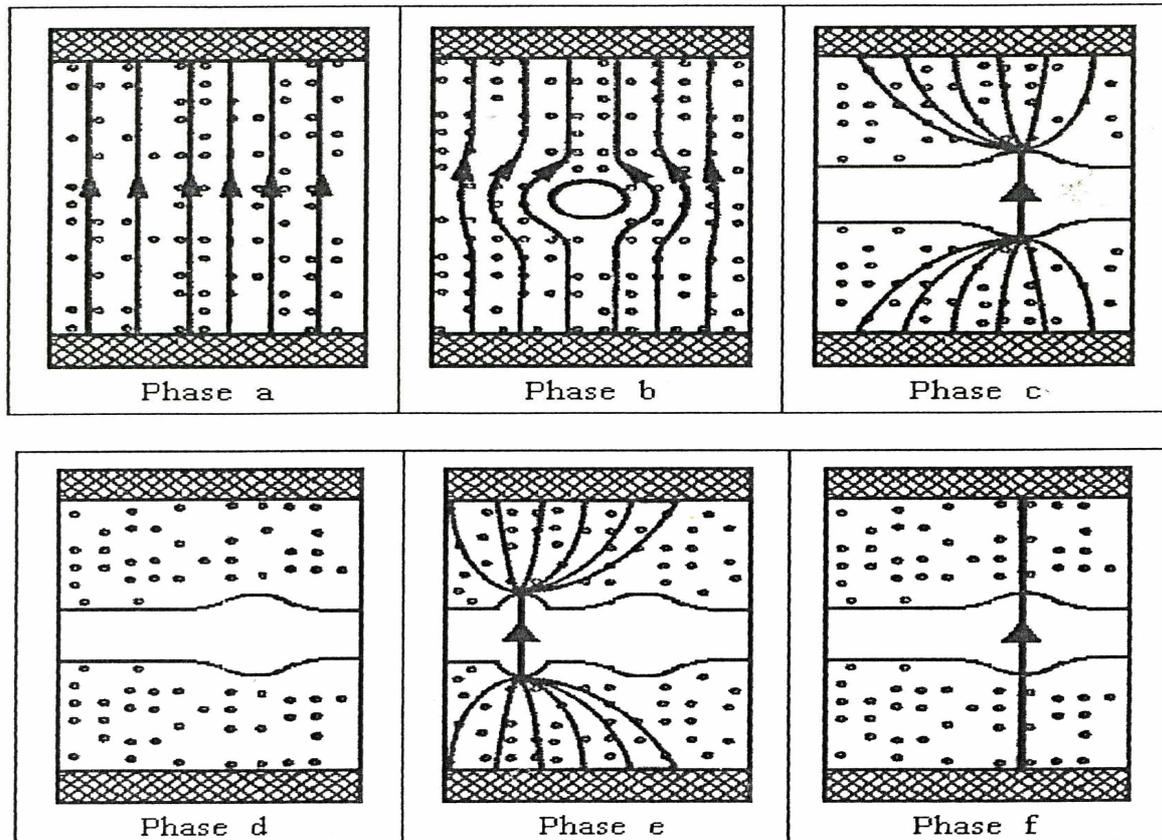


Figure I.8 : Différentes étapes du processus de contournement d'une surface isolante polluée

I.7 Conclusion

La pression du gaz est un facteur très important dont dépendent les caractéristiques de la décharge. Donc nous résumons la décharge dans l'air en deux théories : La théorie de Townsend pour des faibles pressions et la théorie des streamers pour des pressions élevées. En présence d'un champ uniforme, l'activité d'ionisation conduit généralement au claquage. Par contre, en champ non uniforme, la décharge se manifeste d'abord sous forme de décharge couronne. L'effet couronne se manifeste à partir d'une valeur seuil du champ électrique pour laquelle il y a apparition brusque d'une conductivité de l'air au voisinage immédiat d'un conducteur soumis à une tension croissante.

Les phénomènes élémentaires de développement et de propagation des décharges ont surtout été décrits pour des configurations pointe-plan. On distingue principalement la décharge en polarité positive et négative de la pointe.

Ainsi, lorsqu'on applique une tension en géométrie pointe-plan, positive ou négative, suffisante pour créer la décharge couronne, l'espace inter électrodes est réparti en deux zones. Une zone active, caractérisée par une charge d'espace nulle et une zone de dérive caractérisée par une charge d'espace unipolaire de même signe que celui de la tension appliquée à la pointe.

Dans le cas d'une tension alternative, les mécanismes élémentaires sont alternativement les mêmes que pour les décharges positives ou négatives, à condition que les charges d'espace aient pu se neutraliser dans le milieu avant l'inversion de la polarité.

On trouve notamment d'autres paramètres influant sur la décharge dans l'air tel que : les paramètres atmosphériques, la présence des particules conductrices dans l'air, le type de matériau de la pointe et la pollution de l'air.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Boubakeur, « Influence des barrières sur la tension de décharge disruptive des moyens intervalles d'air pointe-plan », Thèse de Doctorat, E.P. Varsovie, Pologne, 1979.
- [2] A.Zouaghi, A.Beroual, « Barrier effect on the time lag to breakdown of transformer oil gaps under lightning impulse voltage », Conf on Electr. Insul. Diel. Phen, Atlanta (USA), pp.640-643, 1997.
- [3] J.L.Jakubowski, A.Boubakeur, « Rigidité des moyens intervalles d'air dans les systèmes isolants pointe-plan avec barrières », Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences (Polish Academy of Sciences Bulletin), Vol.28, N°9-10, pp.141-147, 1980.
- [4] Y.Julliard, R.Badent, A.J. Schwab, « Behavior of multiple barrier insulation systems under impulse conditions », Annual report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 0-7803-7053-8/1/S10.00, pp.540-543, IEEE 2001.
- [5] A.G. Sellars, S J. Mac Gregor, « The design of dielectric barriers for HVDC Bushings », IEE Colloquium 008, pp.1-3, London (UK) 1996.
- [6] V.V.Lopatin, M.D. Noskov, D.I. Karpov, « The effect of the barriers with high conductivity and dielectric permittivity on the dendrite development in dielectrics », International Symposium on High Voltage 9th ISH, Session 1075, pp.1-3, Graz 1995.
- [7] R.Fournier, « Les isolants en électrotechnique concepts et théories », Edition Eyrolles, Paris 1986.
- [8] E.Kuffel, W. Zaengl, J. Kuffel, « High voltage engineering fundamentals» Edition, Butterworth-Heinemann, Oxford 2000.
- [9] C.Gary, M.Moreau, « L'effet couronne en tension alternative », édition Eyrolles Paris 1976.
- [10] R. Papoular, « Phénomènes électriques dans les gaz », Edition Dunod, Paris 1963.
- [11] J.S, Townsend, « Electricity in gases », Oxford University Press, 1914.
- [12] A. Goldman, R. Haug, R. V. Latham, « Electrical Breakdown and Gas Discharge part B », Journal of Applied Physics, 47:2418, USA, pp.56, 1981.
- [13] E.Badaru, J.Popescu, « Gaz ionisée –décharges électriques dans les gaz », Edition Dunod Paris, 1965
- [14] C. Gary, « Effet couronne sur les réseaux électriques aériens », Technique de l'ingénieur, D4440, pp. 1-25.

- [15] L. B. Loeb, « Electrical Coronas, Their Basic Physical Mechanisms », University of California Press, United States, 1965.
- [16] I. Ndiaye, « Initiation et développement des décharges couronnes sur une surface de glace », Mémoire de maîtrise présentée devant l'UQAC, pp. 13-37, Chicoutimi 2003.
- [17] N. St. J. Braithwaite, « Introduction to gas discharges », Plasma Sources Sci.Technol, 9, pp 517 - 527, 2000.
- [18] M. Giralt, « Adaptation d'un modèle de décharge en vue de son application à la conception de l'isolation aérienne H.T et T.H.T», thèse de doctorat, École Centrale de Lyon-France, pp 15-41, 1999.
- [19] F. W. Peek, « Phénomènes diélectriques dans la technique de haute tension », Delagrave, Paris 1929.
- [20] H. Yala, A. Kasdi, Y. Zebboudj, « Analysis of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona », Eur. Phys. J. AP 21, pp.45-52, 2003.
- [21] Y.Zebboudj, G.Hartmann, « Current and electric field measurements in coaxial system during the positive DC corona in humid air », Eur.J.AP, Vol. 6, pp.195-203, 1999.
- [22] A.Samuila, L. Dascalescu, R. Tabazeon, « Breakdown of ionised air gaps in the presence of spherical conductive particle », session 2143, 9th ISH, pp.1-4, Graz 1995,
- [23] Z.You Bin, « The influence of the electrode material of rod-rod gap with tip on its DC breakdown voltage », session 2135, 9th ISH, , pp.1-2, Graz 1995.
- [24] Groupe de travail 04 du comité d'étude N° 33, «Mesure de la sévérité de pollution des sites et application au dimensionnement des isolateurs pour les réseaux à courant alternatifs », Electra N°64, 1979.
- [25] CEI 60383-2, « Technique des essais à haute tension- définitions et prescriptions générales relatives aux essais », 1993.
- [26] Z.Sahli, « Etude de la non uniformité de la pollution sur les caractéristiques de contournement des isolateurs réels polluées sous tension continue », Thèse de magister, Université de Bejaia, 2003.
- [27] A. J. Kaluzny, U.Kluzna., « Electric strength of high voltage insulating gap in polluted air », Session 2155, 9th ISH, pp.1-3, Graz 1995.

Chapitre II

*Effets des barrières dans
les intervalles d'air
pointe-plan*

II.1 Introduction

L'influence des barrières isolantes a été remarquée par C.P Steinmetz vers 1920 [1]. Il a constaté l'augmentation de la tension disruptive de l'air entre deux électrodes sphériques, séparées par une barrière isolante. Plusieurs chercheurs ont succédé par la suite pour mener des investigations plus poussées [2-9].

L'amélioration de la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe-plan, par l'introduction convenable d'une barrière isolante est un phénomène très intéressant à exploiter dans les systèmes d'isolation. En effet, la présence d'un écran isolant entre les deux électrodes transforme l'intervalle d'air initial en un système stratifié (air-barrière). Les ions dans le cas d'une décharge positive sont alors freinés par la barrière en se répartissant sur sa surface, provoquant la déformation du champ électrique et engendrant ainsi une nette augmentation de la tension disruptive du système [9].

L'introduction d'une barrière influence par plusieurs paramètres la variation de la tension disruptive d'un intervalle d'air. On trouve les paramètres de configuration de l'intervalle (longueur de l'intervalle, nombre de barrières utilisées, position de la barrière) et les paramètres concernant la barrière elle-même (son matériau, sa forme, ses dimensions...etc) [10, 11].

II.2 Paramètres définissant la nature de la barrière

Les écrans isolants de natures différentes n'ont pas tous les mêmes performances du point de vue de l'augmentation de la tension disruptive d'un système d'isolation. Cela est dû au fait que les paramètres définissant les propriétés isolantes d'un matériau varient d'un diélectrique à un autre. Parmi ces paramètres, on trouve la rigidité diélectrique qui est la propriété qu'à un diélectrique à s'opposer à la décharge disruptive. Ce paramètre est évalué par l'intensité du champ électrique susceptible de conduire à la décharge disruptive. La permittivité est une propriété physique décrivant la réponse d'un milieu donné à un champ électrique. Au niveau microscopique, la permittivité est liée à la polarisabilité électrique des molécules ou atomes constituant le milieu.

Dans un diélectrique réel, il existe toujours à basses fréquences une faible conductivité liée à différents mécanismes microscopiques (défauts notamment). On parle alors de pertes diélectriques. On peut tenir compte de ces pertes en définissant une permittivité complexe [12] :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega) \quad (\text{II.1})$$

où ω est la pulsation de la tension appliquée

$\varepsilon'(\omega)$ est le terme de dispersion qui caractérise la vitesse de l'onde dans le matériau (plus ε' est grand, plus la vitesse est faible).

$\varepsilon''(\omega)$ est le terme d'absorption du matériau qui correspond aux pertes diélectriques dans le matériau, c'est-à-dire à sa capacité à transformer l'énergie électromagnétique en chaleur.

II.3 Décharges partielles

Le développement de la décharge disruptive (ou perforation diélectrique) à l'intérieur des matériaux isolants solides est généralement lié à un ou une association des phénomènes suivants : décharges intrinsèques, décharges thermiques et décharges partielles.

Une décharge partielle (DP) est définie par la CEI comme une décharge qui ne court-circuite que partiellement l'isolant entre deux conducteurs [13]. L'expérience montre que les mesures des DP permettent la connaissance et l'identification de plusieurs défauts d'isolation. Les effets des décharges partielles dans les installations haute tension comprenant des matériaux isolants solides peuvent être dramatiques, aboutissant à la destruction complète (par explosion) de l'installation. Ces décharges entraînent des dommages irréversibles des matériaux isolants. Ces dommages sont causés par l'énergie libérée par les décharges, par l'apparition d'ozone attaquant les parois des cavités, la libération de gaz sous haute pression et des réactions chimiques qui ont tendance à augmenter la conductivité de l'isolant autour de la cavité. Autant de phénomènes qui tendent à accélérer et à étendre la dégradation du matériel. Ce type de décharges prend naissance dans un défaut d'un diélectrique solide ou dans une bulle au sein d'un liquide diélectrique. Elles peuvent également apparaître à l'interface conducteur-diélectrique [14].

Les décharges partielles dans un diélectrique ont le plus souvent lieu dans une bulle gazeuse : la permittivité du gaz étant très inférieure à celle du matériau environnant, un champ beaucoup plus important que celui existant sur une distance équivalente au sein de l'isolant apparaît. Si cette tension dépasse le seuil d'apparition de la décharge couronne pour le gaz contenu par la bulle, une décharge partielle a lieu. Une fois amorcée, la décharge va progressivement détériorer l'isolant, conduisant finalement à un claquage du diélectrique et à la destruction de l'installation. Ce phénomène peut être limité lors de la fabrication de l'équipement par sa conception et par la qualité des matériaux utilisés.

Un classement des décharges partielles est possible suivant leurs origines on trouve : les décharges externes (décharge couronne), les décharges superficielles et les décharges internes.

Les décharges partielles sont dites superficielles lorsqu'elles se développent à l'interface de deux diélectriques dans des états différents d'agrégation. Le champ électrique donnant lieu à ce type de décharge a sa composante principale tangentielle à la surface du matériau. Du point de vue technique ce type de décharge est très nuisible au matériau car, la résistivité superficielle diminue. Pour un matériau dont la conductivité est faible, il peut se déposer des homocharges positives ou négatives qui restent piégées. Pour un certain niveau de tension, les canaux de décharge glissent sur la surface de l'isolant pour aller vers l'électrode mise à la terre. Dans le cas d'une mauvaise interface, les décharges de haute énergie se développent, même à des tensions modérées et peuvent court-circuiter d'importantes épaisseurs d'isolant [15].

Les décharges internes ont pour origine les inclusions de particules étrangères et les vacuoles gazeuses. Lorsque ces isolants sont soumis à une certaine tension on constate que le champ électrique est plus élevé dans les vacuoles gazeuses E_g que dans l'isolant E_i .

Etant donné la continuité du vecteur induction électrique dans un milieu non ionisé à l'état initial, on trouve dans le cas d'une stratification série :

$$\frac{E_g}{E_i} = \frac{\epsilon_{ri}}{\epsilon_{rg}} = \epsilon_{ri} \quad (\text{II.2})$$

ε_{ri} : est la permittivité relative de l'isolant.

ε_{rg} : est la permittivité relative du gaz (pour l'air $\varepsilon_{rg} = 1$).

Deux facteurs contribuent à faire apparaître des décharges partielles dans les isolants :

- D'une part la permittivité relative des isolants solides étant plus élevée (2 à 6 fois) que celle des gaz occlus ($\varepsilon_{rg} = 1$), le champ électrique dans les vacuoles est proportionnellement plus élevé d'après (II.2) ;
- D'autre part, la rigidité diélectrique des gaz est nettement plus basse (environ 10 fois moins) que celles des solides.

Ces deux constatations, allant dans le même sens, font que des décharges dites partielles apparaissent dans les vacuoles de gaz incluses dans les isolants solides pour des tensions 20 à 60 fois plus faibles que celles qui entraîneraient la perforation du diélectrique solide.

II.4 Influence des barrières sur la tension disruptive des intervalles d'air pointe-plan

Plusieurs investigations ont été menées pour l'étude de l'influence des barrières isolantes sur la rigidité diélectrique. Nous présentons par ordre chronologique certaines d'entre elles dans cette section.

II.4.1 Influence selon E. Marx

Marx montra en 1930 qu'une plaque isolante, insérée dans un champ divergent induit une modification de la forme des décharges ayant lieu dans l'intervalle inter électrodes. Pour la rupture diélectrique aux chocs (0.5/ 100 μ s) d'un intervalle d'air pointe-plan de 50 cm, il a obtenu une amélioration de la tension disruptive lorsque la barrière est située près de la pointe positive. Lorsque la pointe est négative, les décharges apparaissent des deux côtés de la barrière et la rendent sans effet notable. En tension continue négative, la tension disruptive peut être fortement diminuée [2].

Sous des impulsions de choc, l'augmentation de la tension disruptive a été prélevée à une position de 60% de la longueur de l'intervalle (pointe-plan), contrairement à des positions proches de l'une des électrodes où la tension disruptive diminue.

En tension alternative, l'amélioration de la rigidité du système a été remarquée pour des positions de la barrière située entre 20% et 60% de l'intervalle d'air pointe-plan.

II.4.2 Influence selon H. Roser

Il a été le premier à étudier l'influence des barrières de différentes permittivités sur la tension disruptive aux chocs de foudre, en tension alternative et continue, pour divers systèmes d'électrodes.

Dans le cas du système pointe positive-plan, la charge d'espace qui se dépose à la surface de la barrière isolante est positive. Elle tend à uniformiser le champ électrique entre la barrière et le plan. Ceci engendre l'augmentation de la tension de décharge disruptive. Par contre, dans le cas de la pointe négative, il peut y avoir une réduction de la tension disruptive.

Roser a notamment étudié l'influence des barrières poreuses et des barrières compactes trouées, où il a constaté qu'elles n'entraînent aucune amélioration notable de la tension disruptive [3].

II.4.3 Influence selon Tikhodeev

Selon Tikhodeev le processus de décharge en tension impulsionnelle positive peut être subdivisé en trois étapes principales [4]:

- 1) Etape non stationnaire de remplissage de la barrière par les charges. Cette étape commence dès que le seuil de la décharge couronne est dépassé. Une double couche de charges superficielle est formée, créant un champ de polarisation E_p à l'intérieur de la barrière, (Fig.II.1). En effet, la charge d'espace créée par la décharge couronne est stoppée par la barrière en se déposant dessus, ce qui conduit à la réduction du champ électrique à la surface de la pointe. La tension appliquée à la pointe devient alors insuffisante pour maintenir la décharge couronne. La charge installée à la barrière se répartie graduellement sur toute la surface de la barrière vu la valeur finie de la conductivité du matériau de la barrière. Dans ce cas la fréquence des impulsions de courant augmente, mais reste inférieure à celles de Trichel.
- 2) Une étape stationnaire de contournement de la barrière par les décharges glissantes. En augmentant la tension, les impulsions de courant se serrent et des courants stationnaires sont collectés au plan.
- 3) Etape de claquage de l'intervalle pointe –plan avec barrière, où la décharge s'effectue du bord de la barrière vers le plan.

Pour une pointe négative on trouve trois étapes :

- 1) La décharge s'effectue de la pointe vers la barrière.
- 2) Pour un niveau de tension supérieur, la barrière est contournée par les décharges glissantes. D'autre part, à partir de l'électrode plane apparaît une décharge vers la surface opposée de la barrière.
- 3) L'amorçage s'effectue après la rencontre des deux décharges venant de part et d'autre de la barrière [4].

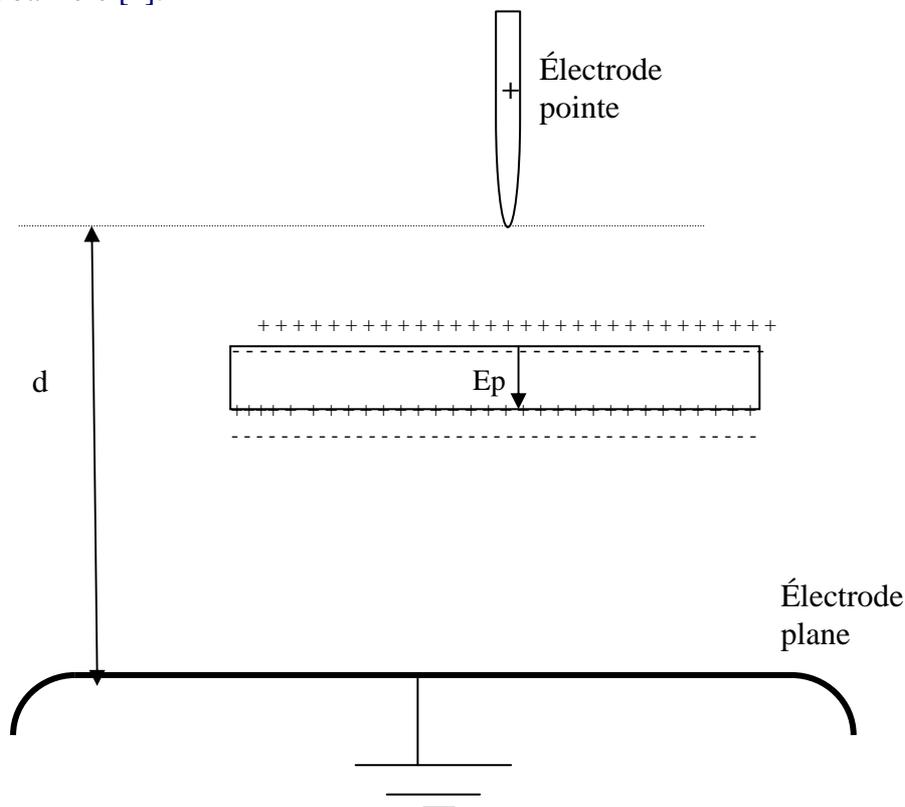


Figure.II.1: Distribution des charges au niveau de la barrière isolante

II.4.4 Influence selon M.P. Verma

Verma a travaillé sur les chocs de foudre positifs des intervalles d'air pointe-barrière-plan, de 4 à 14 cm. Les caractéristiques tension disruptive - distance inter électrodes obtenues présentent des pentes comprises entre 5 et 30 kV/cm, selon la position de la barrière [5].

II.4.5 Influence selon J.Pilling

Pilling a étudié l'influence des barrières isolantes sur la tension disruptive, en tension alternative des intervalles d'air pointe-plan allant jusqu'à 20 cm. Il a vérifié que la tension disruptive de l'intervalle est équivalente à la somme des tensions disruptives des intervalles d'air des deux côtés de la barrière et de la chute de tension sur la barrière [6].

II.4.6 Influence selon M.Awad

Awad a étudié le comportement des barrières polluées dans des intervalles d'air pointe-pointe de longueur inférieure à 12cm pour des tensions de choc de manœuvre 23/3000 μ s [7]. Il a constaté que la tension de claquage diminue lorsque la conductivité superficielle augmente, puis tend vers une valeur constante pour une conductivité superficielle supérieure ou égale à 3 μ S dans le cas où la surface polluée est en face de la pointe HT.

II.4.7 Influence selon A.Boubakeur

A.Boubakeur a travaillé sur les intervalles d'air pointe-plan de 40 à 200 cm, en tensions de choc de foudre et de manœuvre positives et en tension alternative à fréquence industrielle. Il a montré que la barrière isolante joue un rôle d'obstacle géométrique provoquant l'augmentation de la tension disruptive, quand la barrière est proche de la pointe aux environ de 20% de la distance pointe-plan. Cette augmentation est due à l'allongement du canal de la décharge disruptive [1,10].

L'évolution de la décharge peut être directe ou par étapes. La décharge directe est obtenue lorsque aucune décharge superficielle à la surface de la barrière n'est observée. Ce cas est généralement obtenu dans le cas où la barrière est suffisamment éloignée de l'une des électrodes [16]. Dans ce cas, la décharge contourne la barrière en la touchant dans un seul point, elle suit dans l'air le trajet pointe-bord de la barrière-plan (Fig.II.2).

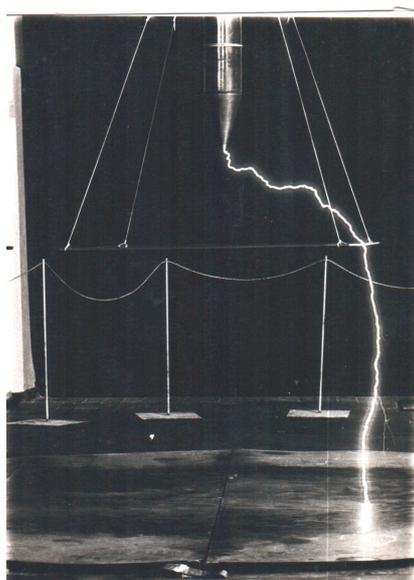


Figure.II.2: Décharge directe du système pointe-barrière-plan (d = 150 cm , a = 40 cm, 170/2500 μ s) [9]

Pour ce cas, la tension disruptive du système « pointe-barrière-plan » peut être déterminée approximativement de la caractéristique tension disruptive en fonction de la distance inter électrodes 'd' du système pointe-plan en considérant la distance géométrique $d_{\text{g\u00e9om}}$ (Fig.II.3).

telle que :

$$d_{\text{g\u00e9om}} = \sqrt{a^2 + L^2} + a' \quad (\text{II.3})$$

O\u00f9 $a' = d - a$

a : est la distance pointe-barri\u00e8re

a' : est la distance barri\u00e8re-plan

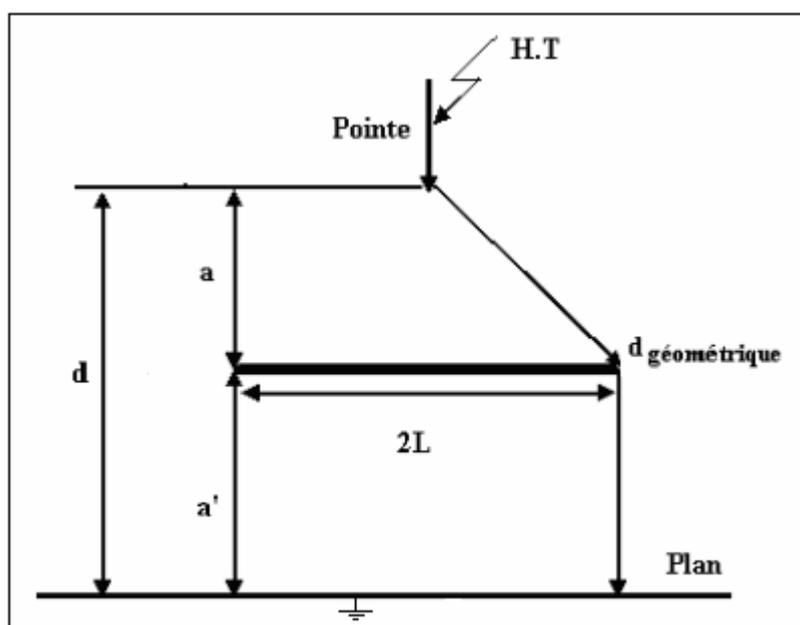


Figure.II.3 : Syst\u00e8me pointe-barri\u00e8re-plan

L'\u00e9volution de la d\u00e9charge s'effectue par \u00e9tapes lorsque la barri\u00e8re est proche de la pointe positive. Dans ce cas, la d\u00e9charge est compos\u00e9e de l'\u00e9tincelle pointe-milieu de la barri\u00e8re, de la d\u00e9charge glissante sur la barri\u00e8re (Fig.II.4) et de la d\u00e9charge bord de la barri\u00e8re-plan.

Dans le cas d'une pointe de polarit\u00e9 n\u00e9gative, la d\u00e9charge par \u00e9tapes appara\u00eet pour pratiquement toutes les positions de la barri\u00e8re. Notamment, A.Boubakeur a mis en \u00e9vidence l'apparition de d\u00e9charges ascendantes positives, dans le cas d'une pointe n\u00e9gative pour un intervalle d'air pointe-plan de 1.5 m (Fig.II.5).

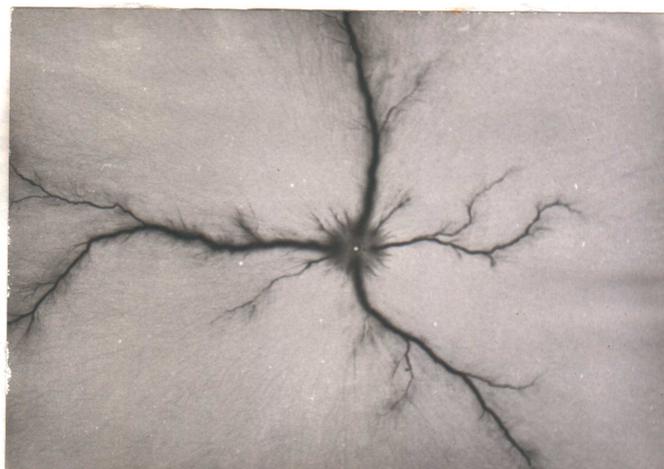


Figure.II.4: Décharges glissantes dans le cas d'une pointe positive en contact avec la barrière ($d = 100 \text{ cm}$ $U = 730 \text{ kV}$ $1.2/50\mu\text{s}$) [16]

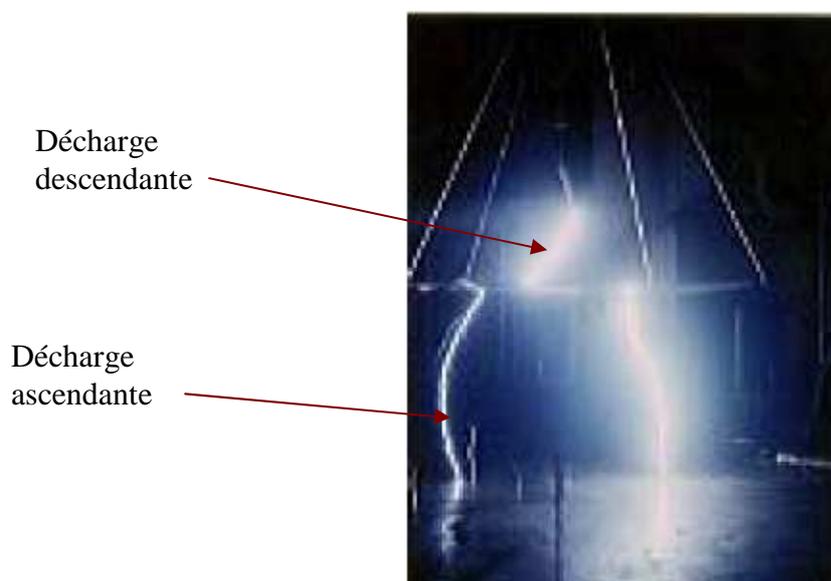


Figure II.5: Décharge disruptive dans un intervalle d'air pointe-barrière-plan de 1,5m (U près de 1100kV) [17]

A.Boubakeur a également travaillé sur l'influence des couches semi-conductrices appliquées sur la barrière isolante, où il a remarqué leur effet négatif sur la tension disruptive ; ceci à partir des conductivités superficielles supérieures à $0.4 \mu\text{S}$ et pour des distances pointe-barrière comprises entre 20 et 100 % de l'intervalle complet.

Dans le cas d'une barrière conductrice, il a constaté que lorsque la barrière est en contact avec la pointe, la tension disruptive augmente. Par contre, lorsqu'elle est située au voisinage de la zone médiane de l'intervalle pointe-plan elle décroît. Dans le cas où la barrière est suffisamment proche du plan, la tension disruptive de l'arrangement "pointe-barrière-plan" reste voisine de celle de l'arrangement "pointe-plan" sans barrière [1].

Une étude a été réalisée sur le champ électrique dont le but est de vérifier l'uniformisation de celui-ci dans la partie barrière-plan lors d'une décharge en géométrie pointe-barrière métallique-plan [18, 19]. Il a été conclu que lorsque la pointe est sous tension, la barrière conductrice se charge par influence électrostatique et la distribution du champ se fait de deux manières. L'une non uniforme dans l'intervalle pointe-barrière et l'autre pratiquement uniforme dans l'intervalle barrière-plan. A cet effet le système "pointe-barrière-plan" aurait une rigidité équivalente à la somme de la rigidité d'un intervalle pointe-plan correspondant à la distance pointe-barrière et de celle d'un système plan-plan correspondant à l'intervalle barrière-plan, (Fig.II.6. A, B et C). L'approximation du calcul de la tension disruptive est acceptable en tension positive pour des positions de la barrière proches du plan, à l'inverse de la tension continue de polarité négative.

A. Boubakeur a aussi constaté l'influence de la charge spatiale déposée sur la barrière en réalisant des trous de différents diamètres au centre de la barrière [1]. La décharge disruptive passe généralement par le bord de la barrière pour des trous de faible diamètre et elle passe par le trou à partir d'un certain diamètre limite de 10mm.

II.4.8 Influence selon Li Ming

L'augmentation de la largeur de la barrière entraîne celle de la tension disruptive de l'intervalle pointe-barrière-plan. Pour les petites largeurs de la barrière, la tension disruptive est faiblement améliorée [20].

Li Ming a mesuré la tension disruptive en système pointe-plan sous tension impulsionnelle. Il a obtenu une augmentation de 30 à 45% pour une barrière de forme hémisphérique et dont la cavité est en face de la pointe, par rapport à la valeur de la tension de claquage d'une barrière plane [21] (Fig.II.7).

La propagation des streamers influe sur la tenue diélectrique et ne mène pas nécessairement à la rupture de l'intervalle d'air. Les décharges préliminaires accélèrent le vieillissement de la barrière et augmentent la quantité de la charge superficielle qui facilite les décharges glissantes. La tension de rupture est inférieure à celle de l'intervalle sans barrière pour une barrière proche du plan [21] (Fig. II.8). L'influence des trous au centre et au bord de la barrière est représentée à la figure II.9.

II.4.9 Influence selon Z.You Bin

You Bin a travaillé sur les intervalles pointe-barrière-plan sous tension continue. La distribution des porteurs de charges positifs sur la surface de la barrière et la chute de tension entre les faces opposées de la barrière sont influencées par l'épaisseur et la permittivité de la barrière utilisée. Lorsque ces dernières auront des valeurs importantes, le champ électrique entre la barrière et le plan devient de plus en plus uniforme, mais leur influence est beaucoup moins importante par comparaison à l'effet de la largeur et de la position de la barrière [22].

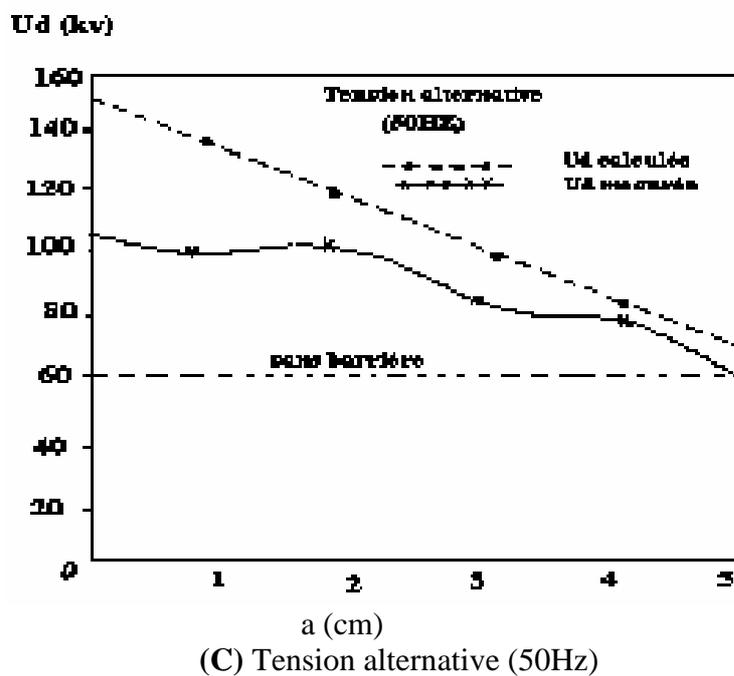
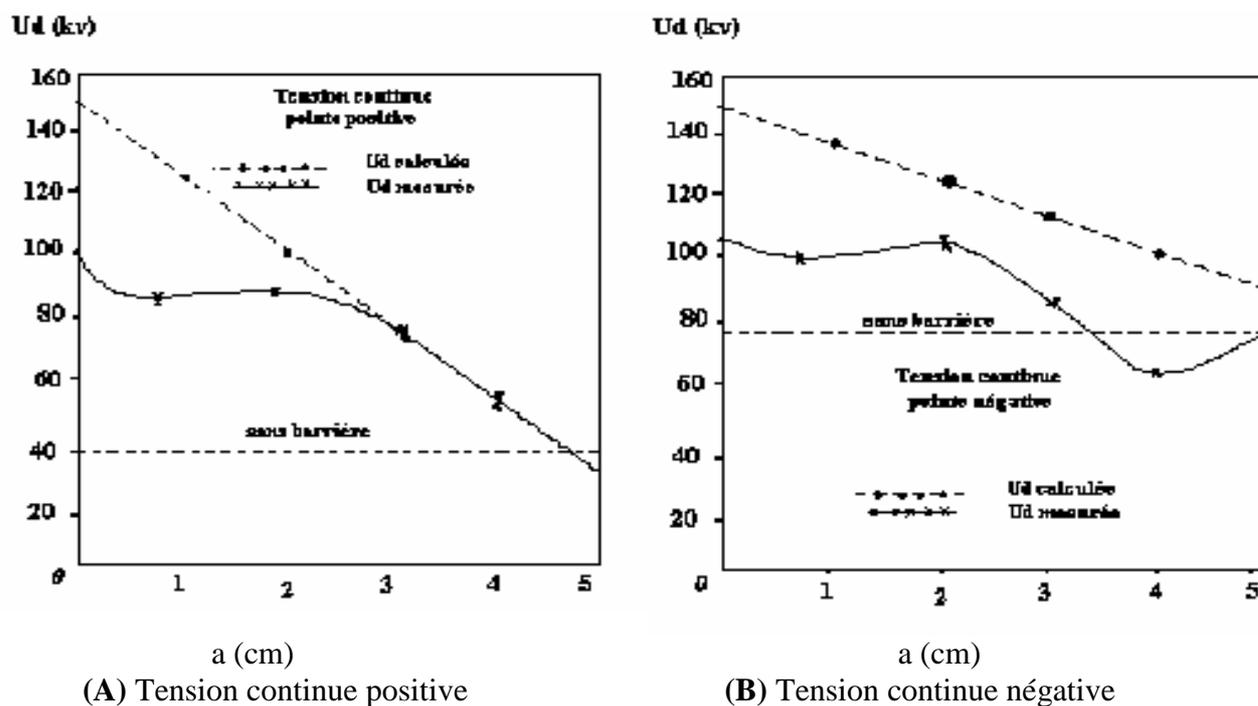


Figure.II.6: Equivalence entre le système pointe-barrière-plan et l'association série pointe-plan ($d = 5 \text{ cm}$) [18]

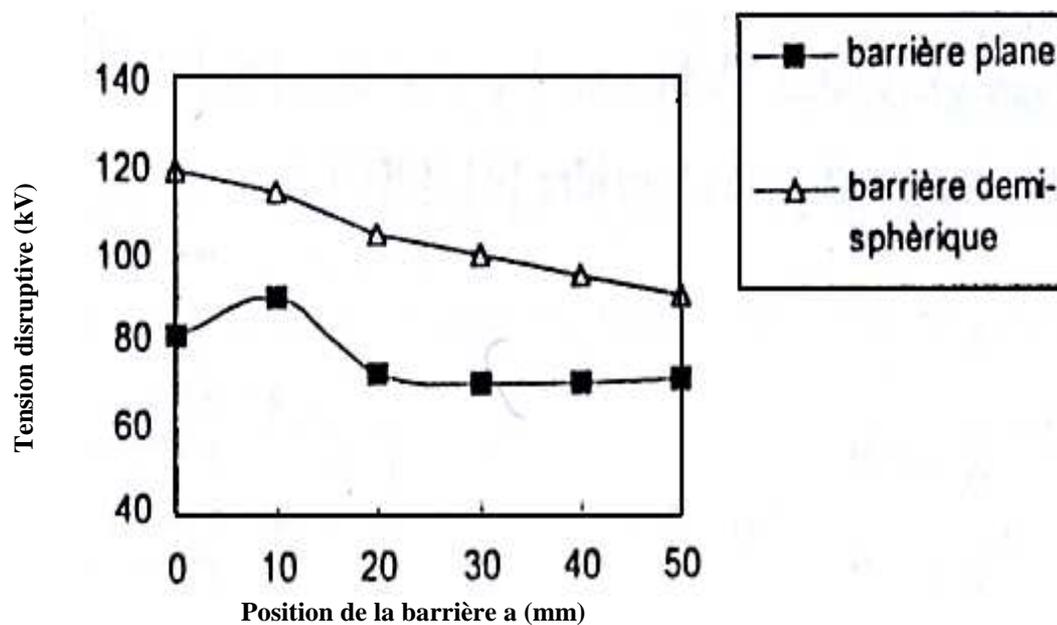


Figure II.7: Effet de la forme de la barrière (d= 50mm) [21]

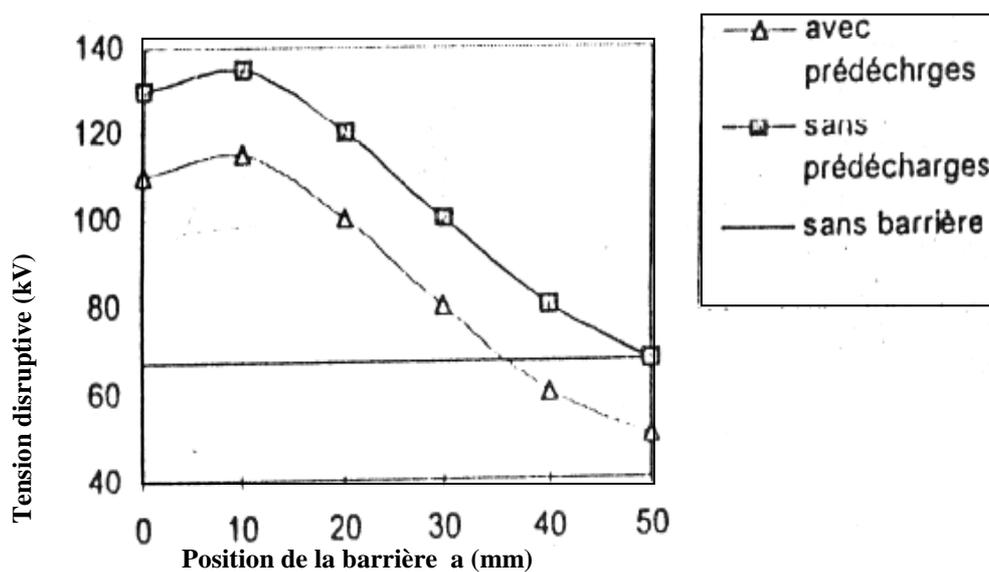


Figure II.8: Influence des prédécharges [21]

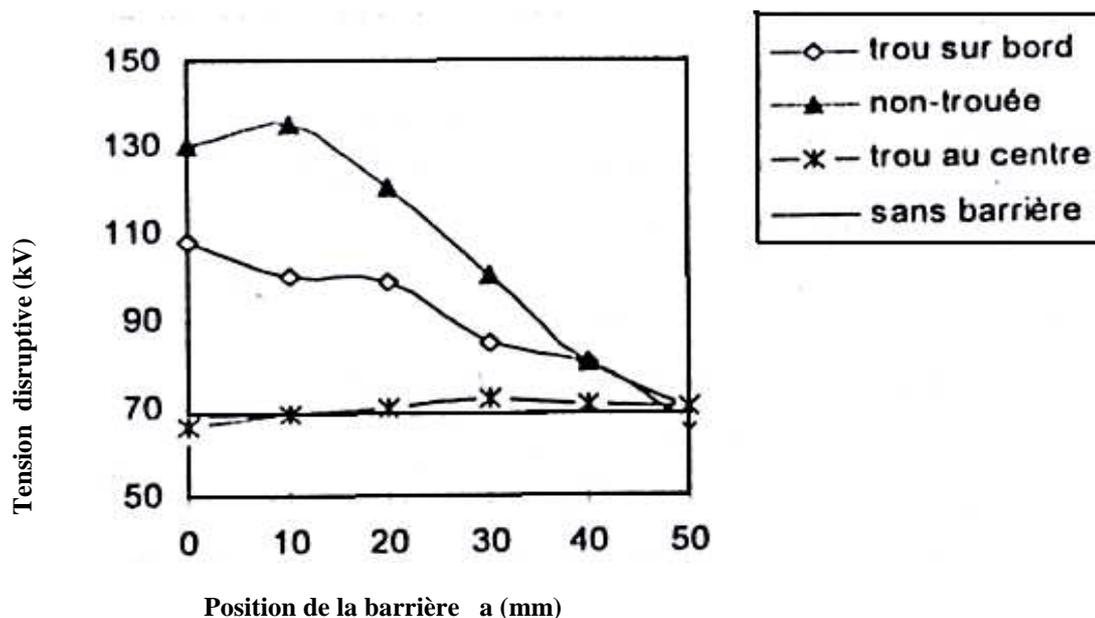


Figure II.9: Influence des barrières trouées [21]

II.4.10 Influence selon M.V.Sokolova

Sokolova a effectué des mesures des courants de décharges pour des intervalles d'air avec différents matériaux de la barrière. L'analyse des oscillogrammes a montré que chaque impulsion de courant a une structure complexe. Il a obtenu les résultats regroupés dans le tableau II.1, pour une distance pointe-plan $d=1.5\text{mm}$ et $U_{eff} = 4.5\text{kV}$ [23].

Matériau	Courant max et charge moyenne
Verre	$I_{\max} = 100 - 200\text{mA}$ $Q_{\text{moy}} = 5\text{nC}$
Céramique	$I_{\max} = 120 - 160\text{mA}$ $Q_{\text{moy}} = 1.5 - 2\text{nC}$

Tableau.II.1 : Paramètres de la décharge dans l'air pour différents matériaux [23]

Les deux matériaux utilisés produisent des effets différents sur la rigidité de l'intervalle malgré leur même épaisseur et même permittivité; (Q_{moy}) désigne la quantité de charge accumulée sur la barrière.

Sokolova a aussi effectué des mesures pour deux situations différentes (Tableau II.2) :

- L'une pour une barrière propre lavée avec de l'alcool puis avec de l'eau distillée ;
- L'autre pour la même barrière après trente heures sous une décharge électrique. La surface de la barrière devient polluée après la décharge.

	Surface propre	Surface chargée
I_{\max}^+ (mA)	1750	730
I_{\max}^- (mA)	1700	430

Tableau.II.2: Courant maximum de décharges dans le cas d'un état de surface différent de la barrière [23]

I_{\max}^+ et I_{\max}^- sont les valeurs maximales des courants des micro décharges correspondant aux deux polarités positive et négative des demi périodes de la tension appliquée.

II.4.11 Influence selon M. C . Siddagangapa

La distribution du champ électrique et les niveaux de tension de claquage sont souvent modifiés par l'accumulation de la charge sur un isolant où la modification du champ sur la surface peut mener aux décharges glissantes. Il est important de savoir que l'influence de cette accumulation sur la distribution du champ électrique dans les systèmes stratifiés (gaz-solide) est un paramètre fondamental pour établir une meilleure isolation. Afin de visualiser et de quantifier la charge déposée sur le diélectrique, on fait recours aux techniques optiques.

M.C.Siddagangapa [24], a utilisé la méthode de simulation de charge pour le calcul du champ électrique et de la tension disruptive. Les résultats de simulation concorde avec la base de données expérimentales obtenue, par Nakanishi [25].

II.4.12 Influence selon F.V. Topalis et I.A.Stathopoulos

La rigidité diélectrique de l'air s'améliore pour des positions relativement éloignées de la barrière des deux électrodes, dans le cas des petits et moyens intervalles [49]. L'effet de la barrière n'est plus le même dans le cas des longs intervalles et pour des positions de la barrière équivalentes à celles du cas précédent. Selon les conditions expérimentales, ceci est dû à l'influence du phénomène physique dénommé 'leader', qui est matérialisé par un canal lumineux observé dès que la distance inter électrodes dépasse 80 cm.

En tension impulsionnelle et en géométrie d'électrodes pointe-pointe, l'insertion de deux barrières de manière à ce que l'une soit fixe et l'autre mobile ne change presque pas la tension de claquage en fonction de la position de la barrière, mais reste toutefois supérieure à celle de l'intervalle d'air ayant une seule barrière (Fig.II.10). Dans le cas d'un système pointe-plan, la tension disruptive augmente de 35% pour une barrière située à 20% de la distance inter électrodes [26].

L'insertion de trois barrières a été réalisée par Y Julliard, où il a constaté une amélioration de la rigidité diélectrique du système par rapport à l'introduction de deux barrières [4].

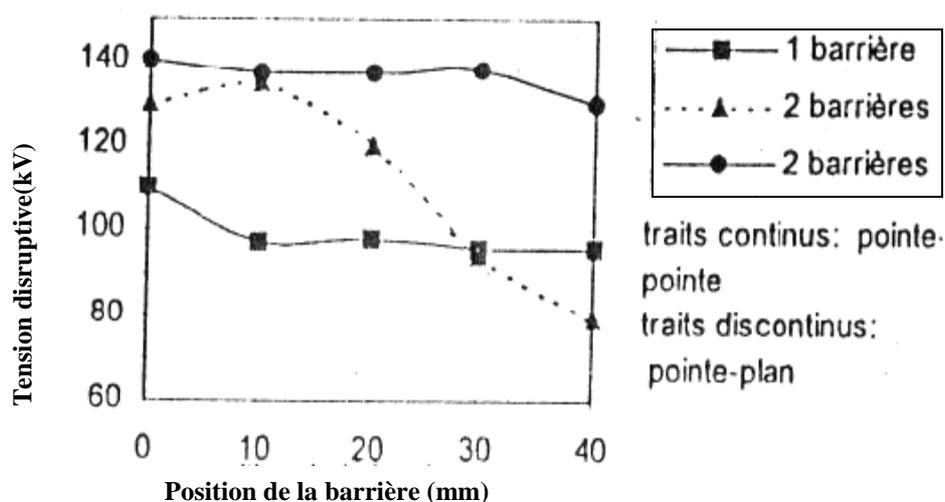


Figure. II.10 : Influence du nombre de barrières sur la tension disruptive en système pointe-pointe et pointe-plan (tension impulsionnelle) [26]

II.5 Influence des barrières isolantes sur le champ électrique des intervalles d'air pointe-plan

En utilisant une sonde capacitive, Meek et Collins ont observé les variations de l'intensité du champ électrique à la surface des électrodes d'un intervalle d'air pointe-barrière isolante-plan, ayant une distance inter électrodes de 15 cm, aux chocs 0.4/30 μ s [27].

La figure II.11 donne des oscillogrammes du champ électrique sans et avec barrière isolante. La figure (A) (sans barrière), montre un pic de champ électrique à la pointe qui décroît rapidement à cause de la charge positive injectée dans l'intervalle, créant un champ de charge d'espace opposé au champ appliqué. On note aussi le développement d'un pic au plan. Les streamers de la décharge couronne traversent l'intervalle et augmentent avec l'augmentation de la tension appliquée à la pointe. Par la suite, le champ électrique décroît tant que les streamers atteignent le plan, la charge est alors neutralisée.

La figure (B) donne le champ électrique avec barrière isolante. On remarque que le champ électrique au plan augmente pour atteindre un maximum, mais ne diminue pas tant que les streamers sont empêchés d'atteindre la barrière où ils devraient être neutralisés. Au niveau de la pointe le champ électrique est légèrement réduit par rapport à celui obtenu dans le cas sans barrière.

K.Hidaka a également effectué la même étude, mais en utilisant une sonde optique à effet pockels, Fig (II.12) [28]. La distribution du champ électrique sur la surface opposée à la pointe en tension impulsionnelle est donnée à la figure II.13. Il ressort de cette étude que la charge d'espace accumulée sur la barrière est maximale au centre de la barrière et décroît dans la direction radiale. En effet la charge accumulée réduit le champ électrique entre la pointe et la barrière.

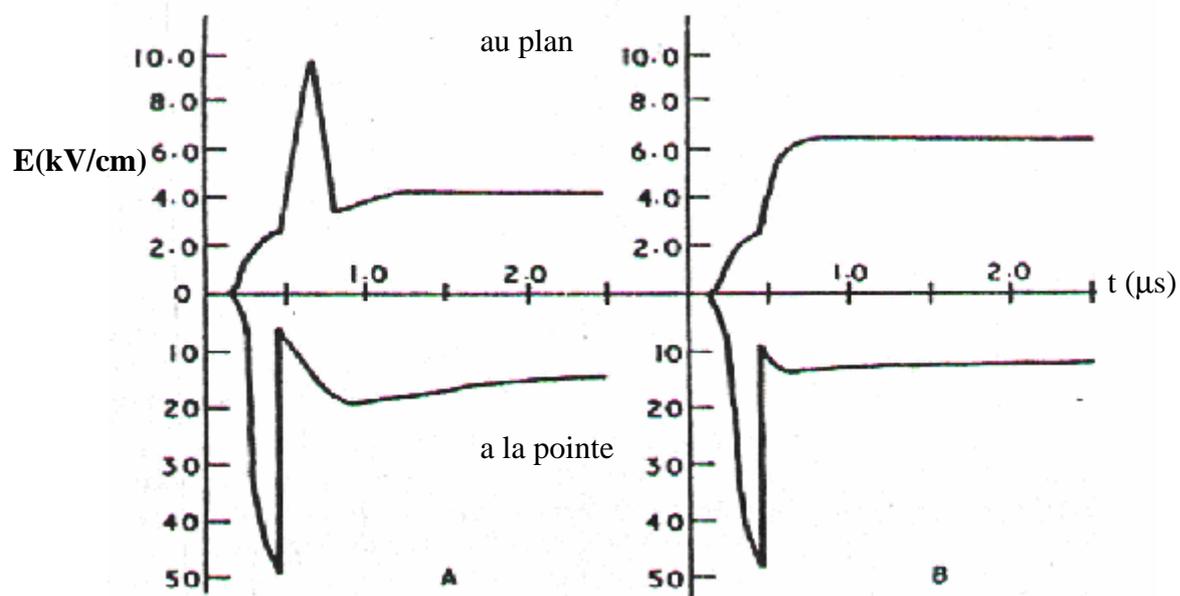


Figure.II.11: Effet d'une barrière isolante sur le champ électrique en Système pointe plan ($V= 89$ kV) [27]
 A) Sans barrière B) Barrière à 5 cm du plan

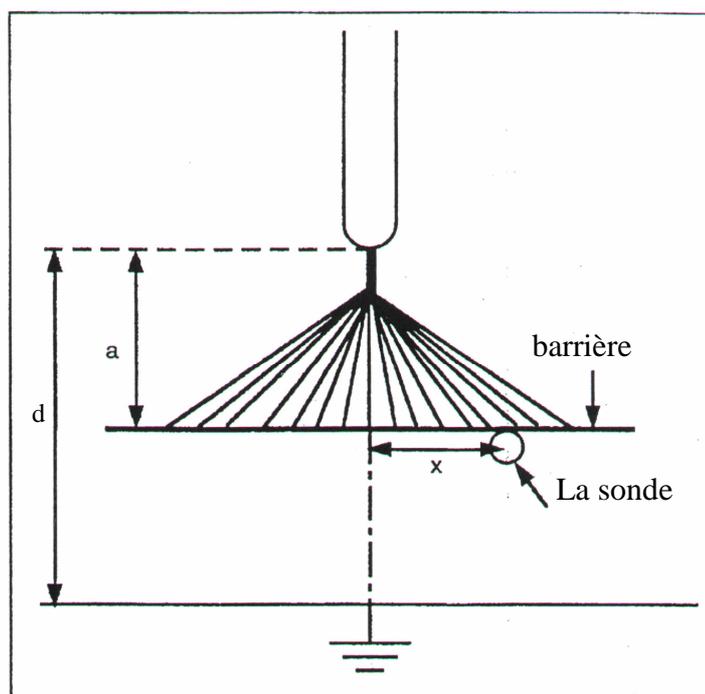


Figure.II.12: Diagramme schématique d'un système pointe-plan avec une barrière isolante [28]

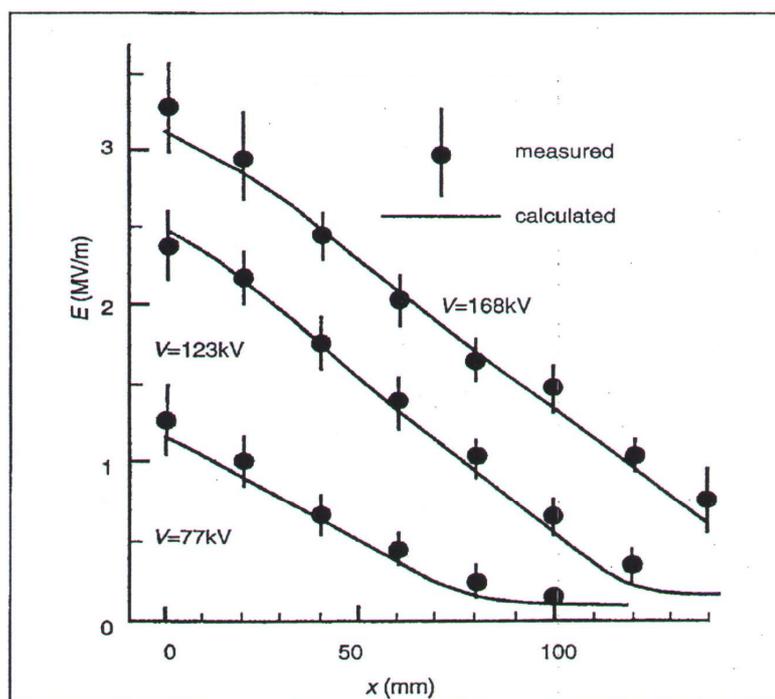


Figure II.13: Distribution du champ électrique sous la barrière obtenue avec une sonde à effet pockels ($d = 10$ cm, $a = 3$ cm) [28]

L.Mokhnache a réalisées des modèles de simulation sur les intervalles pointe-barrière-plan [29-32]. Elle a élaboré un programme pour le calcul du champ électrique par la méthode des éléments finis, pour les longs intervalles d'air pointe-barrière-plane [18, 32]. Dans son modèle, elle a tenu compte de l'effet du champ de polarisation de la barrière et a obtenu l'influence de quelques paramètres tels que la tension, la permittivité, l'angle d'ouverture de la pointe et la largeur de la barrière.

Il ressort des résultats de simulation que plus la largeur de la barrière augmente, plus le champ électrique sur la barrière, notamment en son centre, devient important, (Fig. II.14).

Toutefois, plus l'angle d'ouverture de la pointe 'alpha' augmente moins le champ électrique est important à la surface supérieure de la barrière et sur l'axe de la pointe (Fig.II.15 et 16). Aussi l'augmentation de la permittivité relative du matériau de la barrière rend le champ électrique plus important (Fig.II.17 et 18).

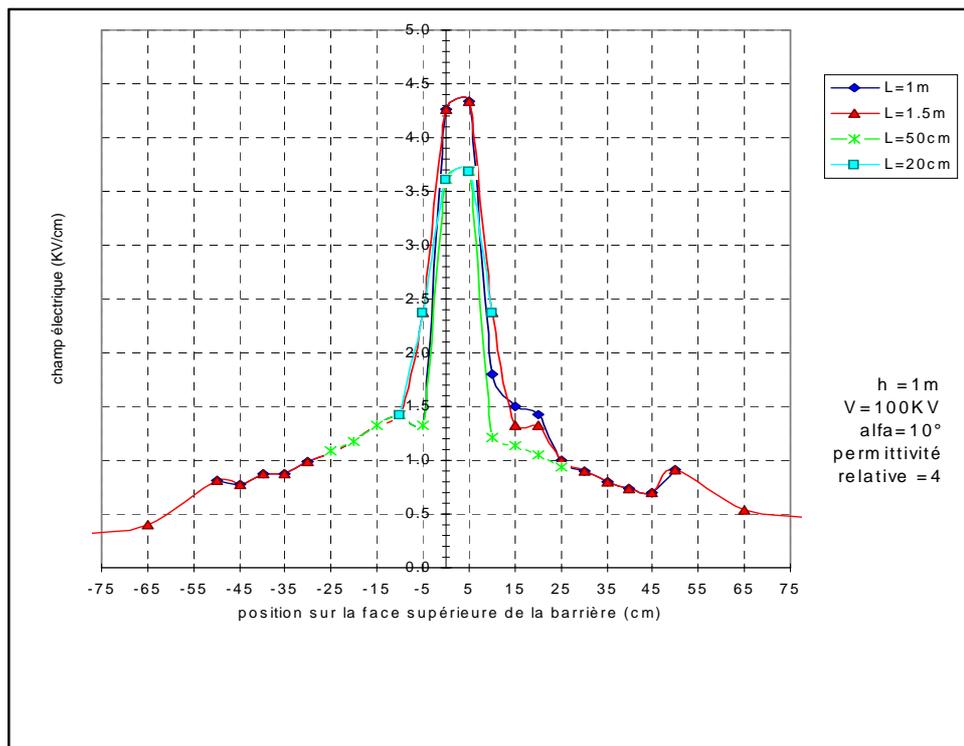


Figure II.14: Influence de largeur L de la barrière sur le champ électrique a sa surface supérieure [18]

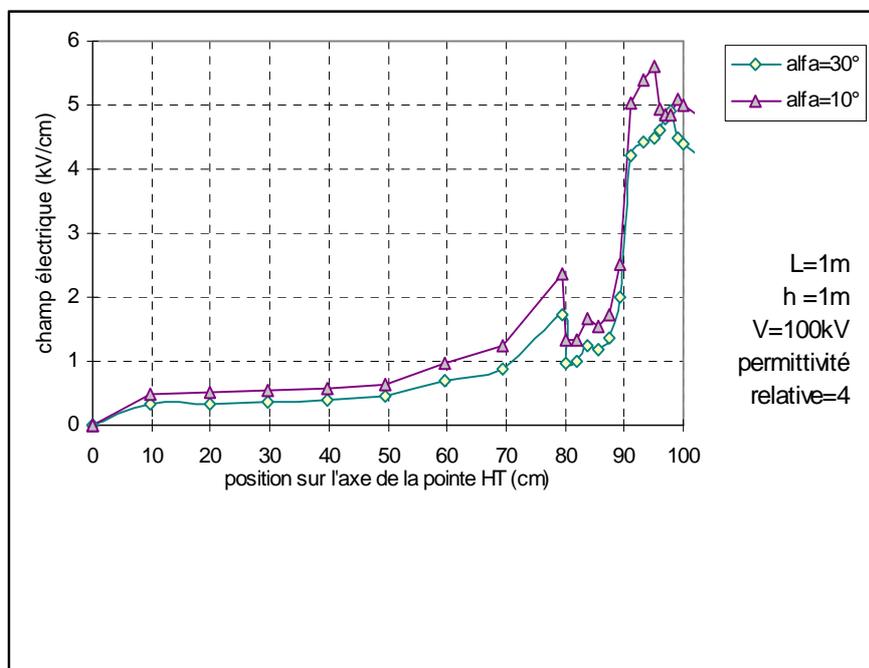


Figure II.15: Champ électrique sur l'axe de la pointe HT pour deux ouvertures différentes de l'angle de la pointe [18]

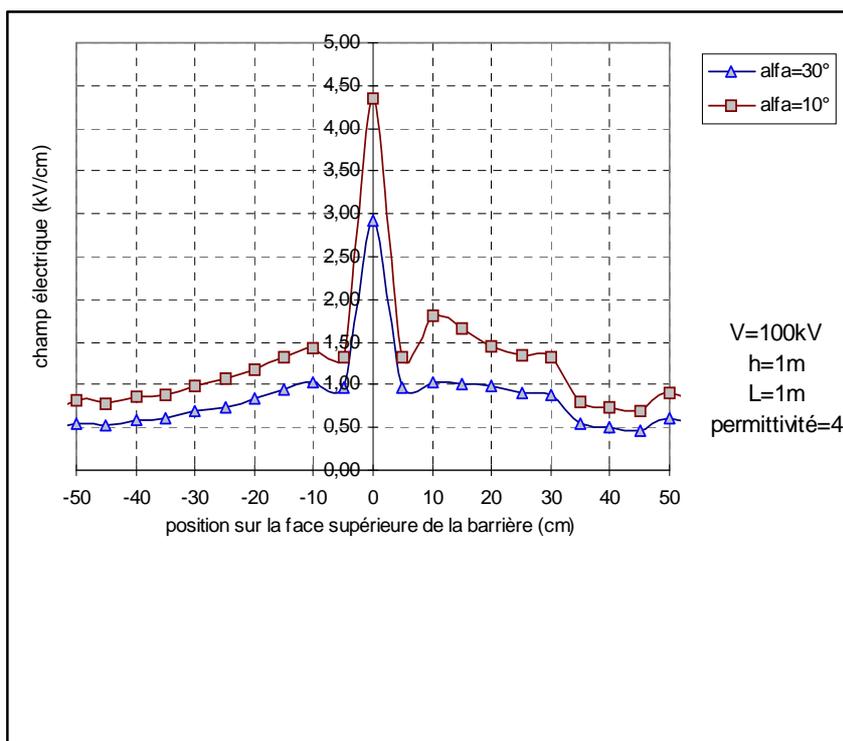


Figure II.16: Champ électrique sur la surface supérieure d'une barrière isolante pour différentes ouvertures de l'angle de la pointe HT différentes de l'angle de la pointe [18]

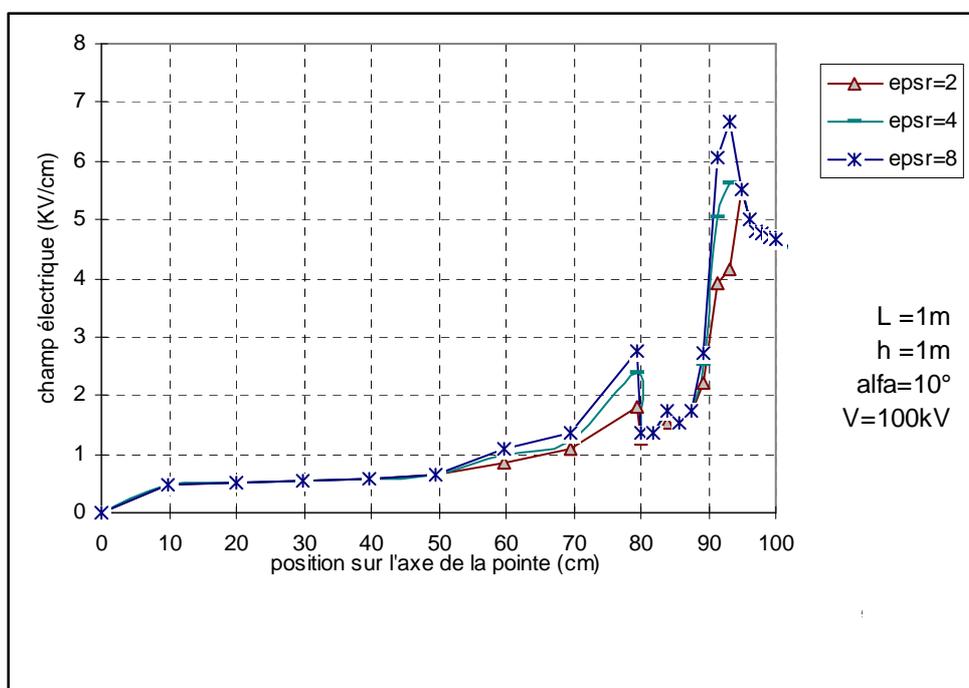


Figure II.17: Champ électrique sur l'axe de la pointe HT pour une barrière avec des permittivités différentes [18]

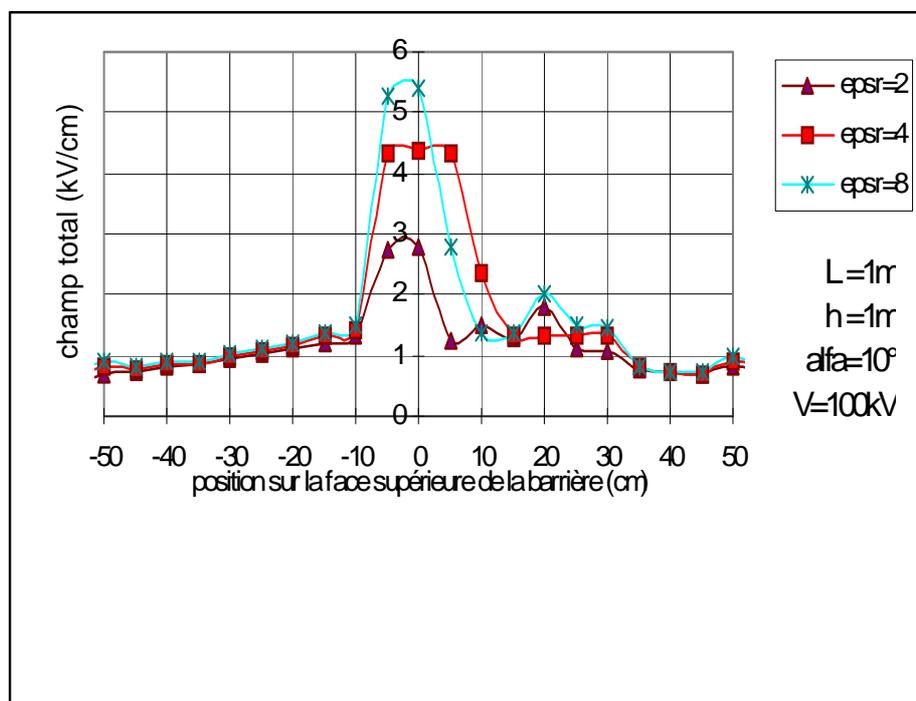


Figure.II.18: Champ électrique sur la face supérieure de la barrière pour des permittivités différentes [18]

II.6 Conclusion

Les barrières isolantes ont des propriétés différentes l'une par rapport à l'autre. La connaissance des paramètres définissant leur nature est nécessaire. On trouve parmi ces paramètres : la rigidité diélectrique, la permittivité ainsi que les décharges partielles pouvant avoir lieu à l'extérieur, à la surface et à l'intérieur des isolants solides.

L'amélioration de la tension disruptive des intervalles d'air pointe-plan avec barrière isolante a été constatée par plusieurs auteurs, aussi bien sous tension continue et impulsionnelle qu'en alternatif. Des paramètres concernant la barrière (matériau, dépôt de charges à sa surface, forme, permittivité, conductivité, nombre de barrières, barrière trouée et dimensions) affectent cette amélioration. La position optimale de la barrière correspond en général à 20% de l'intervalle inter électrodes.

L'évolution de la décharge peut être directe ou par étapes selon la position de la barrière dans l'intervalle d'air pointe-plan. En effet, la décharge directe est obtenue lorsque aucune décharge superficielle à la surface de la barrière n'est observée. Ce cas est généralement obtenu quand la barrière est suffisamment éloignée des électrodes. La progression de la décharge s'effectue par étapes lorsque la barrière est proche de la pointe positive. Dans le cas d'une pointe de polarité négative, la décharge par étapes apparaît pour pratiquement toutes les positions de la barrière.

La distribution du champ électrique est modifiée lors de l'insertion d'une barrière dans l'intervalle pointe-plan. Elle est fonction de plusieurs paramètres : angle d'ouverture de la pointe, position, largeur et permittivité de la barrière. En l'occurrence, le dimensionnement de l'intervalle d'air pointe-barrière-plan doit être optimisé en fonction des paramètres cités ci-dessus, afin d'assurer les meilleures performances techniques en parvenant à une meilleure qualité d'isolation.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Boubakeur, « Influence des barrières sur la tension de décharge disruptive des moyens intervalles d'air pointe-plan », Thèse de Doctorat, E.P. Varsovie, Pologne, 1979.
- [2] E. Marx, « Air dielectric strength in non uniform fields », E.T. Z., H 33, pp.1161, 1930.
- [3] H.Roser, « Dielectric strength screen in air », E.T.Z . H17, Bd 53, pp.411, 1932.
- [4] N.N. Tikhodeev, « Effect of an incomplete barrier in electrical discharge; new experiments and advances in theory », Soviet Physics Tech. Phys, Vol.2, pp.385, 1957.
- [5] M.P.Verma, « Electric field lines of rod-barrier-plane in positive impulse voltage », Wiss.Zeit. der TU Dresden H1, pp.111, 1962.
- [6] J.Pilling, « Dielectric barrier in uniform field », Elektrie 23, H11, pp.463, 1969.
- [7] M.Awad, « Disruption d'un intervalle d'air pointe-plan avec barrière polluée », Elektrie 29, H10, pp.559,1975.
- [8] A.Boubakeur, M.Boutlendj, «Screen size influence on the AC breakdown voltage of a point-screen-plane arrangement », Journal of Technology, Ecole Nationale Polytechnique, Algiers, N°1, pp.3-10, 1986.
- [9] A.Boubakeur, « Influence des barrières sur l'amorçage des moyens intervalles d'air pointe-plan », Rozprawy Elektryczne (Polish Academy of Sciences), Vol.27, N°3, pp.729-744, 1981.
- [10] A. Beroual, A. Boubakeur, « Influence of barriers on the lightning and switching impulse strength of mean air gaps in pointe-plane arrangements », IEEE Trans. Electr. Insul, Vol .20. N°6, pp.1131, 1991.
- [11] H.E. Remde, H.Boeker, « Voltage-current characteristics during propagation of a surge breakdown of a point-to-plane gap with insulating barrier », IEEE. Trans, Vol. 91, N° 1.pp.271-276, 1972.
- [12] M. Aguet, M. Ianoz, «Haute tension », volume XXII : traité d'électricité. Deuxième édition, 1982.
- [13] CEI 60270-2, « Partial discharge measurement », 2000.
- [14] C.Guillermin, « La dégradation des isolants électriques », LEMD- Schneider Electric, p 1-4, 1999.
- [15] E.Kuffel, W. Zaengl, J. Kuffel, « High voltage engineering fundamentals» Edition, Butterworth-Heineman, Oxford 2000.

- [16] J.L.Jakubowski, A.Boubakeur, « Rigidité des moyens intervalles d'air dans les systèmes isolants pointe-plan avec barrières », Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences (Polish Academy of Sciences Bulletin), Vol.28, N°9-10, pp.141-147, 1980.
- [17] A.Boubakeur, « Discharge phenomena in long air gaps with insulating screens », 4th International Symposium on High Voltage Engineering (4th ISH), paper 44-05, Athens, Greece, 1983.
- [18] L. Mokhnache, « Contribution à l'étude de l'influence des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan par le calcul numérique du champ à l'aide de la méthode des éléments finis avec et sans charge d'espace », Thèse de magister, ENP d'Alger 1997.
- [19] A.Boubakeur, L.Mokhnache, « Potentiel d'une barrière conductrice flottante dans un intervalle d'air pointe-plan », Première Conférence National sur la Haute Tension (CNHT'95), pp.27-31, Bejaia 1995.
- [20] L. Ming, T. Bengtsson, « Barrier effects air insulates systems under DC voltage », session 4303, 8th ISH, pp.1-4. Japan 1993.
- [21] L. Ming, M. Leijon, T. Bengston, « Factors influencing barrier effects in air gaps », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), session 2168, pp.1-4, Graz 1995.
- [22] Z.You Bin, « The influence of the electrode material of rod-rod gap with tip on its DC breakdown voltage », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), session 2135, pp.1-2, Graz 1995.
- [23] M.V. Socolova, A.N. Zhukov, « Influence of barrier surface properties on the discharge in a narrow gas gap », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), session 2899, pp. 1-4, Graz 1995.
- [24] S. Chakravorti, M. C . Siddagangapa, « Effect of charge accumulation on the electric field distribution along spacer surfaces », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), session 8352, pp. 1-4, Graz 1995.
- [25] K.Nakanishi, A.Yoshiyoka, Y. Shibuya, « Surface charging on epoxy spacer at DC stress in compressed SF6 gas », IEEE Trans. Power Apparatus and Syst, Vol.102, N°12, pp. 3919-3927, 1983.
- [26] F.V. Topalis, I.A.Stathopoulos, « Barrier effect on electrical breakdown air gaps: a theoretical approach», International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), session 2147, pp.1-4, Graz 1995.
- [27] J.M.Meek, M.MC.Collins, « Measurement of field preceding impulse breakdown of rod-plane gaps », Proc. Of the 7th Int.conf. on Phenomena in ionized gases, Vol1, Belgrad, pp.581-585, 1966.

- [28] k.Hidaka, « Progress in Japan of space charge field measurement in gaseous dielectric using a pockels sensor », IEEE. Electrical Insulation Magazine, Vol.12, N°1, pp17-28. 1996.
- [29] A.Boubakeur, L.Mokhnache, S.Boukhtache, « Theoretical investigation on barrier effect in point-plane air gap using finite elements method in presence of space charge », POWERCOM'98, International conference on Power System Technology, Vol.1, pp.116-121, Beijing, 1998.
- [30] A.Boubakeur, L.Mokhnache, S.Boukhtache, « Numerical model describing the effect(s) of a barrier and the space charge fields on the electrical strength of a point-plane air gap using the finite elements », Conference on Electrical. Insulation and Dielectric Phenomena CEIDP'2000, Vol.2, pp.466-469, Victoria (Canada), 2000.
- [31] A.Boubakeur, L.Mokhnache, S.Boukhtache, A.Felliachi, « Theoretical investigation on barrier effect on point-plane air gap breakdown voltage based on streamers criterion », IEE. Science, Measurement and Technology. Vol.151 , pp.167-174, 2004.
- [32] A.Boubakeur, L.Mokhnache, S.Boukhtache, « Numerical Model of Electrostatic Barrier effect in a Point-Plane Air Gap in Presence of Positive Space Charge », Archives of Electrical Engineering, Polish Academy of Sciences, edited by Polish Scientific Publishers PWN, ISSN 0004-0746, Index 351 660, Vol.XLVIII, N°189- 3/99, 1999.

Chapitre III

Méthodes de mesure du champ électrique

III.1 Introduction

La connaissance de la valeur du champ électrique est un élément indispensable pour la conception des systèmes d'isolation de haute tension, cela malgré les performances du calcul numérique avancé qui ne permet que très difficilement d'estimer la distribution du champ électrique perturbé par la présence des charges d'espace [1]. En fait, la distribution des charges d'espace dépend de facteurs physiques mal connus tels que la mobilité des particules chargées et aussi du taux d'ionisation des molécules gazeuses. Par conséquent, il est nécessaire de mesurer très précisément l'intensité du champ électrique pour obtenir plus d'efficacité et de fiabilité des opérations sur les systèmes à haute tension [2-5].

Néanmoins, la mesure du champ électrique, à l'instar de certaines mesures physiques n'est pas sans poser un certain nombre de problèmes. En effet, la présence d'une charge d'espace au voisinage d'une frontière se révèle être une difficulté supplémentaire lorsque l'on veut mesurer le champ électrique. L'acuité de cette difficulté apparaît lorsque l'on sait qu'une mesure précise doit distinguer la charge induite de la charge conduite.

En 1923, Langmuir conçoit son propre système de mesure [6]. La technique des sondes métalliques actives lui permet de mesurer directement la distribution du potentiel dans une décharge de gaz. Cependant, cette technique est difficilement utilisable pour la mesure précise de l'intensité du champ électrique dans un long intervalle de décharge puisque la sonde métallique, malgré ses petites dimensions, perturbe la distribution du champ. Bien sûr, d'autres techniques peuvent être utilisées pour la mesure directe du champ électrique dans les décharges. Meek a conçu une minuscule sonde électrostatique en système pointe – plan et Selim et Waters ont développé la sonde polarisée circulaire [7,8]. Cependant, ces dernières restent limitées pour la mesure du champ électrique à la surface ou à proximité d'électrodes. Le développement de nouvelles technologies comme la microélectronique et l'optique intégrée (réalisation de tous les composants optiques sur le même support) a conduit à l'avènement des capteurs optiques de champ électrique. Cet intérêt pour ce type de capteur découle des propriétés qu'ils offrent : faible taille, isolation galvanique, passivité chimique et de leur environnement d'utilisation qui peut être humide, corrosif et réactif.

III.2 Machines à champ

Les machines à champ sont les premiers dispositifs utilisés pour mesurer les champs électriques. Ces machines à champ existent sous plusieurs formes, elles sont conçues pour la mesure continue du champ électrique en utilisant des capteurs mécaniques mobiles.

Leur principe est basé sur la mesure de la charge induite à la surface conductrice des capteurs, alternativement masquée et exposée au champ électrique à mesurer. Les machines à champs les plus connus sont le moulin à champ et le fluxmètre électrostatique [9].

III.2.1 Moulin à champ

La mesure du champ électrique E_{tm} à la surface du sol est basée sur la mesure du courant $i(t)$, qui résulte de la variation de la capacité dC/dt entre un rotor tournant à la vitesse n (tr/S) et un stator fixe (Fig.III.1) [10,11].

Le champ électrique est calculé à partir de la relation suivante :

$$E_{tm} = \frac{2 \cdot I_m}{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot n \cdot R a^2} \quad (III.1)$$

où : I_m est la valeur moyenne du courant de mesure $i(t)$;
 R_a est le rayon du rotor ;
 n est la vitesse du rotor.

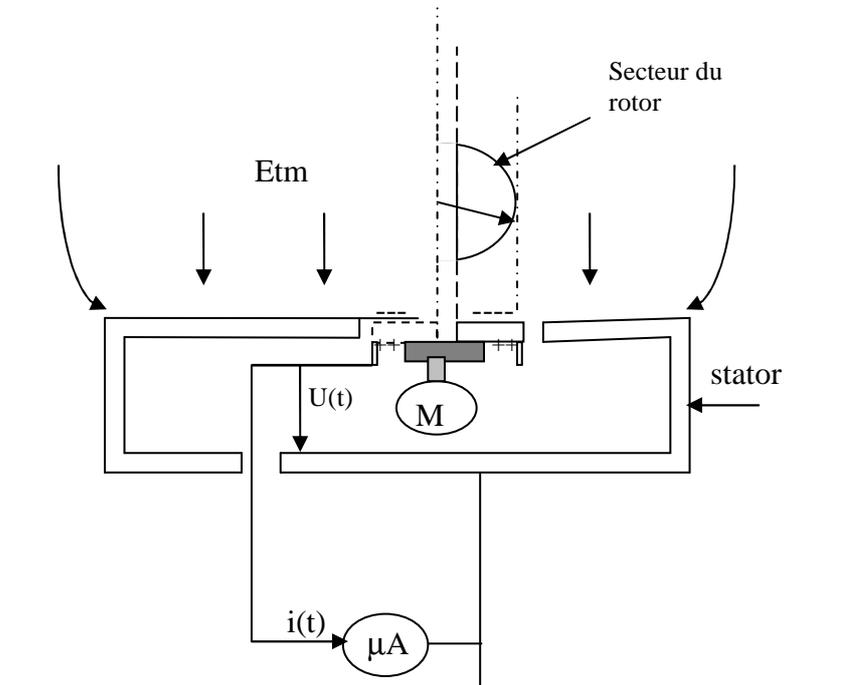


Figure.III.1: Schéma d'un moulin à champ [11]

III.2.2 Fluxmètre électrostatique

Le fluxmètre électrostatique est à l'origine un moulin à champ, mais avec la partie supérieure fixe et la partie inférieure (capteurs) tournante. Si cet appareil présente un avantage au niveau de la perturbation dans la charge d'espace à proximité, il présente également un inconvénient majeur du fait que la collecte du signal a lieu sur sa partie mobile [10].

III.3 Sondes à champ statiques

Les sondes à champ statiques sont des capteurs à faibles dimensions. Elles sont incorporées dans un même niveau de surface sur une électrode où l'on désire mesurer le champ électrique.

Ce sont des moyens de mesure simples et peu coûteux. On distingue les sondes capacitatives et les sondes polarisées.

III.3.1 Sondes capacitatives

La sonde capacitative a été introduite par Collins et Meek [7]. C'est un capteur circulaire incorporé dans un même niveau de surface dans une électrode isolée d'elle, à la surface de laquelle on veut mesurer le champ électrique, (Fig. III.2).

La charge induite à la surface de la sonde de géométrie connue donne un signal proportionnel à l'intensité du champ [3].

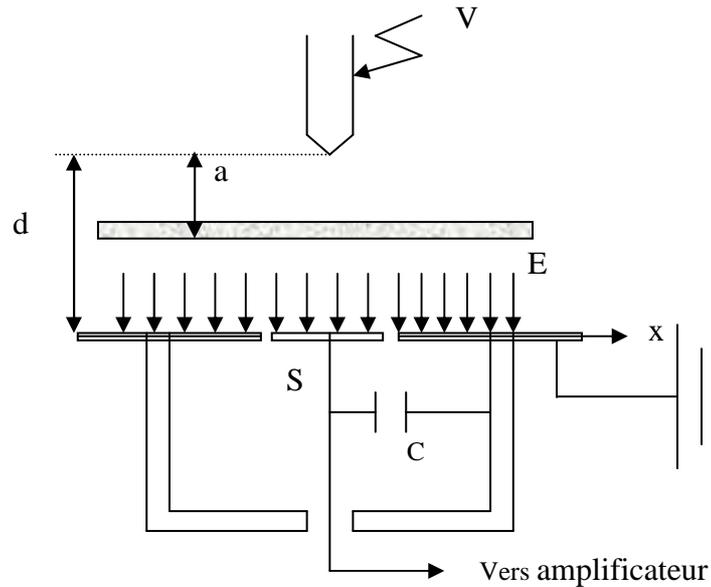


Figure.III.2: Schéma simplifié du système pointe-barrière-plan avec une sonde capacitive ('a' distance pointe-barrière)

Le principe de fonctionnement de cette sonde repose sur le fait que le champ électrique E est proportionnel à la densité du flux électrique ϕ_s où :

$$\epsilon_0 .E = D = \frac{\phi_s}{S}$$

(III.2)

avec:

D : induction électrique

S : surface de la sonde.

$$\phi_s = \int i .dt \tag{III.3}$$

Où i est le courant de déplacement traversant la sonde, il s'ensuit que :

$$E = \frac{\int i .dt}{\epsilon_0 .S} \tag{III.4}$$

En considérant l'équation (III.4), le champ électrique peut être déterminé en utilisant l'oscillogramme du courant i à travers un amplificateur et en intégrant à travers une capacité C. L'oscillogramme de la tension V_C à travers la capacité permet de calculer le champ électrique à partir de l'équation suivante:

$$E = \frac{C.V_C}{\epsilon_0 .S} \tag{III.5}$$

V_C est la tension aux bornes de la capacité C.

La sonde capacitive ne peut pas mesurer le champ électrique en présence d'une charge d'espace conduite. Cependant, elle est bien adaptée à la mesure des champs rapidement variables tel qu'en impulsionnel ou en alternatif.

III.3.2 Sonde polarisée

La sonde polarisée a été introduite par Tassicker [12]. Elle est de construction similaire à celle de la sonde capacitive mais diffère de celle-ci par le principe de mesure. Le signal de la sonde capacitive étant généré par induction alors que celui de la sonde polarisée dérive du courant de conduction qui la traverse.

La sonde polarisée est utilisée pour la mesure des champs électriques statiques. Sa réalisation nécessite une grande attention et se prête à la miniaturisation à l'inverse des machines à champ. En l'occurrence, avec ses dimensions réduites, cette sonde offre une meilleure résolution spatiale.

On trouve également une configuration linéaire de la sonde polarisée qui est mieux adaptée à l'étude des systèmes d'électrodes fil-plan et fil-cylindre.

III.3.2.1 Sonde polarisée circulaire

Tassicker a développé un modèle théorique sur la sonde polarisée circulaire. Il considère un plan circulaire (S) de rayon r_s , centré au milieu d'une électrode (E) de rayons interne et externe respectivement r_e et R_e , (Fig.III.3). Les surfaces des deux parties de la sonde sont au même niveau et forment un intervalle d'air annulaire de largeur $g = r_e - r_s$.

Le principe de fonctionnement d'une telle sonde consiste à mesurer le courant collecté par l'élément de surface de la sonde S pour déduire la densité du courant. La connaissance de la densité de courant j permet d'accéder à la valeur du champ électrique E au voisinage immédiat de cette surface et cela en partant de la loi d'Ohm :

$$J = \sigma \cdot E \quad (III.6)$$

σ est la conductivité à proximité de la sonde.

Les figures III.4.a, III.4.b et III.4.c donnent des représentations schématiques des lignes de champ et des équipotentielles dans différents cas.

La figure III.4.a présente ces lignes dans le cas où la sonde n'est pas polarisée alors que la décharge a lieu. Nous remarquons sur cette figure que les lignes de champ sont des droites parallèles, traduisant un champ uniforme à proximité de la sonde.

La figure III.4.b correspond au cas où la sonde est polarisée en absence de la décharge.

La figure III.4.c quant à elle nous donne une représentation simultanée des deux phénomènes, la décharge a lieu et la sonde est polarisée. Dans ce cas nous remarquons une légère déformation des lignes de champ électrique.

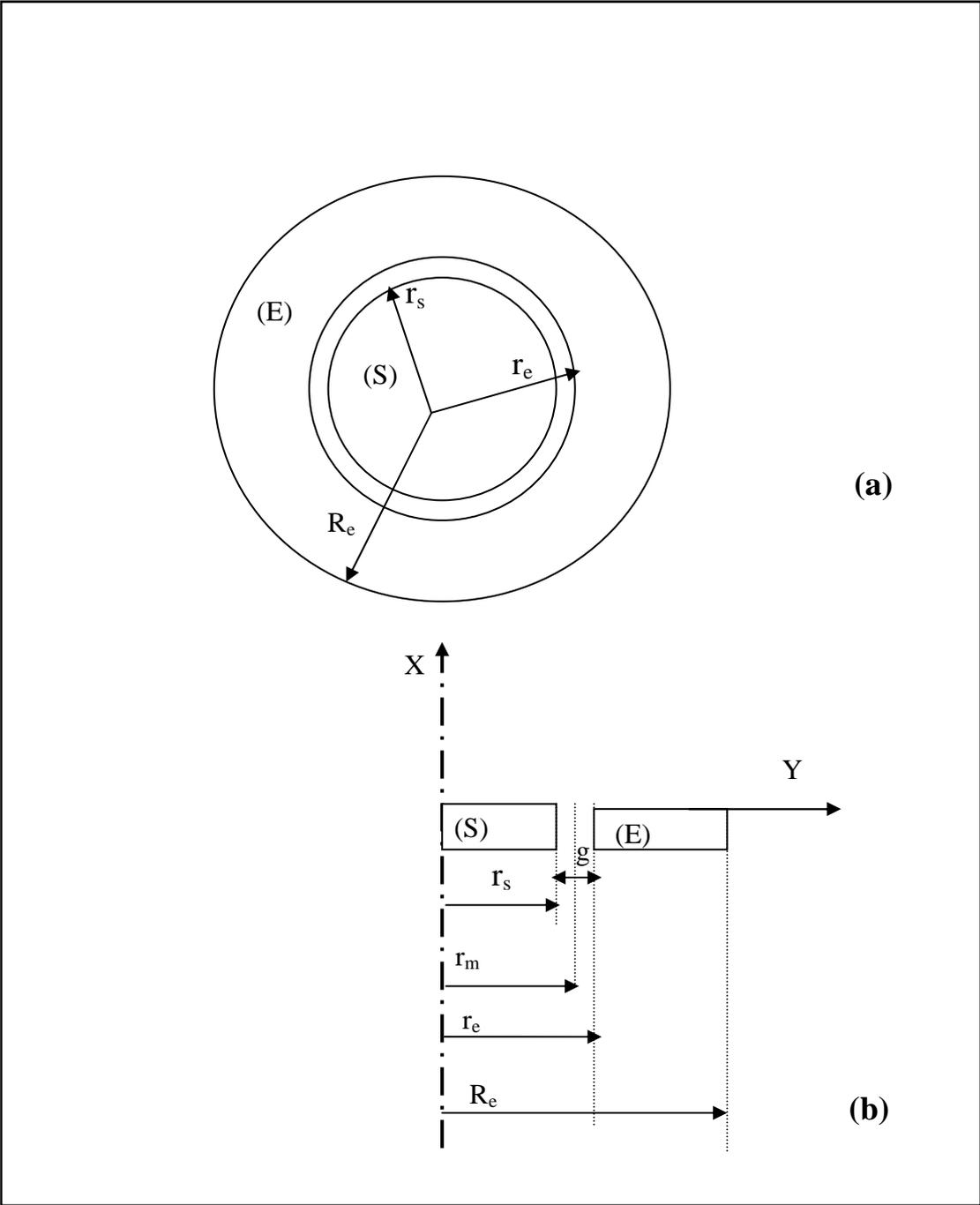


Figure.III.3: Sonde circulaire

(a) vue de dessus

(b) coupe transversale

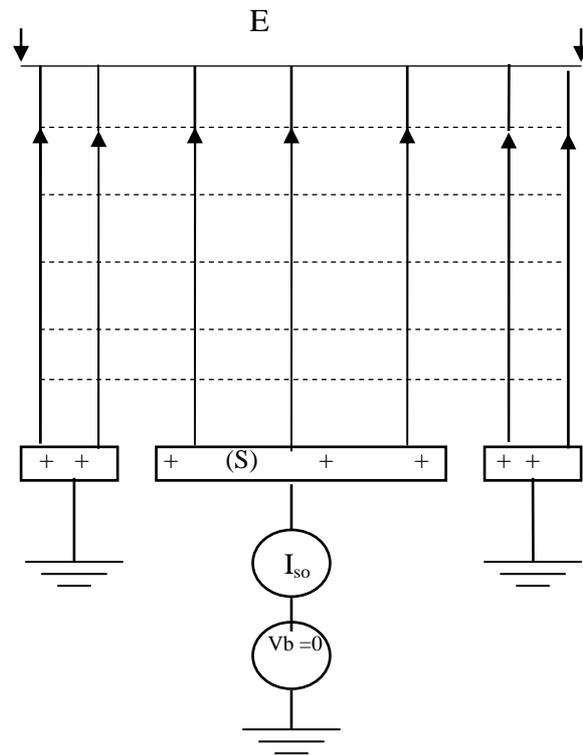


Figure.III.4.a: Lignes de champ et équipotentiellles en présence de la décharge [12]

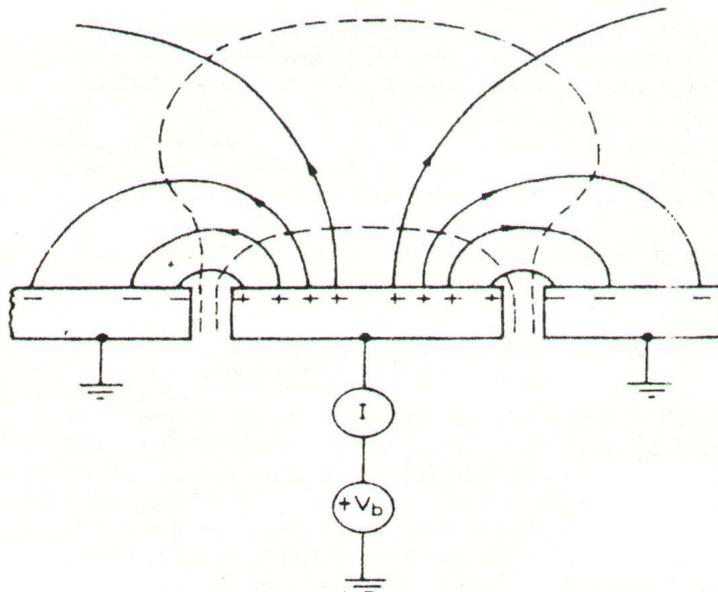


Figure.III.4.b: Lignes de champ et équipotentiellles en absence de la décharge et sonde polarisée [12]

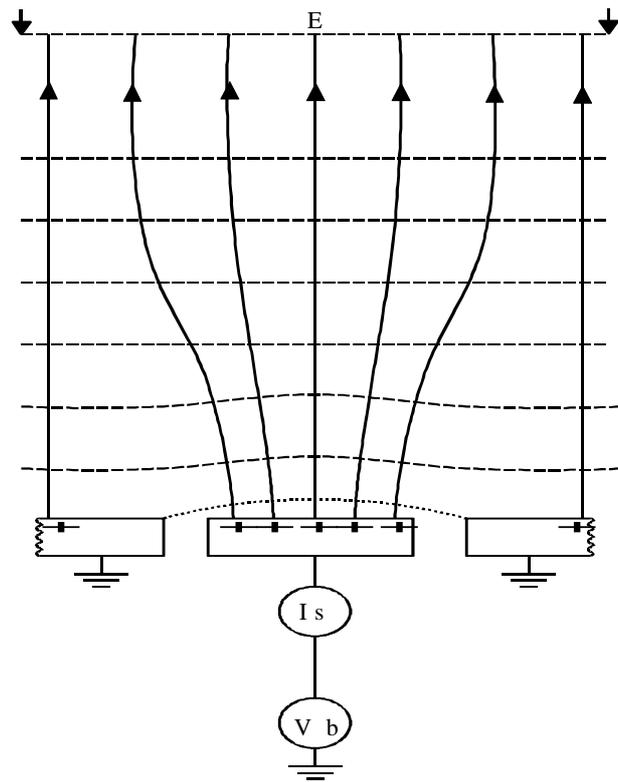


Figure.III.4.c: Lignes de champ et équipotentielles en présence de la décharge et de la polarisation [12]

Pour parvenir à la valeur du champ électrique E à mesurer on procède de la façon suivante : Soit I_s le courant collecté par la surface S de la sonde. Nous avons alors :

$$I_s = J.S = \bar{\mu}.\rho.\frac{D.S}{\epsilon_0} = \bar{\mu}.\rho.\frac{\phi_s}{\epsilon_0} \quad (\text{III.7})$$

avec :

$\bar{\mu}$ Mobilité moyenne des porteurs de charges [$\text{m.V}^{-1}.\text{S}^{-1}$]

ρ Densité des porteurs de charges [C/m^3]

D: induction électrique (C/m^2)

ϕ_s Flux du vecteur D (C)

Lorsque la sonde est polarisée, nous avons deux contributions du flux ϕ_s . L'une provenant du champ E à mesurer ϕ_{s0} , l'autre de la tension de polarisation V_b qui est ϕ_{s1} .

$$\phi_s = \phi_{s0} + \phi_{s1} \quad (\text{III.8})$$

avec :

$$\phi_{s0} = S_m.E.\epsilon_0 \quad (\text{III.9})$$

où:

$S_m = \pi \cdot r_m^2$ qui est la surface effective de la sonde, r_m étant son rayon effectif, (Fig.III.3).

$$\phi_{S1} = C_0 \cdot V_b \quad (\text{III.10})$$

C_0 est la capacité du condensateur formée par les surfaces des deux parties (S) et (E). Pour le calcul de C_0 , Tassicker a utilisé une expression analytique proposée par Spence [10] où:

$$C_0 = 4rs \cdot \epsilon_0 \left[1.07944 + 0.5 \cdot \ln\left(1 + \frac{rs}{2 \cdot g}\right) \right] \quad (\text{III.11})$$

La théorie de Tassicker indique que le rapport des courants de la sonde I_s et I_{s0} respectivement à $V_b \neq 0$ et à $V_b=0$ obéit à la relation suivante :

$$\frac{I_s}{I_{s0}} = \frac{\Phi_s}{\Phi_{s0}} = 1 + \frac{C_0}{\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r_m^2} \cdot \frac{V_b}{E} \quad (\text{III.12})$$

où Φ_s et Φ_{s0} sont les flux à travers la sonde, associés respectivement à $V_b \neq 0$ et $V_b = 0$.

La relation (III.12) donne une courbe $I_s/I_{s0} = f(V_b)$ linéaire. Cependant, aux fortes valeurs de V_b il se produit une déviation de la caractéristique de la ligne droite. Dans ce cas, la valeur du champ électrique près de la sonde ne peut plus être considérée constante.

III.3.2.2 Sonde polarisée linéaire

La sonde polarisée linéaire est constituée principalement de deux plaques de polarisation rectangulaires (B), entre lesquelles loge une lame rectangulaire appelée collecteur (A) [13]. Ce dernier forme ainsi, avec les plaques de polarisation, un intervalle d'air de largeur g . La sonde est incorporée dans un même niveau de surface entre quatre plans de garde (C) et (C'), (Fig.III.5).

Le principe de fonctionnement de cette sonde est toujours basé sur le courant de conduction I_s traversant le collecteur. Ce courant est contrôlé par le champ électrique créé localement par polarisation de la sonde. Ainsi, le champ de polarisation E_b , se superpose avec le champ à mesurer E . Par conséquent, pour chaque valeur de la tension de polarisation V_b correspond une valeur du courant I_s . La polarité de la tension V_b fait que le champ local E_b crée renforcera ($V_b > 0$) ou réduira ($V_b < 0$) la valeur du courant collecté.

La connaissance du rapport I_s/I_{s0} nous permet d'évaluer le champ extérieur E à la surface du plan en utilisant soit des courbes d'étalonnage soit un programme informatique de calcul analytique [14,15].

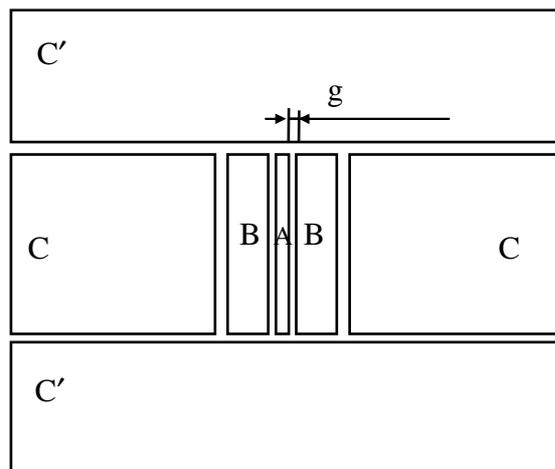


Figure.III.5: Schéma simplifié de la sonde polarisée linéaire

III.4 Sondes à effet pockels

Les appareils de mesure de champ électrique de type électro-optique sont basés sur l'effet pockels dans un cristal diélectrique. L'effet pockels est l'apparition d'une biréfringence dans un milieu créé par un champ électrique statique ou variable. La biréfringence qui apparaît est proportionnelle au champ électrique. L'effet Pockels apparaît uniquement dans les cristaux sans symétrie par rapport à un axe, comme le niobiate de lithium. Cet effet est utilisé pour réaliser des cellules pockels. Ce sont des lames à retard contrôlées grâce au champ électrique appliqué au cristal. Ce contrôle permet de réaliser une modulation de l'intensité lumineuse traversant la cellule avec un temps caractéristique de l'ordre de la nanoseconde. Ces cellules, à cause de leur permittivité élevée, se comportent comme un condensateur.

Les sondes à effet pockels sont généralement utilisées pour les mesures sur site. La sonde diélectrique et le détecteur sont reliés à l'aide de fibres optiques dans lesquelles la lumière ayant sa source dans le détecteur est transmise à la sonde et en revient. La sonde peut être introduite dans le champ à mesurer à l'aide d'une perche isolante. Compte tenu de ces faibles dimensions qui sont d'environ 2cm, la probabilité de perturber les distributions du champ est minimale [16,17].

La figure.III.6 donne une vue schématique simplifiée d'une sonde qui utilise l'effet pockels. Le champ électrique induit une biréfringence optique dans un cristal diélectrique convenablement orienté ; l'amplitude de celle-ci est proportionnelle à l'intensité du champ à mesurer.

L'intensité de la lumière polarisée passant à travers le cristal, qui est quelquefois recouvert d'électrodes optiquement transparentes et à travers les éléments optiques associés, est modulée par la biréfringence induite et le rapport entre la lumière transmise I_t et la lumière incidente I_i est donnée par la relation suivante :

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{1 + \sin M}{2} \tag{III.13}$$

où : $M = E/F_0$

$$F_0 = \lambda / (2 \cdot \pi \cdot n^3 \cdot c \cdot l)$$

avec:

λ est la longueur d'onde de la lumière ;

n est l'indice de réfraction du cristal ;

E est l'intensité du champ électrique à l'intérieur du cristal ;

l est l'épaisseur du cristal ;

c est le coefficient electro-optique.

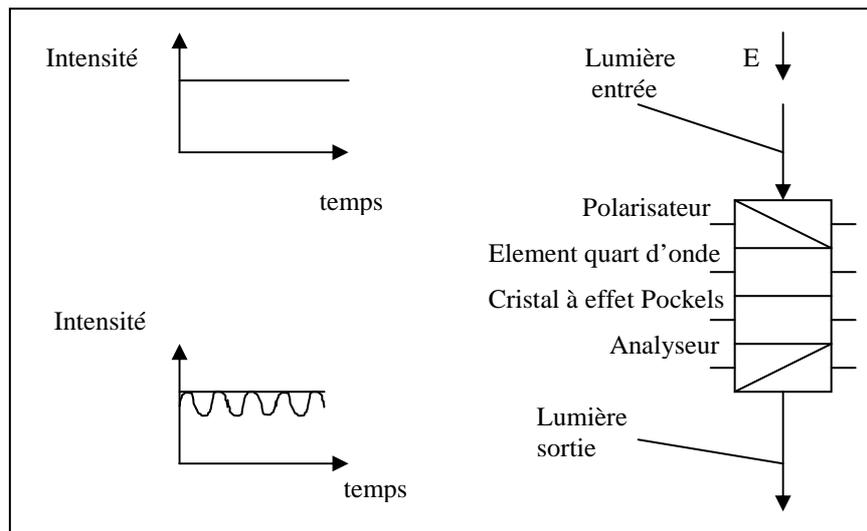


Figure.III.6: Schéma de principe de la sonde électro-optique

III.5 Conclusion

La sonde capacitive, le fluxmètre électrostatique et la sonde polarisée ont des mérites différents. La sonde capacitive peut mesurer des champs de courtes durées ou rapidement variables, tandis que le fluxmètre électrostatique est mieux adapté à la mesure des champs lentement variables. La sonde polarisée quant à elle, est utilisée pour la mesure des champs électriques statiques. Elle se prête à la miniaturisation à l'inverse des machines à champ et offre une meilleure résolution spatiale.

La sonde à effet Pockels a beaucoup de qualités mais vu le manque de moyens pour la réaliser nous nous sommes contentés à la mesure du champ électrique avec une sonde capacitive en tension alternative, et avec une sonde polarisée en tension continue.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A.G.Sellars, S J.MacGregor, « The design of dielectric barriers for HVDC bushings », IEE Colloquium on field modelling, Vol.3, pp.1-5, 1996.
- [2] H. Moulai, S. Belkhir, A. Mameri, Y. Kadoum, « Evaluation du champ électrique dans les systèmes à hautes tension en vue des travaux sous tension. – approche numérique », 5^{ème} Conférence nationale sur la HT CNHT'2003, pp.184-188, Oran, 2003.
- [3] G. Baldo, « Electric field measurements during AC corona », Conseil nationale de la recherche. Science di ingeneria e di Architettura, pp.473-476, 1969.
- [4] H.Mohseni, A.A.Azirani, « The field of rod-plane electrodes and partial discharge inception voltage in air », 9th ISH, Session 2148, Graz-Austria, 1995.
- [5] E.O. Selim, « High voltage breakdown in non uniform fields, new measurements technics and application », Ph.D Thesis, UK 1979.
- [6] L.G.Blomberg, J.A.Cumnock, A.I.Eriksson, « The Martian plasma environment: electric field and Langmuir probe diagnostics », Plasma science IEEE Trans, Vol.31. pp.1232-1236, 2003.
- [7] J.M.Meek, M.MC.Collins, « Measurement of field preceding impulse breakdown of rod-plane gaps », Proc. Of the 7th Int.conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vol1, Belgrad, pp.581-585, 1966.
- [8] E.O.Selim, R.T. Waters, « Static probe for electrostatic field measurement in the presence of space charge », IEEE Trans. Electr. Insul. Diel. Phen, Vol . IA-16, p.458-463, 1980.
- [9] E.O. Selim, « High voltage breakdown in non uniform fields, new measurements technics and application », Thèse de PHD, UK 1979.
- [10] Y. Zebboudj, « Influence de l'humidité de l'air atmosphérique sur les paramètres de la décharge couronne positive en géométrie cylindrique », Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1988.
- [11] M. Aguet, M. Ianoz, «Haute tension », Presse polytechnique Romandes, 1987.
- [12] O. J. Tassicker, « Boundary probe for measurement of current density and electric field strength – with special reference to ionised gases », IEE. Proc. Sci.Meas. Technol, Vol. 121. N° 3, 1974.
- [13] A.Bouziane, G.Hartmann, K.Hidaka, M.C. Taplamacioglu, « Linear-geometry electric-field probe for DC corona measurements », IEE Proc-Sci Meas. Technol, Vol. 141, pp.111-117, 1994.

[14] A.Kasdi, Y.Zebboudj, H.Yala, « Analysis of the bipolar corona discharge in two wires-to-plane system », 5^{ème} Conférence nationale sur la HT CNHT'2003, pp17-21, Oran, 2003.

[15] Y.Zebboudj, « Measurements of current and electric field distributions beneath a positive DC wire-to-plane corona using a linear biased probe », IEE, proc. Sci Meas. Technol, Vol. 147. N°2, pp.74-80, 2000.

[16] M.Fortin, « Contribution au développement d'un capteur optique de champ électrique », Thèse de Maîtrise, Université de Chicoutimi, Quebec 2002.

[17] J.Coelho, K. Hidaka, « Optical high voltage measurement technique using pockels device », Jpn. J. Appl. Phys. Vol 36, pp. 2394-2398. 1997.

Chapitre IV

Protocole expérimental

V.1 Introduction

Les travaux présentés dans ce document ont été réalisés au sein du laboratoire de Génie électrique de l'Université A.Mira de Bejaia en collaboration avec le laboratoire de haute tension de l'Université de Cardiff (UK).

Nous avons ainsi mené un travail expérimental qui consiste principalement en l'étude de l'influence des barrières sur certains paramètres de la décharge d'un intervalle d'air pointe plan. Ces paramètres sont : la tension disruptive, le champ électrique et les décharges partielles. Dans ce chapitre nous exposons les dispositifs expérimentaux ainsi que la méthodologie d'essais.

IV.2 Mesure de la tension disruptive

IV.2.1 Dispositif expérimental

La tension d'essai est mesurée à l'aide d'un diviseur de tension résistif ou capacitif, selon que la tension mesurée soit continue ou alternative, relié au secondaire d'un transformateur d'essai. Les dispositifs de mesure en continu et en alternatif sont respectivement représentés aux figures.IV.1.a et b, où on trouve les éléments suivants :

IV.2.1.1 Circuit d'alimentation

Il est constitué d'un transformateur d'essai (0.08A/135kV, 8kVA), dont le primaire est relié à un transformateur de réglage, permettant d'ajuster la tension à la valeur désirée. Il peut délivrer au secondaire une tension allant de 0 à 110kV pour des circuits à courant alternatif (50 Hz) et de 0 à 135kV pour des circuits à courant continu de polarité positive et négative.

IV.2.1.2 Circuit de mesure de la haute tension

Les tensions continue et alternative sont respectivement mesurées à l'aide d'un diviseur de tension résistif et capacitif, reliés au secondaire du transformateur d'essai. Le diviseur résistif est constitué d'une résistance haute tension ($R_0=250 \text{ M}\Omega$) en série avec un ensemble de résistances dont la résistance basse tension R_u , résistance du câble coaxial et la résistance d'entrée des appareils de mesure. Quant au diviseur capacitif, il est constitué d'une capacité haute tension $C_0 = 0.1 \text{ nF}$ et d'une capacité basse tension $C_u = 41.4 \text{ nF}$. Le voltmètre de crête à affichage numérique permet la lecture de la tension disruptive réduite en la mémorisant automatiquement pendant quelques secondes. En alternatif il affiche la valeur de crête. Nous avons réalisé pour chaque cas une moyenne de 25 essais, effectués selon la norme CEI.60 [1].

IV.2.1.3 Arrangement pointe-barrière-plan

Le modèle expérimental représenté à la figure.IV.2 est composé d'une tige pointue, d'une barrière et d'un plan. Les différents éléments de cet arrangement sont décrits ci-dessous.

a) Electrodes utilisées

L'arrangement pointe-barrière-plan est constitué de deux électrodes. L'électrode haute tension (pointe) est constituée d'un tube cylindrique de diamètre égal à 11mm, terminé par une pointe conique en bronze, ayant un angle de 30° , qui se termine par une surface hémisphérique de rayon de courbure 0.1mm. Le déplacement vertical et horizontal de la pointe est assuré par un guide (Fig.IV.3).

L'électrode mise à la terre est constituée d'un plan E (20×60) cm^2 et deux plans de garde, afin d'éviter les effets de bords, de dimensions (15×60) cm^2 . Ces derniers sont séparés du plan E par un intervalle de 1 mm de largeur. L'ensemble est disposé sur un support isolant en bois lequel est disposé sur une table en bois, à plus d'un mètre du sol.

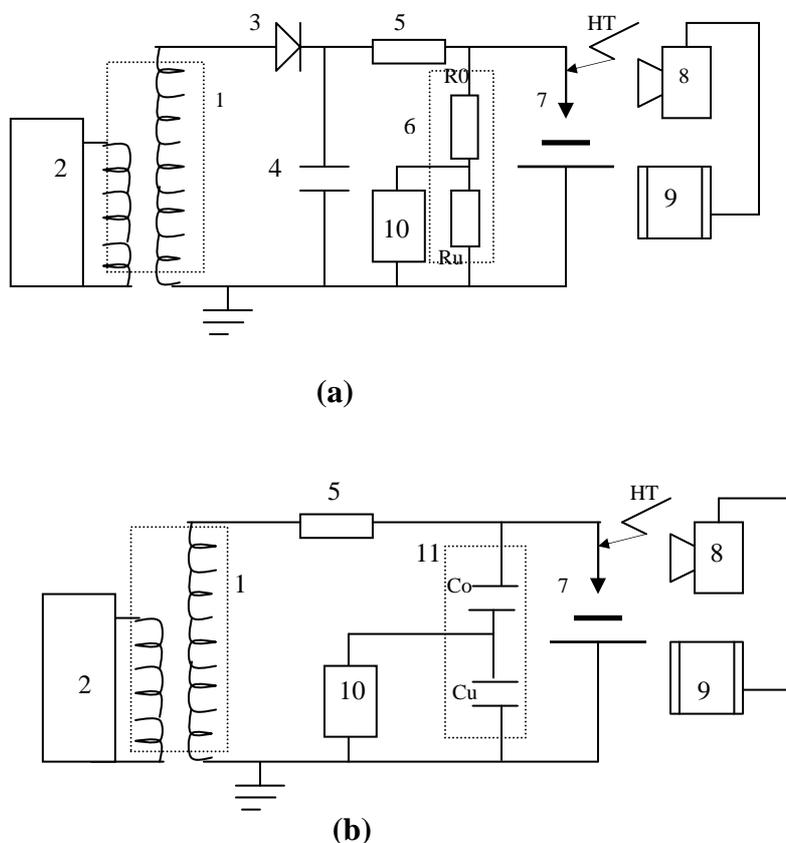


Figure.IV.1: Dispositif expérimental de mesure de la tension disruptive
 (a) tension continue
 (b) tension alternative (50Hz)

- 1 : Transformateur HT ;
- 2 : Commande de l'alimentation du transformateur ;
- 3 : Redresseur de HT ;
- 4 : Capacité de filtrage $C = 10\text{nF}$;
- 5 : Résistance haute tension de limitation de courant ($R_a=106\text{k}\Omega$);
- 6 : Diviseur de tension résistif ;
- 7 : Le système pointe-barrière-plan ;
- 8 : Caméscope numérique;
- 9 : Micro-ordinateur pour le traitement d'images.
- 10 : Voltmètre de crête AC/DC à affichage digital permettant la mesure, selon le montage électrique, des hautes tensions alternatives, ou continues ;
- 11 : Diviseur de tension capacitif.

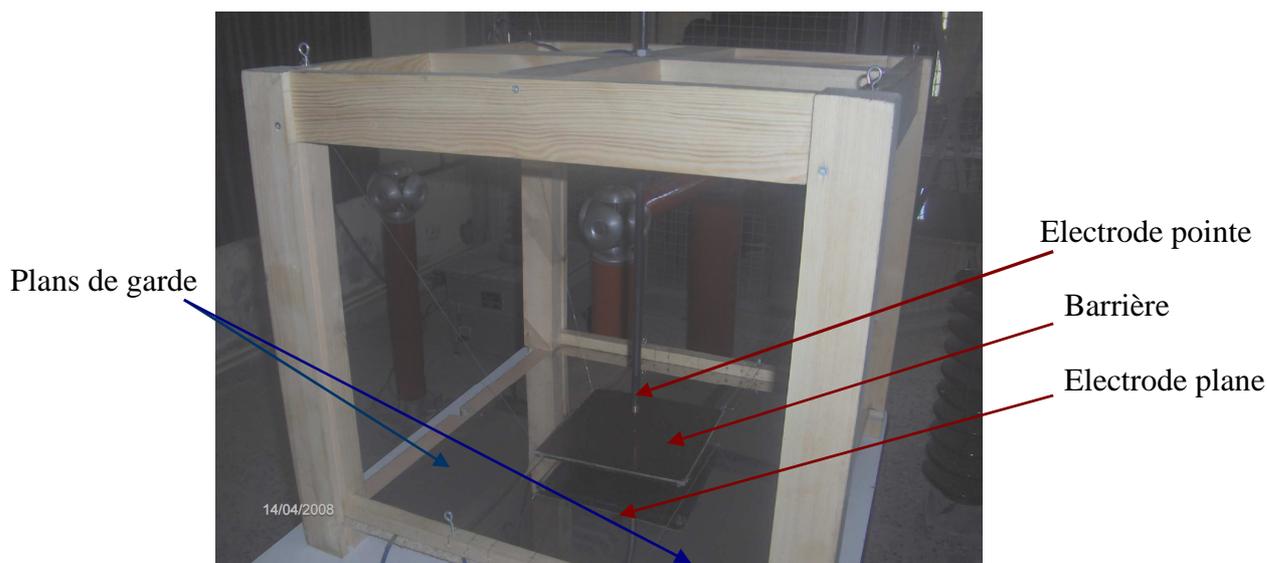


Figure.IV.2: Photographie de l'arrangement pointe-barrière-plan

b) Barrière utilisées

Nous avons utilisé des barrières isolantes planes de forme carrée en bakélite et en verre. Nous avons mesuré la permittivité relative et le facteur de perte à l'aide d'un pont de Schering. Les propriétés de la bakélite sont :

- Facteur de pertes diélectriques ($\text{tg}\delta$)= 1.7656×10^{-1}
- Permittivité relative (ϵ_r)= 5.82
- Température maximale $170\text{ }^\circ\text{C}$

Les propriétés du verre sont :

- Facteur de pertes diélectriques ($\text{tg}\delta$)= 5×10^{-2}
- Permittivité relative (ϵ_r)= 6
- Température maximale $200\text{ }^\circ\text{C}$

Les barrières en bakélite sont de largeurs $2L = 10, 15$ et 20 cm et d'épaisseurs $e = 0.5, 2.1$ et 5 mm . Les barrières planes en verre ont 0.5 mm d'épaisseur et sont de largeur : $10, 15, 20, 23, 24$ et 25 cm .

Le deuxième type de barrières utilisées est en verre de forme concave d'épaisseur $e = 5\text{ mm}$, avec $d_1=7\text{ cm}$, $d_2=11,2\text{ cm}$, $a_{\text{int}}=5\text{ cm}$, $a_{\text{ext}}=5,5\text{ cm}$, Fig.IV.4. Les dimensions de cette barrière, avec sa concavité orientée vers la pointe et vers le plan, sont données à la figure IV.5.

Le troisième type de barrières est la barrière métallique (conductrice) plane, de forme circulaire. Elle est entourée d'un tore métallique en cuivre de 8 mm de diamètre (selon Rogowsky).

Les différentes barrières planes sont suspendues par quatre fils, horizontales et verticales en nylon, et sont maintenues parallèles au plan. Le déplacement de la barrière de la pointe vers le plan est assuré par un guide en bois.

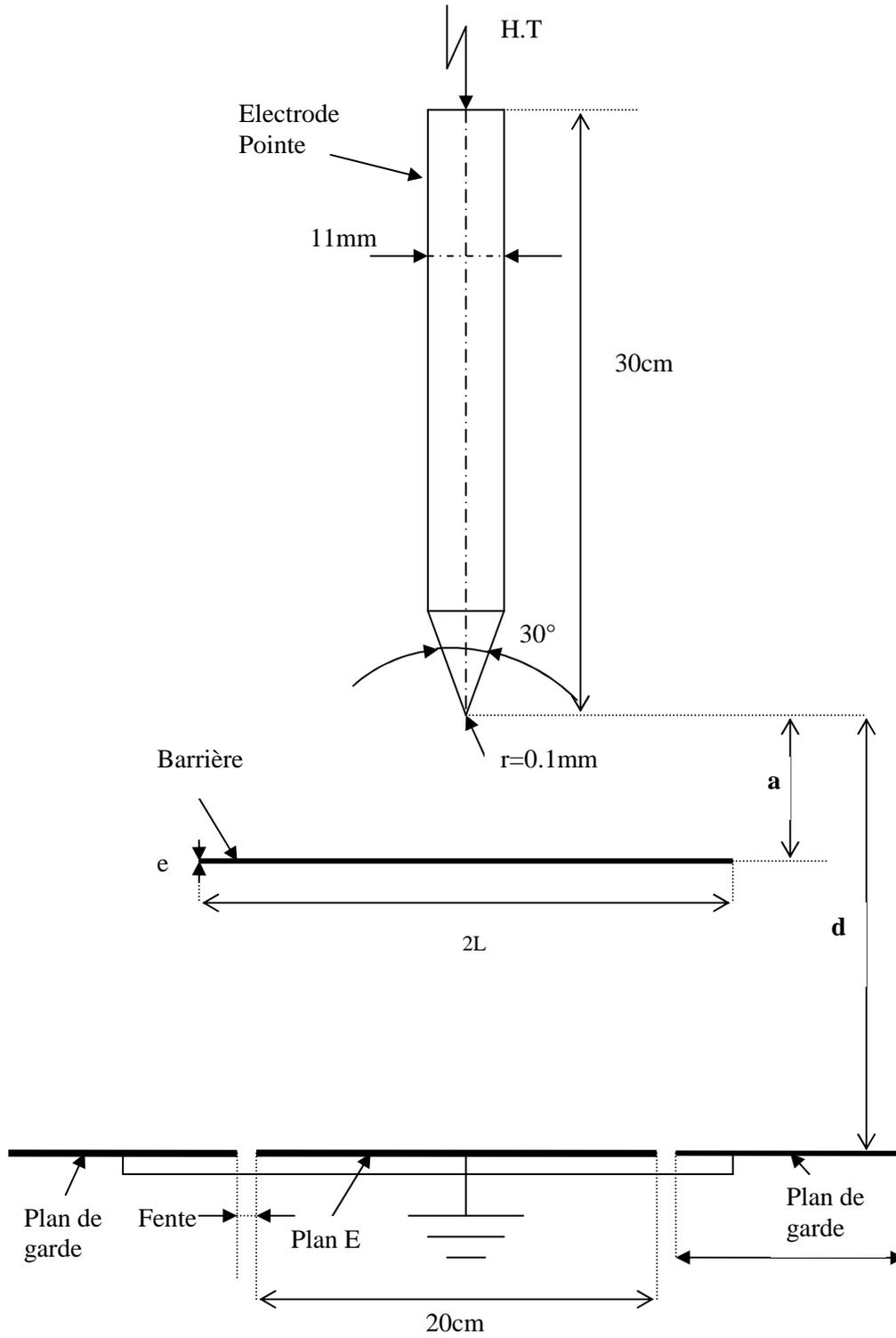


Figure.IV.3 : Configuration pointe-barrière-plan

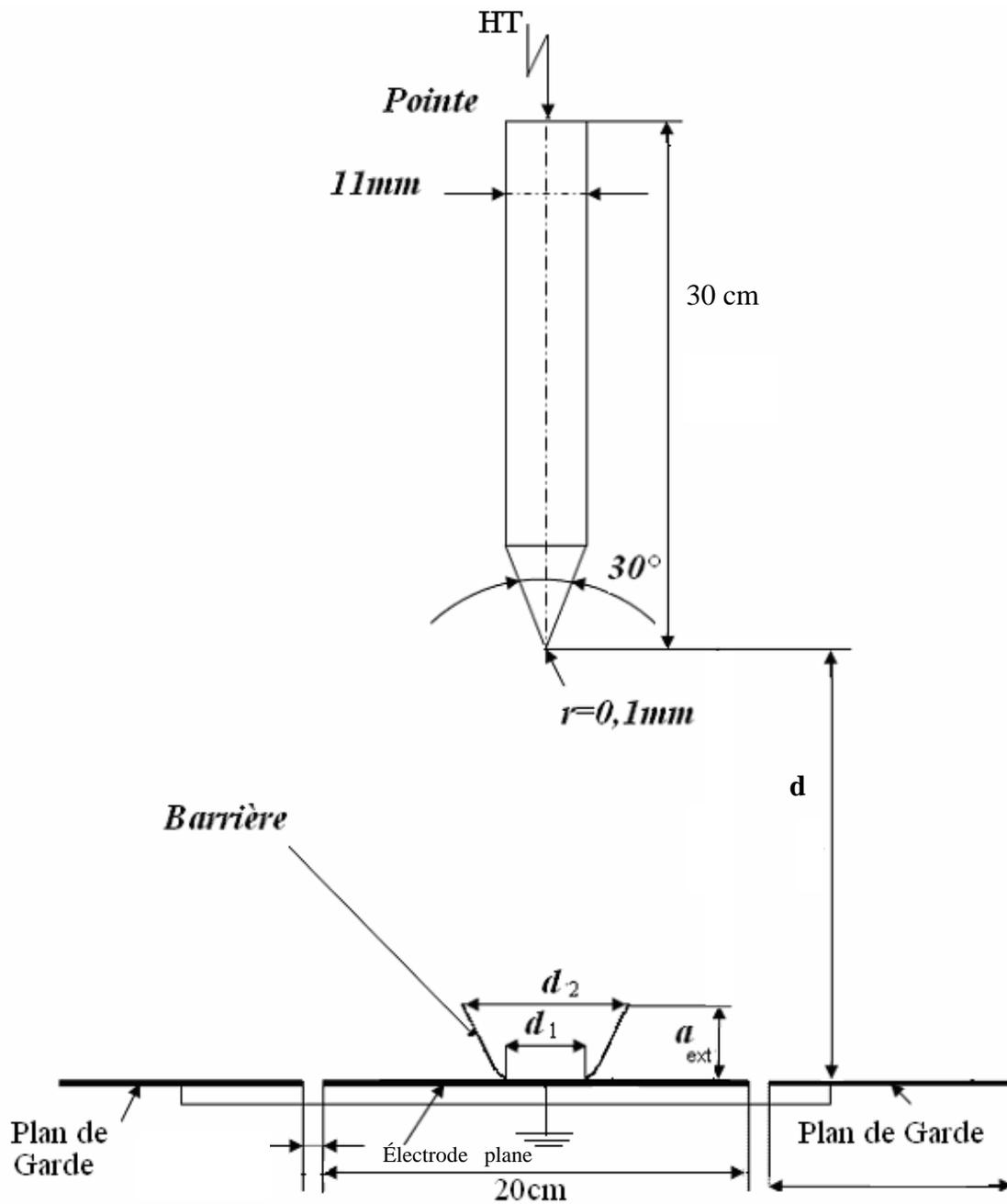
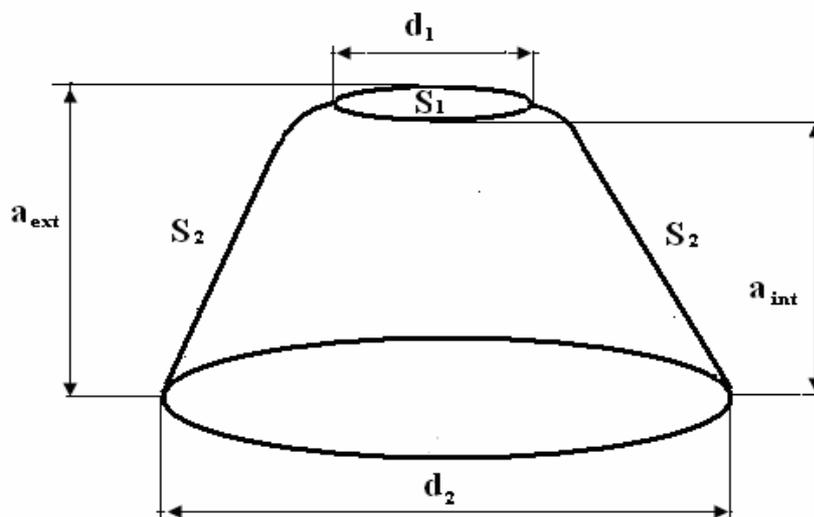
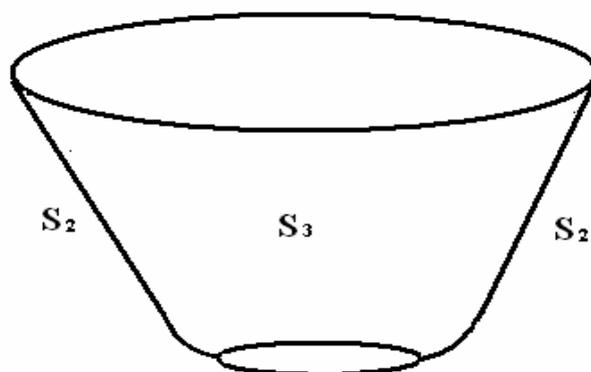


Figure.IV.4: Configuration point-barrière-plan avec une barrière concave (concavité vers la pointe)



(A)



(B)

Figure IV.5 : Dimensions de la Barrière concave
(A) concavité orientée vers le plan
(B) concavité orientée vers la pointe

IV.2.1.4 Visualisation de la décharge

La visualisation du phénomène de décharge électrique pouvant avoir lieu dans le système d'électrodes 'pointe-barrière-plan', depuis sa naissance jusqu'au claquage de l'intervalle d'air, a été réalisée à l'aide d'un caméscope numérique relié à un micro-ordinateur pour le traitement d'images.

IV.2.2 Préparation de la solution polluante et procédé d'application de la pollution

La solution polluante est préparée à partir d'eau distillée, de kaolin (liant) et de chlorure de sodium. Les principales caractéristiques du Kaolin sont données au tableau IV.1 [2].

Matière	Composition en poids (%)				Granulométrie Distribution cumulée (µm)			Conductivité volumique (µS/cm)
	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	H ₂ O	16 %	50 %	84 %	
Kaolin	40-50	30-40	0.3-2	7-14	0.1-0.2	0.4-1	2-10	15-200

Tableau IV.1 : Caractéristiques du Kaolin

La solution polluante est obtenue avec les proportions suivantes : Un litre d'eau distillée pour 40g de kaolin auxquels on rajoute des petites quantités de sel pour varier la conductivité de la pollution. Ainsi nous fixons la conductivité de la solution ionique à la valeur désirée, grâce à un conductimètre, qui affiche la conductivité de la solution ramenée à la température ambiante 20⁰C.

Pour la mesure de la conductivité superficielle, nous avons utilisé une sonde à électrodes planes, (Fig.IV.6). la procédure de mesure est la suivante :

- 1)- Fixer une bande sèche absorbante (papier PH), de dimensions (10mm x 10mm), sur la tête de la sonde (a) ;
- 2)- Avant chaque essai la bande absorbante doit être trempée dans de l'eau distillée dont la conductivité volumique doit être inférieure ou égale 10µS/cm. Le nettoyage et l'humidification de la bande absorbante nécessitent une quantité d'un litre d'eau distillée ;
- 3)- Après chaque nettoyage la tête de la sonde doit être secouée pour éliminer les gouttelettes d'eau distillée non absorbées par le papier ;
- 4)- Vérifier que la conductivité superficielle propre de la bande absorbante σ_p ne dépasse pas 2µS ;
- 5)- Poser légèrement la tête de la sonde sur un endroit choisi au préalable, sur la couche de pollution de l'isolant étudié, de telle sorte que la surface de la bande soit en contact avec la surface équivalente correspondante de l'isolant polluée ;
- 6)- S'assurer que l'eau absorbée par la bande ne se propage pas au-delà de la surface de contact de l'isolant. Pendant que le dépôt polluant se trouvant en dessous de la surface du papier absorbant se dépose sur celle-ci, l'eau distillée passe de la bande absorbante vers la pollution, de telle sorte que la conductivité équivalente de la couche de la pollution, résulte des conductivités de la pollution humidifiée et de la bande polluée.

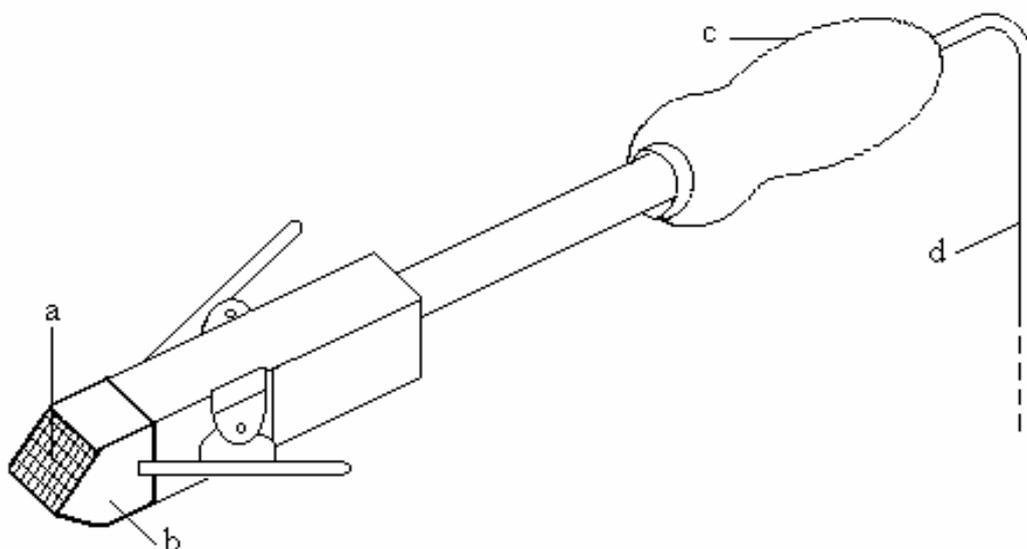


Figure.IV.6: Sonde à électrodes planes avec papier absorbant

a : papier absorbant ;
b : électrodes planes ;

c : poignet de la sonde ;
d : câble de connexion au conductimètre

La conductivité superficielle mesurée est donnée par la relation suivante :

$$\sigma_e = \sigma_r - \sigma_p \quad (\text{IV.1})$$

Où:

σ_r est la conductivité superficielle réelle ;
 σ_p est la conductivité propre de la bande absorbante.

Les valeurs des conductivités volumiques et superficielles sélectionnées dans notre étude sont regroupées dans le tableau ci-dessous :

Conductivité volumique ($\mu\text{S}/\text{cm}$)	23.5	450	600	1000	2000	3000	3200	4000	5000	5700	8000	10000	15000
Conductivité superficielle (μS)	0.57	1.16	1.43	1.7	2.03	3.2	3.86	4.1	5	5.7	8.41	10.86	14.86

Tableau IV.2: Valeurs des conductivités des solutions polluantes

Nous avons appliqué la pollution sur les barrières isolantes selon les cas suivants :

- polluée d'un seul côté (face à l'électrode pointe) ;
- polluée d'un seul côté (face à l'électrode plane) ;
- complètement polluée avec la même conductivité de la solution polluante ;
- polluée puis asséchée du côté de la pointe.
- complètement polluée puis asséchée.

Avant chaque nouvel essai, la barrière doit être nettoyée et rincée à l'eau distillée. La couche de pollution est appliquée sur la barrière à l'aide d'une éponge sur laquelle on apporte une quantité de pollution constante durant les 25 essais [3].

IV.2.3 Mesure des paramètres physiques de l'air

La pression de l'air ambiant P est mesurée à l'aide d'un baromètre préalablement étalonné. L'humidité relative H est mesurée à l'aide d'un hygromètre à cheveux et la température T par un thermomètre à mercure. Les relevés de ces trois paramètres ont été effectués systématiquement avant chaque essai.

Les diverses séries de mesure ont été effectuées dans des conditions de température, d'humidité et de pression différentes. Par conséquent nous avons ramené les valeurs de la tension disruptive aux conditions normales ($T_n=20^0$, $P_n=760$ mmHg), suivant les prescriptions des normes internationales de la C.E.I [3].

On trouve deux facteurs de correction :

- Le facteur de correction de la densité de l'air " K_d " ;
- Le facteur de correction de l'humidité " K_H ".

La valeur de la tension disruptive U mesurée sera ramenée aux conditions atmosphériques normales, en la multipliant par le rapport K_d / K_H , suivant la relation ci-dessous :

$$U(\text{conditions normales}) = U(\text{mesurée}) \times \frac{K_d}{K_H} \quad (\text{IV.2})$$

Facteur de correction K_d

Le facteur de correction K_d est donné par la relation suivante :

$$K_d = \frac{P}{P_n} \cdot \frac{273 + T_n}{273 + T} \quad (\text{IV.3})$$

Facteur de correction K_H

Il est obtenu à partir de la figure.IV.8 en tirant la valeur de l'humidité absolue de la figure.IV.7.

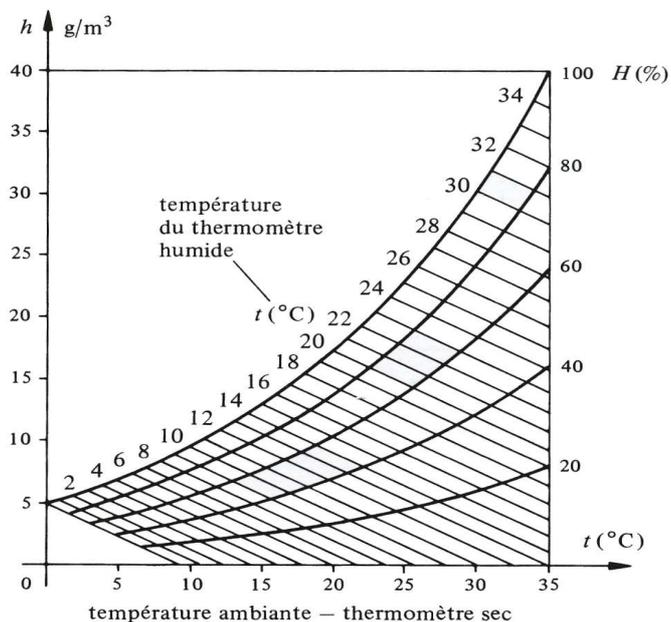


Figure.IV.7: Abaques donnant l'humidité absolue h en fonction de la température T

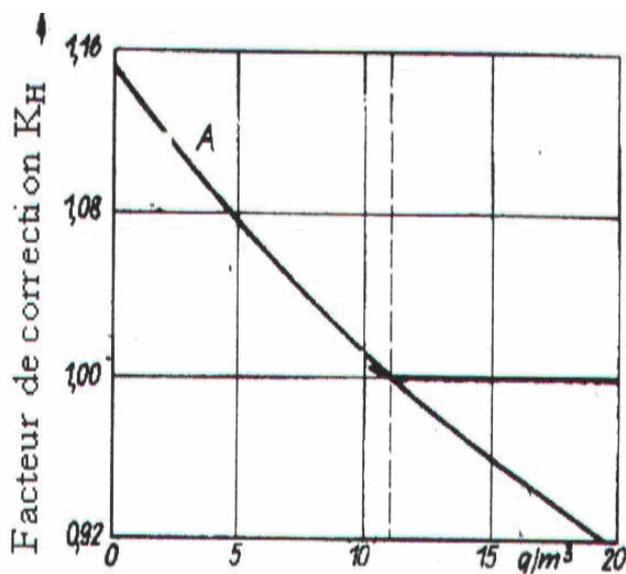


Figure.IV.8: Abaques donnant le facteur K_H en fonction de l'humidité absolue

IV.3 Mesure du champ électrique

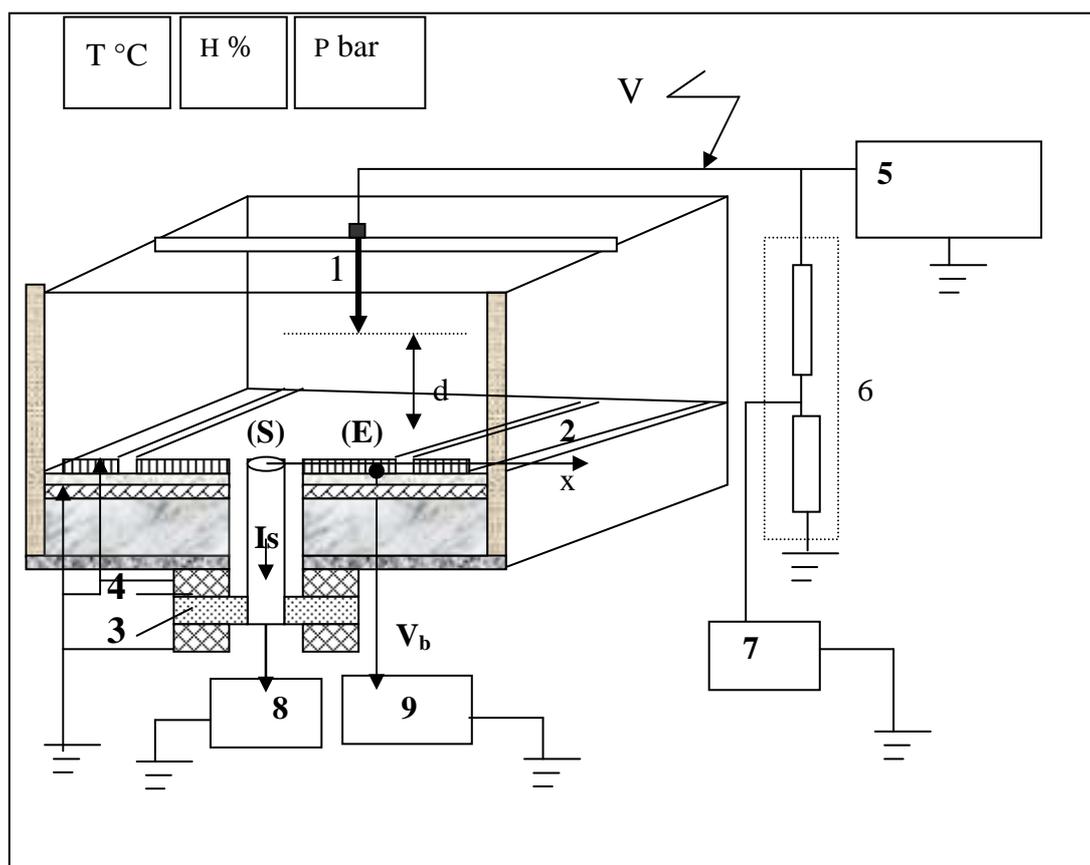
IV.3.1 Tension continue

Nous avons utilisé une sonde polarisée circulaire en tension continue. Cette sonde nous a permis de déterminer la densité de courant ainsi que le champ électrique au plan.

IV.3.1.1 Dispositif expérimental

Une sonde circulaire (S) a été réalisée au laboratoire de haute tension de Bejaia, elle est en aluminium massif, incorporée dans un même niveau de surface dans une électrode plane (E), de forme rectangulaire avec deux plans de garde mis à la terre, (Fig.IV.9).

Le rayon de la sonde est $r_s = 2.225$ mm et le rayon intérieur de l'électrode (E) est r_e de 2.240 mm, ce qui donne un intervalle d'air $g = 0.015$ mm et un rayon effectif de la sonde $r_m = 2.2325$ mm Fig.III.3. L'électrode (E) et les plans de garde reposent sur une plaque en Bakélite, laquelle repose sur une plaque en cuivre permettant ainsi d'évacuer à la masse les courants de fuite. La sonde (S) est fixée à l'ensemble par une plaque en plexiglas et deux plaques en acier inoxydable qui constituent un écran permettant d'évacuer les courants de fuite à la terre.



- | | | |
|-----------------------------|-------------------------|----------------------------------|
| 1 électrode pointe | 2 plans de garde | 3 plaque de fixation de la sonde |
| 4 écran en acier inoxydable | 5 Source de HT continue | 6 diviseur résistif |
| 7 voltmètre de crête | 8 pico ampèremètre | 9 alimentation continue (BT) |

Figure.IV.9: Dispositif de mesure du champ électrique par la sonde polarisée

L'électrode pointe est reliée à une installation haute tension continue dont la tension délivrée V est mesurée par un diviseur résistif et un voltmètre de crête. Le signal de la sonde dérive du courant de conduction I_s la traversant, il est de l'ordre du nA. Il est mesuré à l'aide d'un pico ampèremètre de grande précision ($\pm 1.5\%$), relié directement à la sonde par un câble coaxial blindé. Quant à l'électrode (E), elle est polarisée par une alimentation basse tension continue délivrant une tension V_b positive ou négative. Cette tension est mesurée à l'aide d'un voltmètre numérique ayant une grande impédance d'entrée.

Les fonctions de la sonde dépendent essentiellement de la précision de sa construction ainsi que du choix de ses dimensions. Notre prototype de sonde est optimisé pour obtenir les qualités suivantes :

- 1) Pour un rayon r_s de la sonde pas trop élevé et un intervalle d'air g le plus petit possible, nous obtenons une bonne sensibilité du rapport I_s / I_{so} vis-à-vis de la tension de polarisation V_b (I_s et I_{so} correspondent respectivement aux courants collectés à $V_b \neq 0$ et à $V_b=0$) [4].
- 2) Le rapport r_s/g doit être le plus grand possible pour obtenir une bonne sensibilité des mesures. Dans notre cas le rapport est de 149.
- 3) La sonde est facilement démontable pour le nettoyage régulier, ceci évitera la formation de ponts conducteurs entre l'électrode (E) et la sonde (S).
- 4) Afin d'éliminer tout courant de fuite entre les surfaces des deux parties (S) et (E), nous avons placé la sonde dans un écran.
- 5) Afin de rendre le vide annulaire g le plus uniforme possible, un bon centrage de la sonde par rapport à l'ouverture de l'électrode (E) est nécessaire.
- 6) Afin d'éviter les perturbations provenant de la source de polarisation sur le pico ampèremètre, nous avons préféré polariser l'électrode (E) entourant la sonde.

IV.3.1.2 Détermination de la densité de courant

La sonde est de faibles dimensions comparées à celles de l'électrode (E) dans laquelle elle est incorporée, elle nous permet ainsi de mesurer la densité de courant de décharge J au plan. En effet, la sonde ne cause aucune perturbation mécanique, ou électrique étant donné que la tension de polarisation V_b est nulle. Nous avons alors:

$$J = I_{so} / S_m \quad (IV.4)$$

Avec S_m est la surface effective de la sonde et I_{so} est le courant de décharge collecté lorsque la sonde est non polarisée.

Nous avons pu déterminer la densité du courant de décharge au plan pour diverses valeurs de la tension V appliquée à l'électrode active et à plusieurs positions ' x ' de la sonde en déplaçant simplement l'électrode pointe (Fig.IV.9).

IV.3.1.3 Détermination du champ électrique

Nous avons effectué les mesures du rapport I_s/I_{so} pour différentes tensions de polarisation V_b positives et négatives, la tension V appliquée à l'électrode active étant constante. La courbe $I_s/I_{so} = f(V_b)$ est linéaire aux faibles valeurs de la tension de polarisation ($-50 < V_b < +50$ Volts) et non linéaire aux plus grandes valeurs [5]. Par conséquent, pour déterminer le champ électrique pour une tension et position au plan données, il est nécessaire de tracer pour chaque cas la courbe $I_s / I_{so} = f(V_b)$ et de ne considérer que la partie linéaire, Figure IV.10.

La mesure du courant I_s nous a permis de déterminer le champ électrique E au plan à partir de l'équation (III.12). Le principe est d'évaluer la pente Pe de la partie linéaire de la courbe $I_s / I_{so} = f(V_b)$ [5]. Nous avons alors :

$$E = \frac{C_0}{\pi \cdot r_m^2 \cdot \epsilon_0 \cdot Pe} \quad (V.5)$$

La valeur de la capacité C_0 donnée par la relation (III.11) est de 0.255 pF.

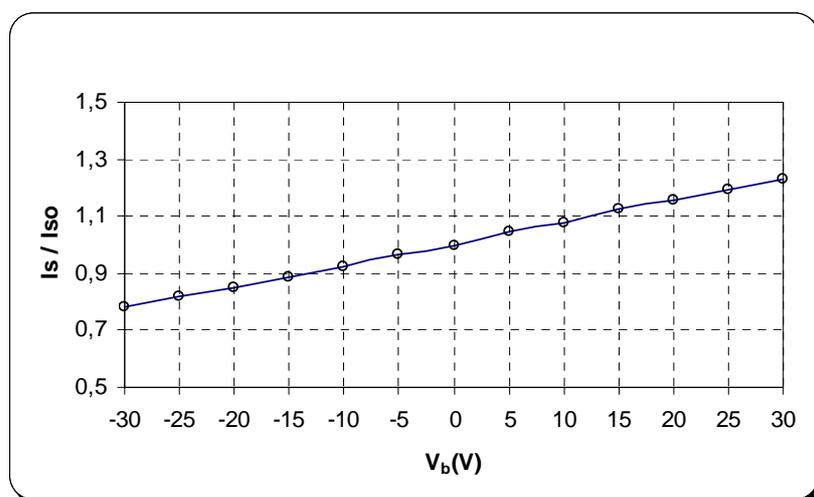


Figure.IV.10: Courbe $I_s/I_{so} = f(V_b)$ ($V = 18$ kV, $d = 5$ cm, $a/d = 0\%$)

IV.3.1.4 Précision de mesure avec la sonde polarisée circulaire

La précision de mesure du courant I_s dépend d'une part de l'intervalle d'air g et d'autre part du courant de fuite causé par l'accumulation de la poussière environnante entre les éléments (S) et (E). C'est pour cette raison qu'il est recommandé de nettoyer régulièrement la sonde et les plans et que la sonde soit au même niveau de surface que le plan (E).

Le calcul d'incertitude sur la densité de courant donne une erreur relative $\Delta J/J$ d'environ 2%

et sur le champ électrique $\frac{\Delta E}{E} \approx 6\%$ [6]. Ces valeurs sont indépendantes de la tension V

appliquée à la pointe. Cependant, elles dépendent des dimensions de la sonde. L'estimation du champ électrique avec une erreur de 6% est acceptable pour une mesure indirecte.

IV.3.2 Tension alternative

La mesure du champ électrique dans le cas du système pointe-barrière-plan a été effectuée à l'aide d'une sonde capacitive réalisé à l'Université de Cardiff (Grande Bretagne). C'est une sonde portative qui est généralement utilisée pour les mesures du champ électrique sur site

(appareillages, lignes, postes...etc). Elle est constituée d'un élément de surface S isolé du plan circulaire mis à la terre, (Fig. IV.11).

La sonde S est reliée à un circuit électrique de mesure, introduit dans un boîtier mis à la terre, jouant le rôle d'écran (Fig.IV.12). Elle est alimentée par deux batteries de 9 Volts. Le dimensionnement de la sonde ainsi que des éléments du circuit électrique est obtenu par simulation en utilisant un logiciel Slim (Electromagnetic Engineering Alstom).

En considérant l'équation (III.5), le champ électrique peut être déterminé en utilisant un oscilloscope à mémoire ou bien un PC doté d'une interface, qui permet de visualiser le signal de la sonde V_C correspondant à la tension aux bornes du condensateur C_{11} (Fig.IV.13). Nous avons ainsi :

$$E = \frac{C_{11} \cdot V_C}{\epsilon_0 \cdot S} \quad (\text{IV.6})$$

Connaissant la surface de la sonde S ainsi que la valeur de la capacité C_{11} nous avons alors :

$$E = 14.388 \times V_C \text{ (kV/m)} \quad (\text{IV.7})$$

Pour une tension de 10 kV appliquée à l'électrode haute tension, la tension V_C enregistrée aux bornes de la capacité de la sonde est représentée à la figure IV.13. Cette tension ne doit pas dépasser 5 Volts. Par conséquent, les valeurs de la tension V appliquée à la pointe ainsi que celles de la conductivité des solutions polluantes, ont été limitées par cette valeur.

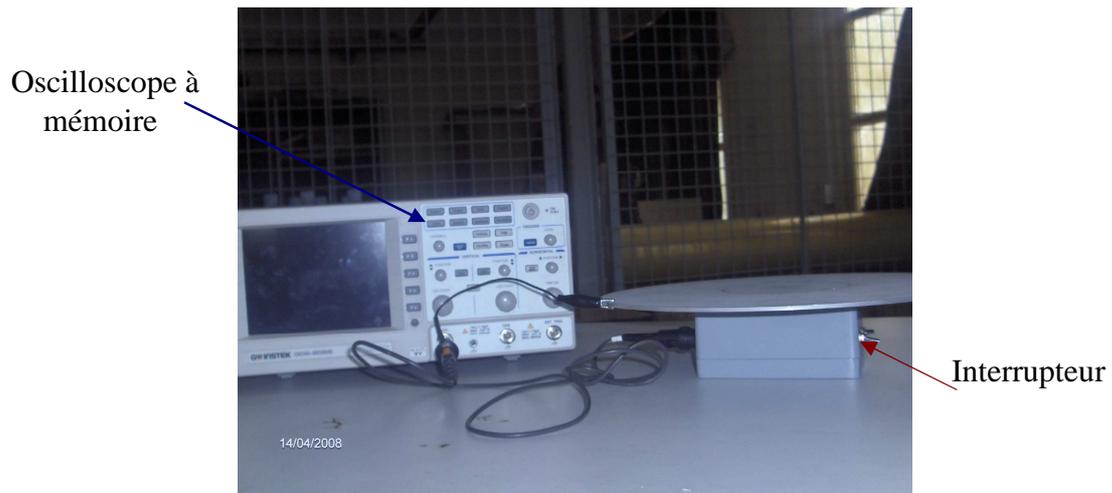
IV.4 Mesure des décharges partielles

Nous avons mesuré les décharges partielles du système d'électrodes pointe-barrière-plan au laboratoire de haute tension de Bejaia moyennant une cellule de mesure MSTE3. Nous avons déterminé la tension seuil d'apparition des décharges partielles ainsi que la quantité de charge apparente.

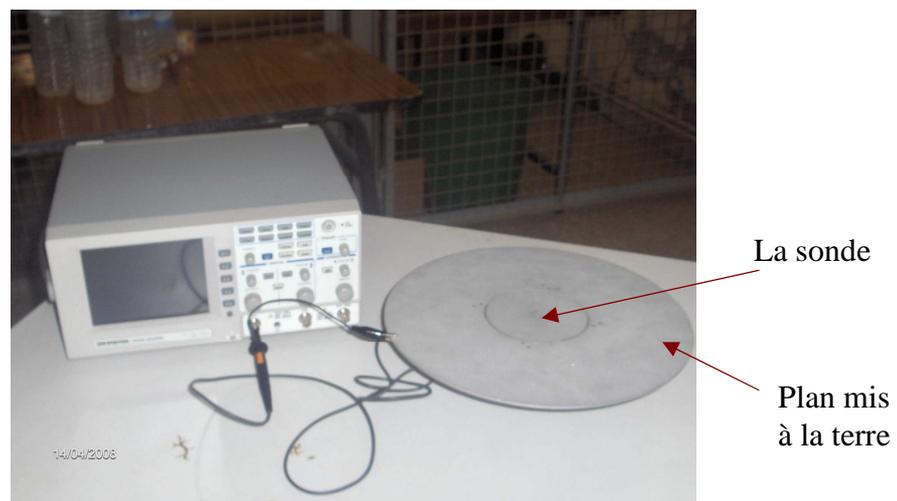
IV.4.1 Dispositif expérimental

Les essais de mesure de la tension seuil d'apparition des décharges partielles et de la charge apparente en système pointe-barrière-plan ont été effectués à l'aide d'un dispositif présenté à la figure.IV.14. On trouve les éléments suivants :

- Un transformateur haute tension Tr , dont le primaire est relié à un transformateur de réglage (ACA), permettant d'ajuster la tension à la valeur désirée.
- Inductance $L_S = 40 \text{ mH}$: elle est utilisée pour réduire les perturbations provenant de la source d'alimentation.
- Condensateur de liaison $C_K = 0.6 \text{ nF}$: c'est un condensateur haute tension qui est exempté de décharges jusqu'aux plus hautes tensions d'essais. Son rôle principal est de faciliter le passage des signaux haute fréquences.



(A)



(B)

Figure IV.11 : Photographie de la sonde capacitive
(A) Vue de face (B) Vue de dessus

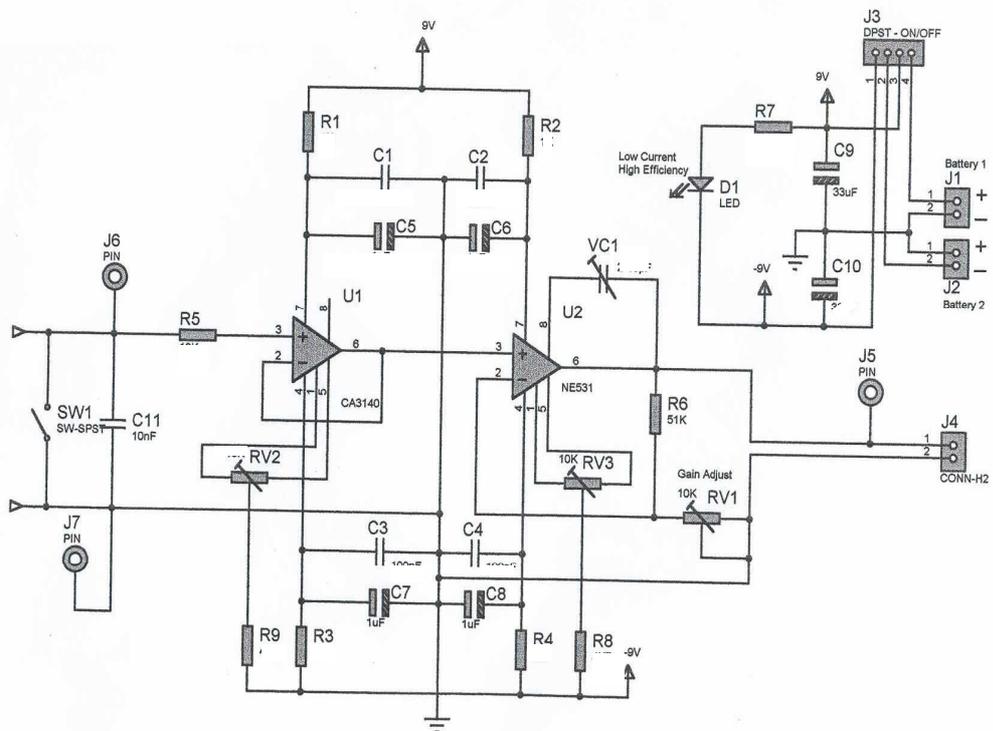


Figure.IV.12: Schéma du circuit électrique de la sonde capacitive

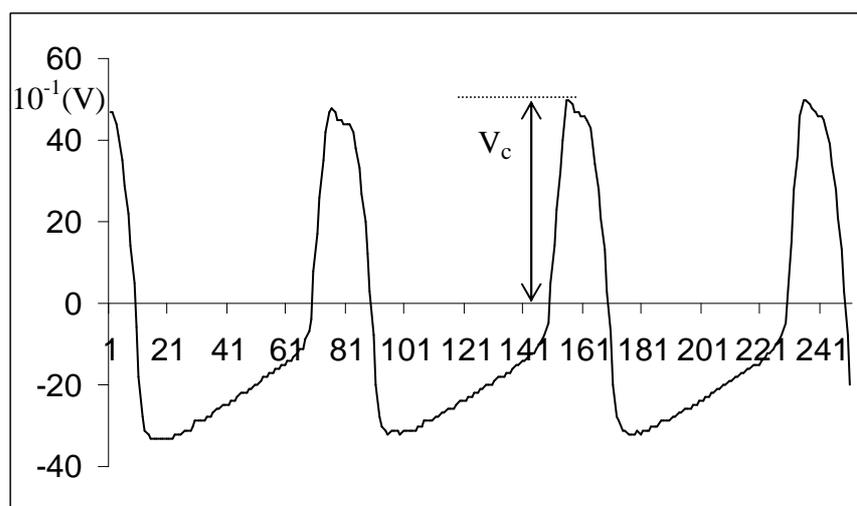


Figure.IV.13: Oscillogramme de la tension V_C de la sonde capacitive

- Calibrateur externe PET2 : c'est un appareil qui permet de générer des impulsions similaires à celles des décharges partielles. Il délivre quatre valeurs différentes de charge apparente : 5 pC, 25 pC, 50 pC et 250 pC. Ces valeurs sont utilisées comme calibres. Ce calibrateur permet de contrôler le bon fonctionnement de l'appareil de mesure (MTE3 et H253) ainsi que son étalonnage. Il permet également de vérifier que la cellule de mesure telle qu'elle est utilisée dans le circuit d'essai, est capable de détecter l'intensité de décharge minimale spécifiée par l'utilisateur.
- Impédance de mesure H253 : c'est une impédance quadripôles qui, en combinaison avec l'objet d'essai et le condensateur de liaison, détermine la durée et la forme des impulsions mesurées. Elle est munie d'un filtre LC qui empêche les courants alternatifs de fréquence de service de parvenir à l'instrument de mesure et ceci par mise à la terre de celui-ci et d'un transformateur guide d'onde qui garantit la séparation galvanique de l'entrée et de la sortie de l'impédance de mesure. Un dispositif de protection contre les surtensions, qui peuvent surgir lors de la rupture diélectrique de l'intervalle pointe-plan, a été mis en place.

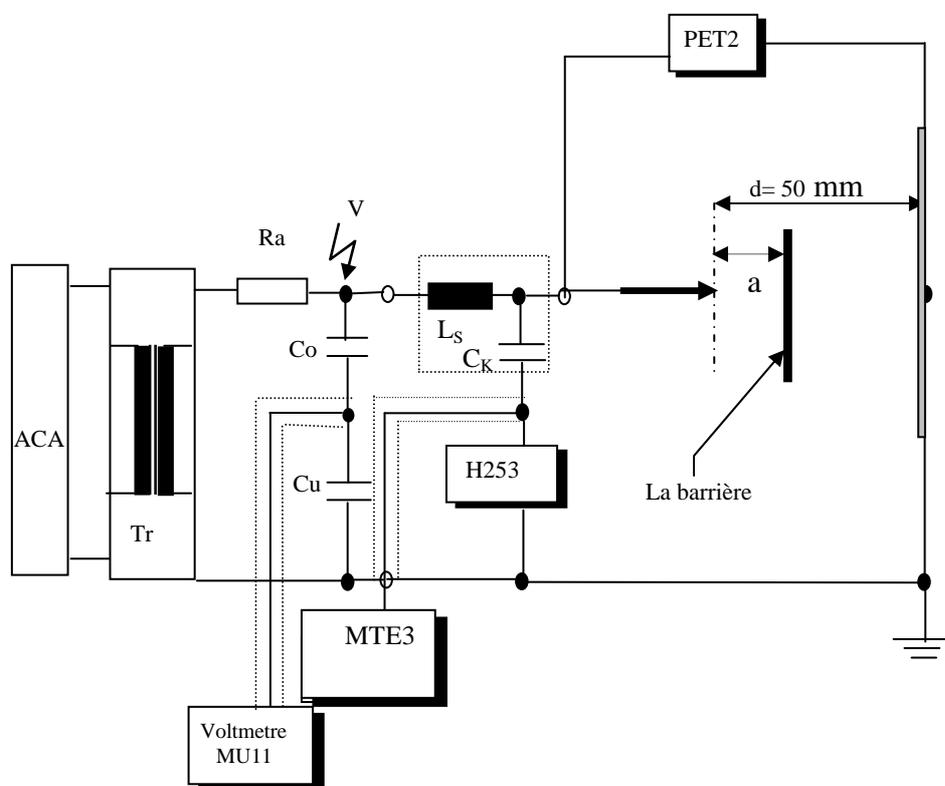


Figure.IV.14: Montage électrique du dispositif de mesure des décharges partielles

- Instrument de mesure MTE3 : les décharges partielles de l'objet d'essai provenant des transferts de charges dans le circuit donnent lieu à des impulsions de courant dans l'impédance de mesure. Les impulsions de tension qui en résultent sont ensuite mises en forme, amplifiées et rendues perceptibles dans l'instrument de mesure. L'instrument MTE3 renforce les impulsions de décharges partielles en bandes larges et exécute ensuite une intégration électronique vers la grandeur caractéristique « charge apparente ». Grâce à des circuits électroniques spéciaux, une réduction des signaux perturbateurs est assurée [7].
- On utilise un oscilloscope à mémoire ou bien un PC muni d'une interface afin de visualiser le signal et de distinguer entre les impulsions des décharges partielles à mesurer et les perturbations.

IV.4.2 Méthode de mesure de la tension seuil d'apparition des décharges partielles

Une tension très inférieure à la valeur seuil U_s est appliquée à l'objet d'essai. Elle est progressivement augmentée jusqu'à ce que la charge apparente atteigne la valeur spécifique de 2 pC et la tension d'apparition correspondante est notée. On augmente la tension d'environ 10% puis on la réduit jusqu'à ce que les décharges disparaissent complètement [8]. Ce processus est répété trois fois sans couper l'alimentation HT. La valeur moyenne de U_s est ainsi calculée.

IV.5 Conclusion

Nous avons réalisé nos essais au laboratoire de haute tension de Bejaia, où nous y avons exploité les sources et appareils utiles pour nos mesures. Nous avons conçu certains éléments de mesure n'existent pas au laboratoire. En effet, nous avons réalisé la sonde polarisée circulaire au hall de technologie de l'université de Bejaia et la sonde capacitive au niveau de l'université de Cardiff.

Nous avons ainsi effectué nos essais sur quatre dispositifs de mesure :

- Dispositif expérimental pour la mesure de la tension disruptive (continue et alternative) ;
- dispositif expérimental pour la mesure du champ électrique en tension continue ;
- dispositif expérimental de mesure du champ électrique en tension alternative ;
- cellule de mesure des décharges partielles.

Les divers résultats obtenus et leurs discussions font l'objet du chapitre suivant.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] CEI 60383-2, « Technique des essais à haute tension- définitions et prescriptions générales relatives aux essais », 1993.
- [2] A.Aziz Bouzaroura, « Etude de développement des décharges électriques parallèles sur une surface isolante polluée sous tension continue », Thèse de Magister, Université de Béjaia, 2006.
- [3] CEI 60507, « Essais sous pollution artificielle des isolateurs pour haute tension destinée aux réseaux à courant alternatifs », 1991.
- [4] Y. Zebboudj, « Influence de l'humidité de l'air atmosphérique sur les paramètres de la décharge couronne positive en géométrie cylindrique », Thèse de Doctorat de l'université Paris VI, 1988.
- [5] Y.Zebboudj, S.Mouhoubi, « Mesure du champ électrique par la sonde polarisée lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan », 2^{ème} Conférence nationale sur la HT CNHT'97, Tizi ouzou, pp. 180-184, 1997.
- [6] S.Mouhoubi, « Mesure du champ électrique avec la sonde polarisée de Tassicker lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan », Thèse de magister. Université de Bejaia, 1996.
- [7] Documentation technique de la cellule des décharges partielles MSTe3.
- [8] CEI 60270-2, « Partial discharge measurement », 2000.

Chapitre V

*Influence des barrières sur la
tension disruptive des intervalles
d'air pointe-plan*

V.1. Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les différents résultats obtenus par voie expérimentale. Ces résultats comportent essentiellement les essais de claquage en système d'électrodes pointe-plan, avec et sans barrière.

Nous avons pris en considération l'influence de la forme de la tension appliquée à la pointe. Nous avons effectué nos essais sous tension alternative à fréquence industrielle et sous tension continue positive. En polarité négative de la tension appliquée à la pointe nous n'avons pas obtenu une influence notable de la barrière isolante sur la tenue du système d'électrodes étudié.

Dans l'étude de l'influence des barrières sur la tension disruptive, nous avons considéré l'influence de paramètres propre à la barrière, tel que ses dimensions (épaisseur, largeur) et matériau, sa position dans l'intervalle inter électrodes, le nombre et la forme des barrières utilisées ainsi que la barrière trouée. Notamment, dans l'étude de l'influence de la pollution, nous avons pris en considération les cas extrêmes qui sont la barrière propre et métallique.

V.2 Système pointe-barrière-plan sous tension continue positive

V.2.1 Barrière à surface propre

Le terme 'surface propre' désigne les surfaces isolantes non recouvertes d'une couche étrangère, par comparaison aux surfaces recouvertes d'une couche de pollution. Ces surfaces sont caractérisées par une résistivité très élevée.

Les barrières isolantes utilisées sont en bakélite et en verre. Les barrières planes sont de forme carrée, de largeur '2L' et d'épaisseur 'e'. Les positions de la barrière restent définies par le rapport a/d (%), où 'a' est la distance pointe-barrière. Cette distance prend différentes valeurs comprises entre 0 et d, 'd' étant la longueur axiale de l'intervalle pointe-plan (Fig.IV.2), elle est gardée constante et égale à 5 cm. Lors des essais de claquage en tension continue positive aucune perforation des barrières n'a été observée.

Nous avons étudié l'influence de la position et de la largeur des barrières en bakélite et en verre, ainsi que l'effet de la pollution sur la tension disruptive de l'intervalle d'air pointe-plan. Nous avons également étudié l'effet de l'épaisseur, du nombre de barrières et des barrières trouées en bakélite sur la tension disruptive. Concernant l'influence de la forme de la barrière, nous avons utilisé des barrières concaves en verre de 5 mm d'épaisseur.

V.2.1.1 Influence de la position et de la largeur de la barrière

a) Barrière en bakélite

Les résultats des essais de claquage pour les barrières en bakélite sont illustrés aux figures V.1 et V.2, où U désigne la tension disruptive avec barrière et U_{sb} sans barrière.

Il résulte de la figure V.1 que pour les différentes largeurs des barrières, d'épaisseur 2.1mm, la valeur maximale du rapport de tensions disruptives U/U_{sb} est obtenue lorsque la barrière est en contact avec la pointe, c'est-à-dire à $a/d = 0\%$. A partir de cet optimum elle décroît pour tendre vers la valeur de la tenue de l'intervalle sans barrière [1]. Quand la barrière touche le plan mis à la terre ($a/d=100\%$), son influence reste faible et la tension disruptive est proche de celle sans barrière. Dans ce cas, pour une largeur $2L = 10$ cm, le point d'impact de la décharge disruptive sur le plan est éloigné de 5 cm par rapport à l'axe de la pointe. Un même ordre de déviation est obtenu dans le cas du système sans barrière. De ce fait, en augmentant la largeur de la barrière, la longueur du canal de décharge augmente, d'où la croissance du rapport U/U_{sb} avec la largeur '2L' à $a/d = 100\%$.

La diminution de la tension disruptive lors de l'éloignement de la barrière de la pointe peut être attribué à la réduction de la longueur globale de la décharge et à la faible influence de la charge d'espace dans l'intervalle pointe-barrière.

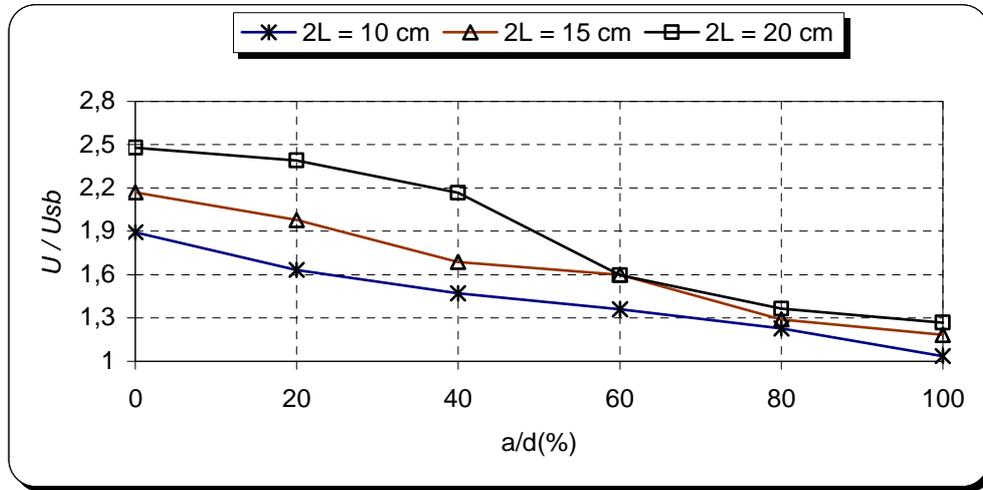


Figure V.1: Influence de la largeur de la barrière en bakélite sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière ($e=2.1$ mm, tension continue positive)

Pour une épaisseur de la barrière de 0.5 mm et une largeur $2L$ de 15 cm, la valeur maximale de la tension disruptive est également obtenue quand la barrière est en contact avec la pointe ($a/d=0\%$) (Fig.V.2). Par contre, pour la largeur de la barrière de 20 cm, la tension disruptive maximale correspond à une position de la barrière proche de la pointe et située à environ 20% de la distance inter électrodes. En conséquence, on peut déduire que l'optimum est fonction des dimensions de la barrière, notamment de son épaisseur, il est généralement situé près de la pointe à 0% de la distance inter électrodes. Ce résultat concorde avec celui obtenue par le développement d'un modèle analytique [2]. Toutefois, en tension impulsionnelle, il est de 20% pour des intervalles d'air de 50 à 200 cm [3], et de 60 % pour des intervalles de 10 à 40 cm [4].

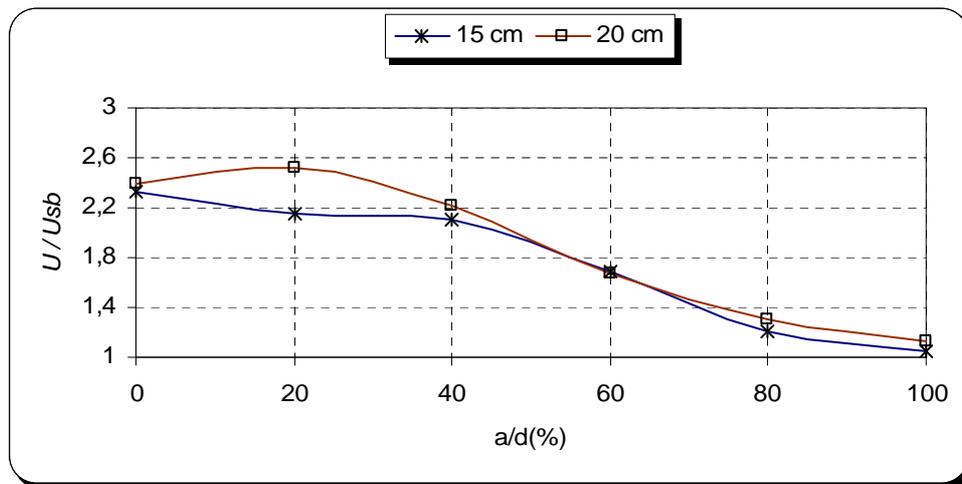


Figure V.2: Influence de la largeur de la barrière en bakélite sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière ($e=0.5$ mm, tension continue positive)

Le rapport U/U_{sb} en système pointe-barrière-plan atteint une valeur considérable de 2.87 pour une barrière de 20 cm de largeur et 5mm d'épaisseur. Notamment, en augmentant la largeur de la barrière, la tension disruptive du système augmente. En effet l'optimum passe de 1.89 pour une largeur de 10 cm à 2.5 pour $2L = 20\text{cm}$ (Fig.V.1). L'amélioration peut être expliquée par la croissance de la longueur du canal de la décharge avec l'élargissement de la barrière. Sachant que la barrière crée un obstacle géométrique à la décharge, l'augmentation de sa largeur renforce plus cet obstacle et mène ainsi à la croissance de la tension disruptive.

La résistivité de la barrière est modifiée à cause du dépôt de charges dû à la conductivité superficielle de la barrière et des décharges apparaissant au voisinage de sa surface [5].

b) Barrière en verre

Il résulte de la figure V.3 que la position optimale (a/d %) de la barrière en verre est comprise entre 0 et 20%. Cette position est de 0% pour des largeurs de la barrière $2L = 10, 15$ et 20 cm, comme pour la bakélite. Pour $2L = 23$ et 25 cm, elle est de 20%. En conséquence, l'optimum est étroitement lié aux dimensions de la barrière, particulièrement à sa largeur. En insérant des barrières de plus en plus larges le rapport U/U_{sb} augmente. Il passe de 1.67 pour $2L = 10$ cm à 2.72 pour $2L = 25$ cm.

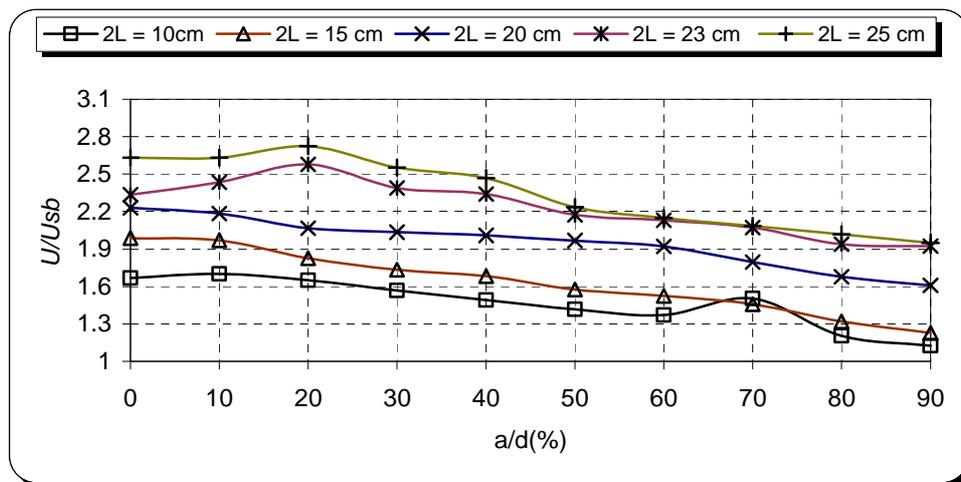


Figure V.3: Influence de la largeur de la barrière en verre sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière ($e=5$ mm, tension continue positive)

V.2.1.2 Influence de l'épaisseur de la barrière

Les barrières en verre sont toutes d'épaisseur 5mm. De ce fait, nous avons uniquement étudié l'influence de l'épaisseur des barrières en bakélite. Nous remarquons à partir de la figure V.4 une faible influence de l'épaisseur 'e' de la barrière. Pour $e = 5$ mm, on constate une légère amélioration de la tension disruptive. En effet, l'épaisseur de 5 mm qui représente 10% de la distance inter électrodes donne un rapport U/U_{sb} de 2.28 contre 2.07 pour $e = 0.5$ mm à $a/d = 0\%$. En effet, l'augmentation de l'épaisseur de la barrière ne mène pas à l'allongement du canal de décharge, d'où la faible influence de cette dimension.

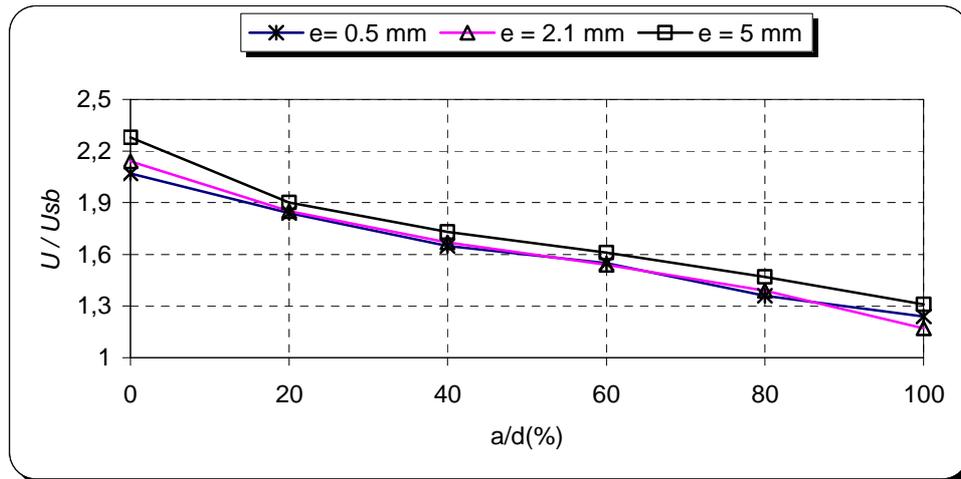


Figure.V.4: Influence de l'épaisseur de la barrière sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière ($2L = 10$ cm, tension continue positive)

V.2.1.3 Influence de la barrière trouée

Sachant que l'utilisation prolongée des barrières en bakélite sous des tensions assez élevées peut mener à la perforation de celles-ci, nous nous sommes alors intéressés à l'étude de l'influence de la barrière trouée sur la tension disruptive du système pointe-plan.

Nous constatons à partir de la figure V.5 que la perforation de la barrière affecte considérablement sa qualité d'isolation. En effet, lorsque la barrière est en contact avec la pointe, le rapport U/U_{sb} passe de 2.07 à 1.36 avec le trou centré de diamètre $D_t = 2$ mm. Dans ce cas la décharge ne passe pas par le trou mais emprunte le chemin pointe-bord de la barrière-plan. Ainsi, la charge créée au dessus de la barrière aurait un rôle physique important. La décharge ne tend pas à passer par le trou de faible diamètre, probablement à cause de la forte concentration de charges au milieu de la barrière, et ce voit alors dévier hors de la zone du trou. Ce qui explique la contribution de la barrière trouée à améliorer la rigidité diélectrique du système. Par conséquent, Il est recommandé de prévoir des barrières d'épaisseurs adéquates pour éviter la perforation de celles-ci par les décharges.

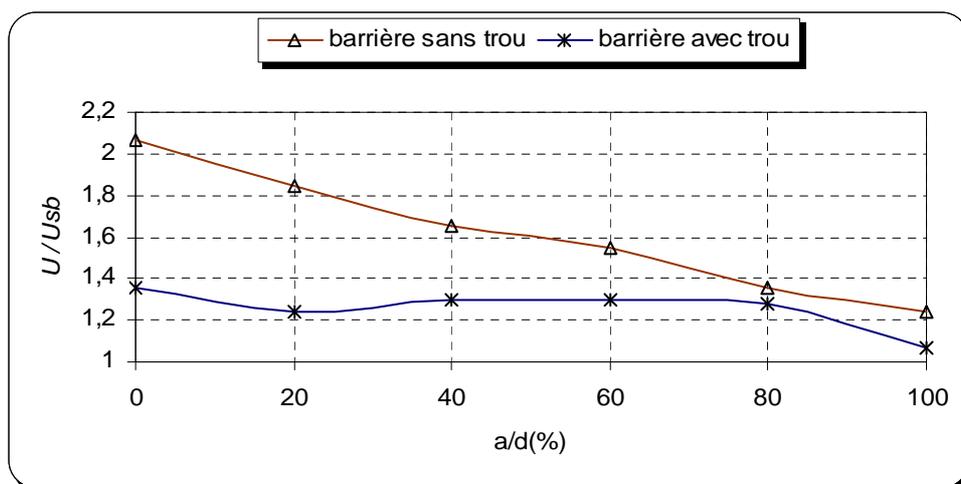


Figure.V.5: Influence de la barrière perforée en bakélite sur le rapport U/U_{sb} ($e = 0.5$ mm, $2L = 15$ cm, $D_t = 2$ mm, tension continue positive)

V.2.1.4 Influence du nombre de barrières

L'amélioration de la rigidité diélectrique et la réduction des distances d'isolement restent le souci majeur pour un électrotechnicien. Ainsi, l'utilisation de plus d'une barrière devient parfois nécessaire pour atteindre la rigidité diélectrique requise pour une application donnée (exemple: transformateur, appareils de coupure).

La Figure V.6 montre l'influence du nombre de barrières sur la tension disruptive. L'une des deux barrières en bakélite est posée sur le plan mis à la terre ($2L = 15$ cm, $e = 5$ mm), l'autre suspendue et déplacée aux différentes positions de l'intervalle pointe-plan ($2L = 10$ cm et $e = 2.1$ mm). On constate à partir de cette figure que l'utilisation de deux barrières améliore considérablement la rigidité diélectrique en tension continue positive, ce qui n'est pas le cas en tension impulsionnelle [6]. Cette amélioration est notamment obtenue lorsque la barrière mobile est située à un rapport a/d compris entre 60 et 100 % de la distance inter électrodes. Ceci est probablement dû à l'uniformisation du champ électrique dans l'intervalle barrière mobile et le plan.

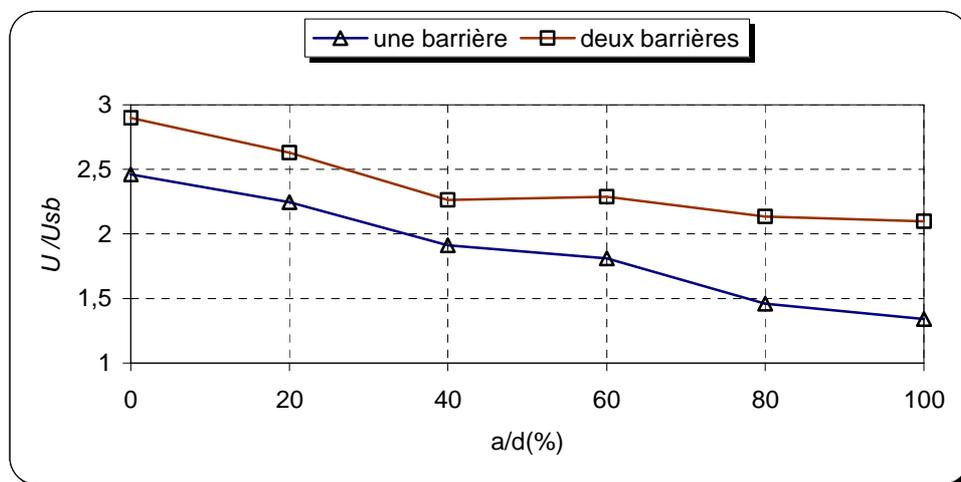


Figure.V.6: Influence du nombre de barrières sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière (tension continue positive)

V.2.1.5 Visualisation de la décharge

L'évolution de la décharge électrique dans l'intervalle d'air du système pointe-barrière propre-plan, en tension continue positive, est illustrée aux figures V.7 à V.9. Il résulte de la visualisation de la décharge que l'augmentation de la tension disruptive est surtout liée à l'allongement du canal de la décharge principale (Fig.V.7.c et Fig.V.8.c, Fig.V.9.b). Ce canal est généralement un chemin allant de la pointe vers le bord de la barrière (Fig.V.7.a) puis du bord vers le plan (Fig.V.7.b et c). Ces figures montrent également que la décharge se propage d'abord dans l'air au-dessus de la surface de la barrière propre et donne ensuite lieu au claquage de l'intervalle d'air entre la barrière et le plan, ceci quelle que soit la largeur et la position de la barrière en verre ou en bakélite. Ainsi la décharge ne perfore pas la barrière, mais empreinte le chemin le plus court dans l'air situé entre la pointe sous tension - bord de la barrière, puis bord de la barrière - plan mis à la terre.

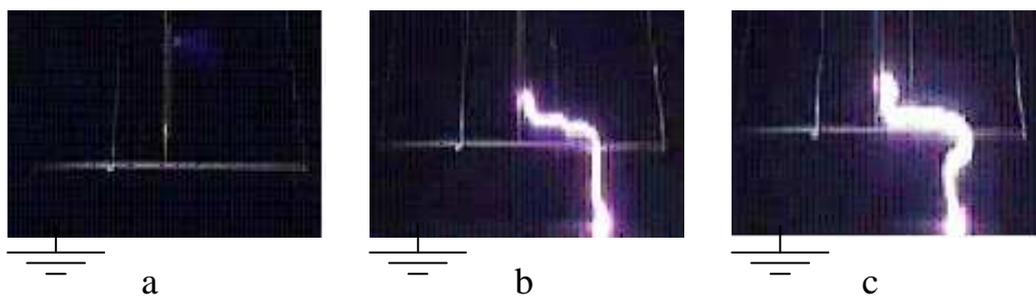


Figure.V.7: Séquences de progression de la décharge avec une barrière propre en bakélite ($a/d = 0\%$, $2L=20\text{cm}$, $e=2.1\text{mm}$, tension continue positive)

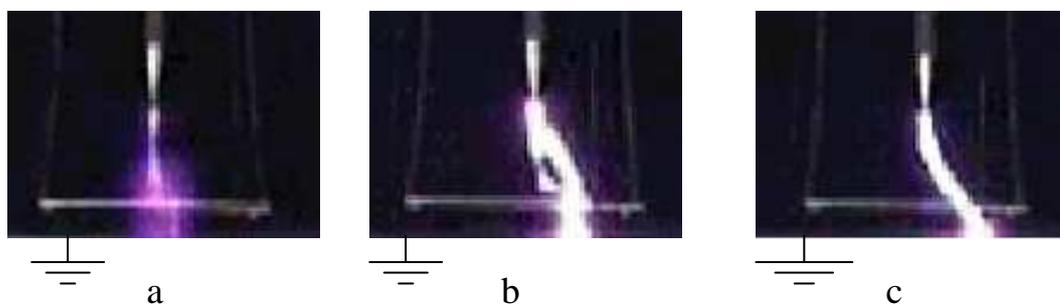


Figure.V.8 : Séquences de progression de la décharge avec une barrière propre en bakélite ($a/d = 80\%$, $2L=10\text{cm}$, $e=2.1\text{mm}$, tension continue positive)

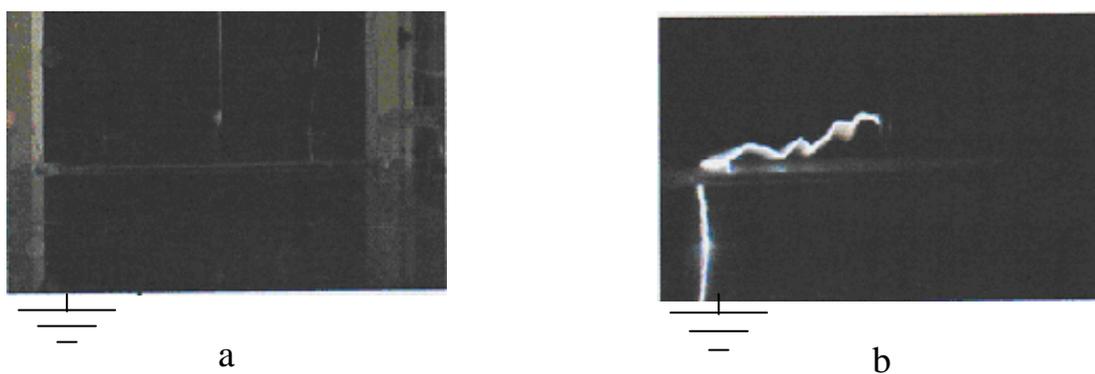


Figure.V.9: Séquences de progression de la décharge avec une barrière propre en verre ($a/d = 20\%$, $2L=25\text{cm}$, $e=5\text{mm}$, tension continue positive)

V.2.2 Influence de la barrière métallique

Avant d'aborder l'étude de l'influence de la pollution sur les barrières, nous avons en premier lieu étudié l'influence des barrières métalliques qui constituent le cas extrême des barrières polluées.

La figure V.10 révèle l'influence négative de la barrière métallique sur la tension disruptive de l'intervalle d'air pointe-plan. Il en ressort que la tension disruptive est de loin inférieure à celle obtenue pour l'arrangement sans barrière, particulièrement lorsque le diamètre 'Dm' de la barrière métallique augmente. Le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière atteint 0.65 pour la barrière de diamètre 20 cm.

La barrière métallique n'a pas le même rôle que celui de la barrière isolante à cause de sa grande conductivité. La diminution de la tension disruptive par rapport à la valeur obtenue sans barrière peut être attribué à l'effet des bords de la barrière. Le tube métallique de 8 mm de diamètre entourant la barrière n'avait entraîné aucune amélioration en tension continue positive. Il faudrait des rayons de courbures plus grands pour avoir une augmentation de la tenue du système.

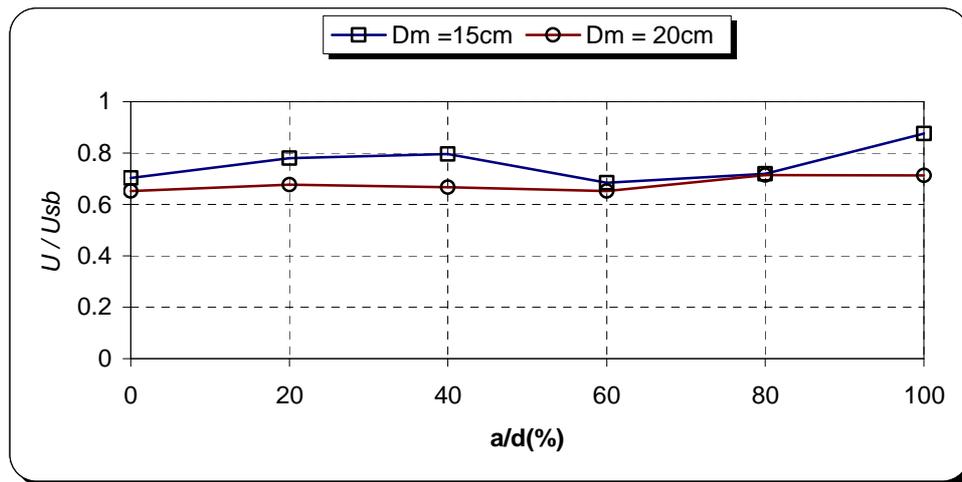


Figure.V.10: Rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière métallique (tension continue positive)

En utilisant des barrières avec bords arrondis vers le haut (côté pointe), nous avons obtenu de meilleurs résultats se traduisant par une amélioration de la tension disruptive. De la figure V.11, nous remarquons que le rapport U/U_{sb} est supérieur à un pour la barrière métallique de diamètre 24 cm et inférieur à l'unité pour des positions de la barrière de diamètre 15 cm comprises entre 40 et 90 %. La tension disruptive pour la barrière de largeur 24 cm est de 1.2 fois celle sans barrière à $a/d = 20$ %. Lorsque la barrière est en contact avec la pointe, le diamètre de la barrière métallique n'influe quasiment pas sur la tension disruptive.

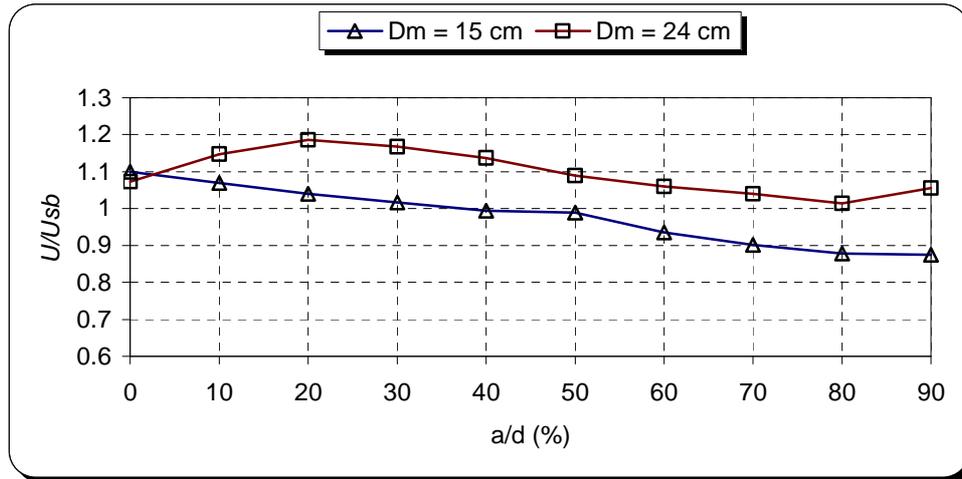


Figure V.11 : Rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière métallique (bords arrondis vers la pointe)

L'évolution de la décharge sur la surface d'une barrière métallique est présentée aux figures V.12 et V.13. Il en résulte qu'en présence d'une barrière métallique, la rupture diélectrique de l'air se fait de manière différente par rapport à celle avec la barrière isolante à surface propre. Nous remarquons que lorsque la barrière est en contact avec la pointe, la rupture diélectrique du système est équivalente à celle de l'intervalle d'air plan-plan (Fig.V.12). L'amorçage de cet intervalle a lieu entre le bord de la barrière et le plan mis à la terre quel que soit le diamètre de la barrière. Lorsque le rapport a/d est supérieur à 50%, c'est la décharge de l'intervalle barrière-plan qui prend naissance avant celle de l'intervalle pointe-barrière pour enfin provoquer la rupture totale du système pointe-plan (Fig.V.13).

Des résultats obtenus avec la barrière métallique, on peut déduire que l'état de surface de la barrière isolante aurait une influence majeure sur l'utilisation des barrières pour augmenter la rigidité diélectrique de l'intervalle pointe-plan.

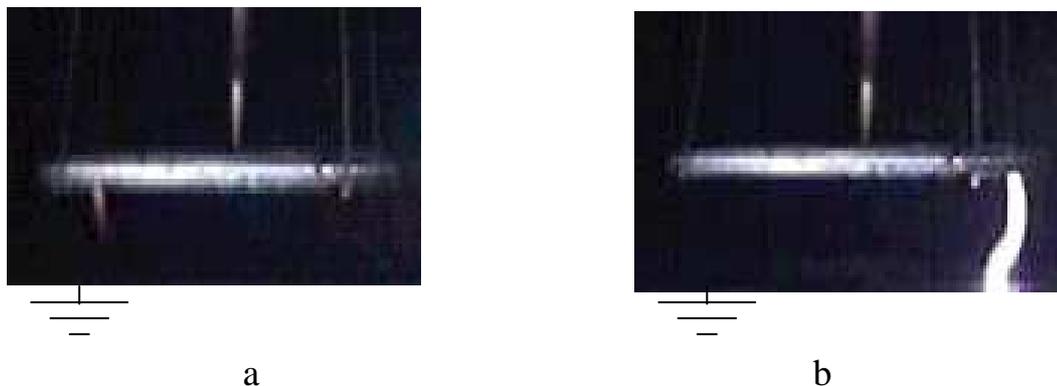


Figure.V.12 : Séquences de progression de la décharge avec une barrière métallique ($2L = 15$ cm et $a/d = 0$ %, tension continue positive)

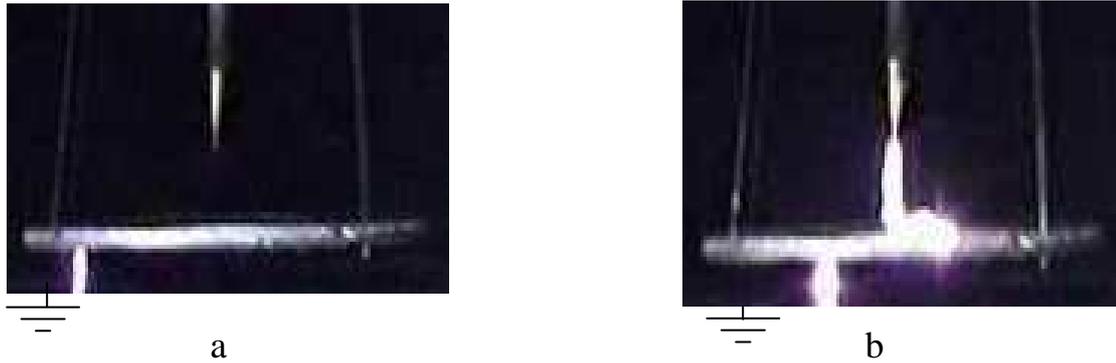


Figure V.13 : Séquences de progression de la décharge avec une barrière métallique ($2L = 15\text{cm}$ et $a/d = 60\%$, tension continue positive)

V.2.3 Influence de la barrière polluée

Le grand écart entre l'influence de la barrière isolante et la barrière conductrice (métallique), nous a incité à étudier l'influence de la conductivité superficielle de la surface de la barrière polluée sur la tension disruptive.

Dans notre étude, nous avons d'abord recherché la tension disruptive de l'intervalle pointe-barrière-plan pour un degré de sévérité de pollution engendrant un courant de fuite encore supportable par la source de courant utilisée.

On note à partir de la figure V.14 que la conductivité superficielle σ de la pollution influe sur la tension disruptive. En effet, pour des valeurs de σ supérieures à $2.65\ \mu\text{S}$ la tension disruptive est inférieure à celle de l'arrangement sans barrière.

Ainsi, l'augmentation de la conductivité de la pollution à la surface supérieure de la barrière réduit la tension disruptive du système, particulièrement lorsque le niveau de pollution est moyen, correspondant à $\sigma = 5.7\ \mu\text{S}$. De ce fait l'utilisation d'une barrière polluée en bakélite sous tension continue positive est très défavorable, même dans le cas d'un système se trouvant dans un site très légèrement pollué, Fig.V.15. Dans ce cas on constate que la largeur de la barrière n'influe pas sur la tension disruptive du système pointe-barrière-plan.

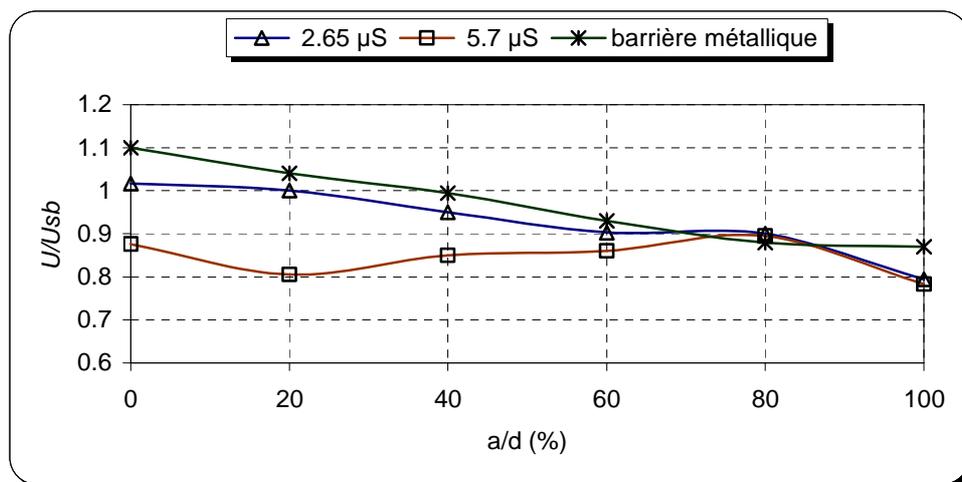


Figure.V.14 : Influence de la conductivité σ de la pollution sur le rapport U/U_{sb} (barrière en bakélite à surface polluée, $2L=15\text{cm}$ et $e=2.1\text{mm}$)

Dans le cas d'une barrière polluée, sa résistivité superficielle est modifiée à cause du dépôt de pollution, des décharges superficielles à la surface de la barrière, mais probablement aussi à cause de l'émission de champ des électrons de la surface de la barrière, due aux radiations UV et au champ électrique intense. En effet, la barrière dans ce cas se comporte comme une surface métallique, conduisant à la réduction de la tension disruptive du système pointe-plan.

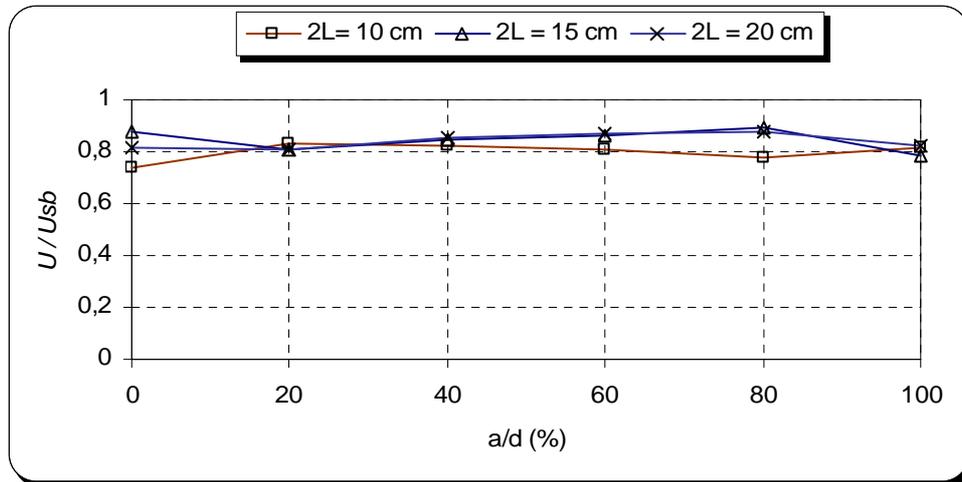


Figure.V.15 : Rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière pour une barrière en bakélite à surface polluée ($\sigma=5.7\mu S$, $e=2.1mm$)

Nous avons présenté à la figure V.16 la variation du rapport de tensions U/U_{sb} avec une barrière en verre en fonction de la conductivité superficielle de la pollution. La barrière étant polluée humidifiée sur sa surface côté pointe (BpoH1f HT), côté plan mis à la terre (BpoH1f T) et des deux côtés (BpoH2f).

Comme première constatation, une barrière polluée humidifiée réduit la tension disruptive par rapport à celle de la barrière propre, ceci quelque soit le mode d'application de la pollution mais reste supérieure à celle sans barrière. Cependant, cette réduction est faible lorsque la pollution est appliquée sur la surface face au plan, où le rapport U/U_{sb} reste quasiment insensible à la conductivité σ de la pollution. Par contre, la pollution du côté de la pointe HT diminue fortement la qualité d'isolation de la barrière où le rapport U/U_{sb} passe de 2.72 avec barrière propre à 1.7 dans le cas d'une barrière polluée sur sa surface face à la pointe HT, pour σ de $0.57 \mu S$. Notons que la pollution sur la face côté terre n'influe pas considérablement sur la rigidité diélectrique du système [9]. En effet, si la barrière aurait été complètement recouverte d'une couche de pollution, se sera la surface en face de la pointe qui décidera en ce qui concerne la valeur de la tension disruptive de l'arrangement pointe-barrière-plan.

Lorsqu'on augmente la conductivité σ , le rapport de tensions U/U_{sb} décroît pour tendre vers une valeur proche de celle de la barrière métallique, ceci à partir d'une conductivité de $4.5\mu S$. Cette conductivité représente un seuil minimal au dessus duquel la barrière en verre se comporte comme une barrière métallique. Par conséquent, l'utilisation d'une barrière polluée en verre dans des sites de sévérité de pollution moyens, entraîne toujours l'amélioration de la tension disruptive.

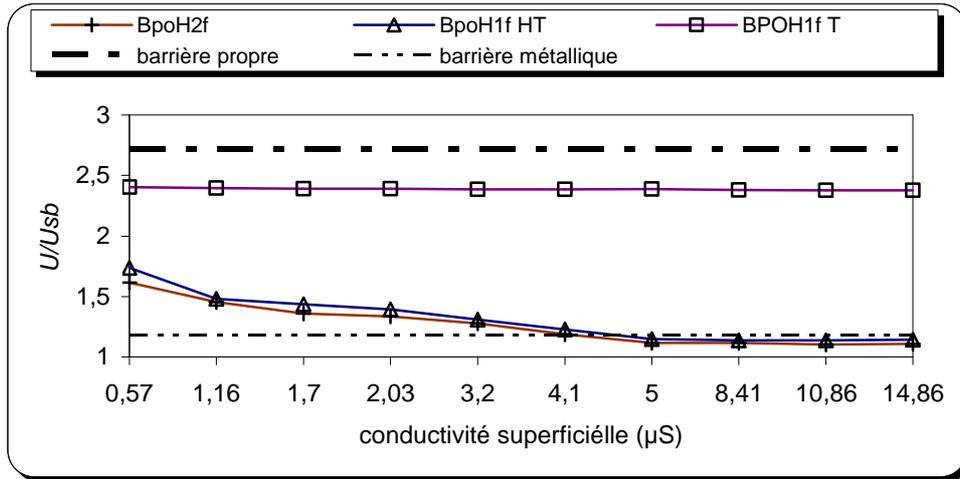


Figure V.16: Rapport de tensions disruptives U/U_{sb} en fonction de la conductivité superficielle de la barrière polluée humidifiée en verre ($e=5$ mm, $2L = 25$ cm, $a/d = 20\%$, tension continue positive)

La figure V.17 illustre l'influence de la pollution sèche de la barrière en verre sur le rapport de tensions U/U_{sb} . La pollution étant appliquée à la surface du côté de la pointe HT (BpoS1f HT), du côté du plan (BpoS1f T) et sur les deux faces (BpoS2f). Nous remarquons que le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} demeure pratiquement constant, quelque soit le degré de pollution de la barrière en verre. La tension disruptive est notablement améliorée par rapport au cas de la barrière polluée humidifiée étant donnée que la surface de la barrière est plus conductrice lorsque la couche de pollution est humidifiée. Avec ce cas le mode de pollution de la barrière n'influe pratiquement pas sur le rapport U/U_{sb} .

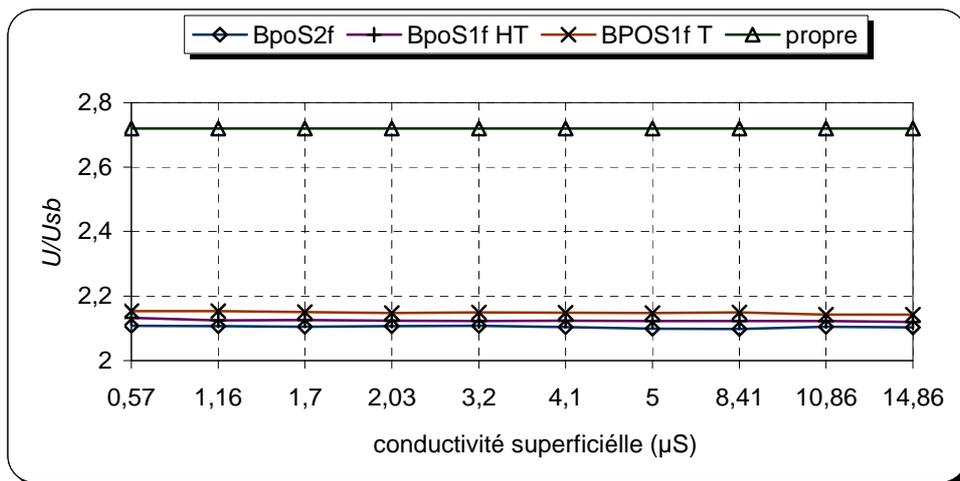


Figure V.17: Rapport de tensions disruptives U/U_{sb} en fonction de la conductivité superficielle de la barrière en verre polluée humidifiée asséchée ($e=5$ mm, $2L = 25$ cm, $a/d = 20\%$, tension continue positive)

Les figures V.18 et V.19 illustrent quelques séquences de progression de la décharge disruptive, dans un système avec barrière polluée et humidifiée du côté de la pointe (BpoH1f HT), respectivement pour $a/d = 0$ et 40 %. Il est à noter qu'à partir de l'observation des décharges disruptives, une conductivité superficielle de $2.65 \mu\text{S}$ est suffisante pour faciliter la progression de la décharge le long de la surface de la barrière.

La figure V.18 montre la naissance d'un effet couronne entre la barrière polluée et le plan (Fig.V.18 séquence a), ensuite la progression de la décharge de la pointe vers le milieu de la barrière, à $a/d = 0$ %. L'étape suivante est le glissement de celle-ci le long de la surface polluée vers le bord de la barrière et enfin sa propagation du bord vers le plan pour entraîner la rupture diélectrique du système (Fig.V.18 séquence b).

Par contre lorsque la barrière est à une position quelconque entre les deux électrodes, la décharge court-circuite d'abord l'intervalle d'air entre la pointe et la barrière polluée (Fig.V.19 séquence a). La suite de sa progression est similaire au cas où la barrière est en contact avec la pointe (Fig. V.19 séquences b ensuite c). La figure V.20 représente des étapes de progression de la décharge d'une barrière en verre complètement polluée à $a/d = 20$ %.



Figure.V.18 : Séquences de développement de la décharge pour une barrière en bakélite à surface polluée ($a/d = 0\%$, $2L=10\text{cm}$, $e=2.1\text{mm}$, $\sigma=5.7\mu\text{S}$, BpoH1f HT)

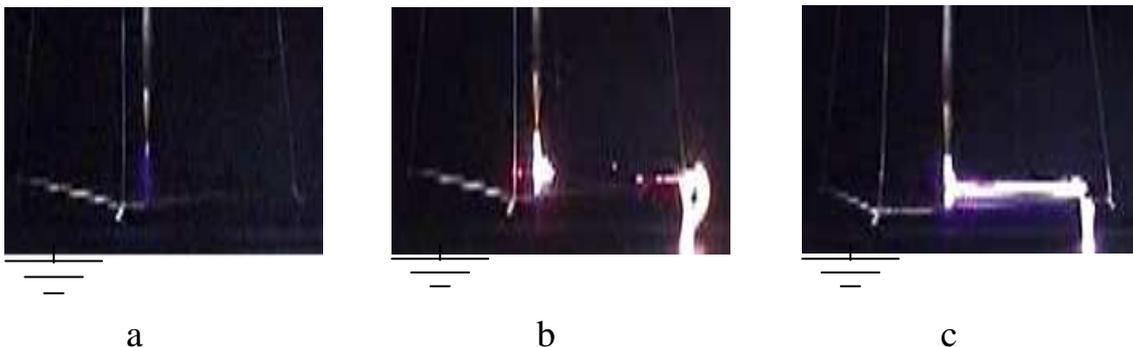


Figure.V.19 : Séquences de développement de la décharge sur la surface d'une barrière polluée en bakélite ($a/d = 40\%$, $2L=20\text{cm}$, $e=2.1\text{mm}$, $\sigma=5.7\mu\text{S}$, BpoH1f HT)

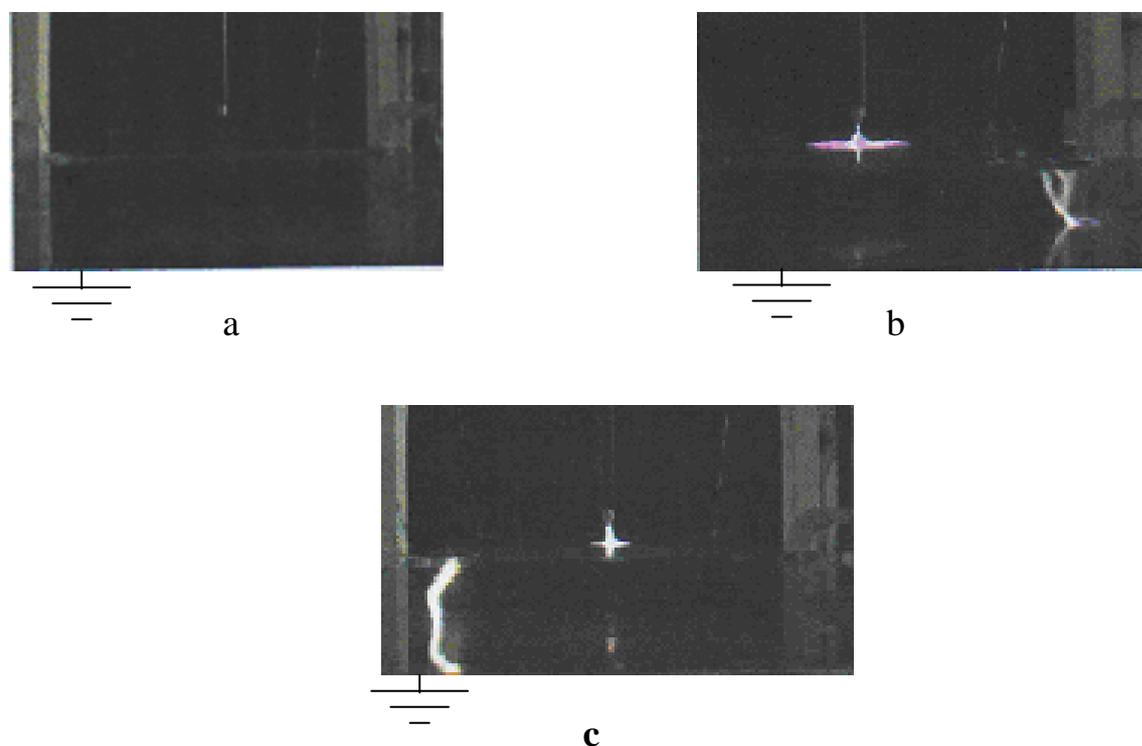


Figure.V.20 : Séquences de développement de la décharge sur la surface d'une barrière polluée en verre ($a/d = 20\%$, $2L=25\text{cm}$, $e=5\text{mm}$, $\sigma=8.41\mu\text{S}$, $B_{po}H2f$)

❖ Altération de la surface de la barrière en bakélite

Les photographies présentées en figure V.21 montrent l'état de surface des barrières isolantes en bakélite, utilisées lors des essais de claquage. Ces barrières ont subies des altérations par la décharge électrique évoluant sur leur surface, particulièrement lorsqu'elles sont polluées et mises en contact avec la pointe sous tension continue positive.

La figure V.21.a montre un début d'altération de la barrière pour des tensions disruptives non élevées correspondant à des barrières de petites et moyennes largeurs. La figure V.21.b montre des traces de progression des décharges glissantes sur la face supérieure de la barrière sous forme d'arborescences. Quant à la figure V.21.c, on observe un début de perforation de la barrière, généralement obtenu lorsque la barrière est fine et large.

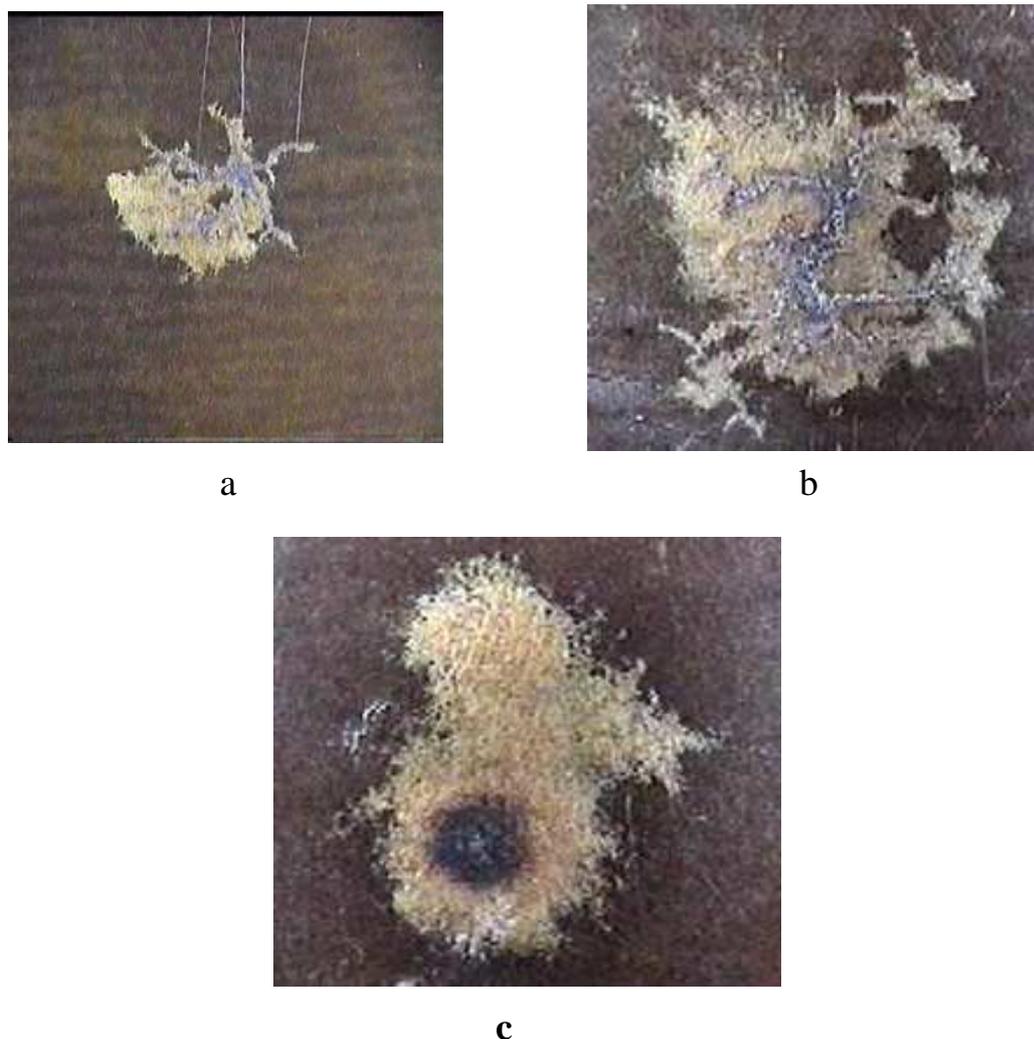


Figure.V.21 Altération de la surface d'une barrière en bakélite sous tension continue positive ($e = 2.1$ mm, $2L = 20$ cm)

V.3 Système pointe-barrière-plan sous tension alternative (50Hz)

V.3.1 Barrière à surface propre

V.3.1.1 Influence de la position et de la largeur de la barrière

Nous avons présenté à la figure V.22 les courbes $U/U_{sb} = f(a/d)$ en tension alternative (50Hz). Il en ressort que la tension disruptive de l'intervalle pointe-barrière-plan est nettement améliorée lorsque la barrière touche la pointe ($a/d = 0\%$), puis elle décroît au fur et à mesure que l'on rapproche la barrière du plan. L'optimum concernant la tension disruptive correspond au cas où la barrière est mise en contact avec la pointe, où le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} atteint une valeur de 2.71 pour $2L = 20$ cm et $e = 2.1$ mm.

Notamment, les dimensions de la barrière influent considérablement sur la rigidité diélectrique. En effet, en augmentant la largeur de la barrière, la tension disruptive augmente. Comme il a été mentionné dans la section précédente, cette amélioration est

particulièrement due à l'allongement du canal de décharge avec l'élargissement de la barrière.

Lors des essais de claquage sous tension alternative, les barrières de 0.5 mm d'épaisseur ayant une largeur supérieure à 20 cm ont été perforées. En effet, l'utilisation de barrières de plus en plus larges entraîne l'augmentation du potentiel sur la barrière [3], ce qui engendre une différence de potentiel entre les deux faces de la barrière, supérieure à sa rigidité diélectrique transversale. Par ailleurs, pour une largeur '2L' donnée, une épaisseur suffisante doit être choisie.

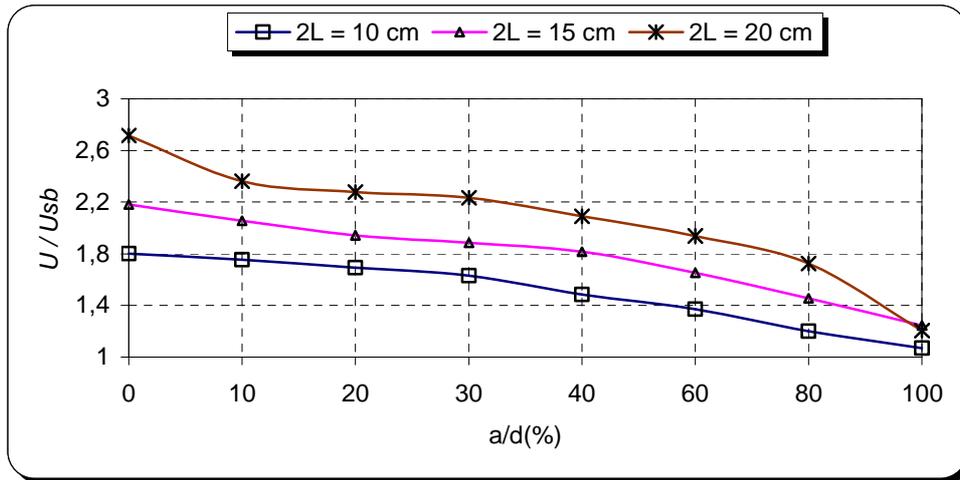


Figure.V.22 : Influence de la largeur de la barrière en bakélite sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière ($e= 2.1$ mm, tension alternative 50Hz)

Nous présentons à la figure V.23 les courbes $U/U_{sb} = f(a/d)$ dans le cas d'une barrière plane en verre. Nous constatons que le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} est maximal pour des positions de la barrière comprises entre 0 et 10 %. En effet, l'optimum pour la barrière plane en verre de largeur $2L = 10$ cm est obtenue à $a/d = 10$ % et à 0 % pour $2L$ égale à 15, 20 et 24 cm. Dans le cas d'une barrière de largeur 24 cm, la tension disruptive est de plus de trois fois celle sans barrière. En insérant des barrières moins larges, le rapport de tensions U/U_{sb} diminue pour atteindre une valeur de 1.87 pour $2L = 10$ cm et $a/d = 0$ %.

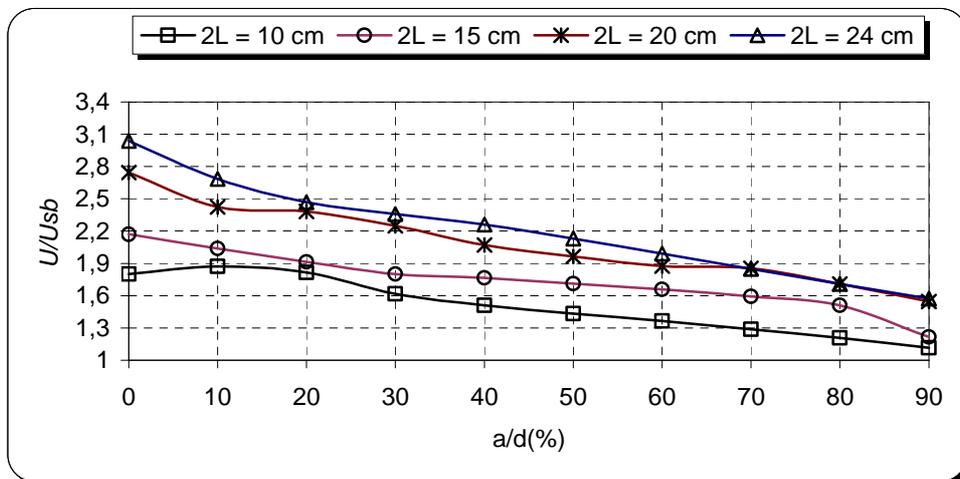


Figure.V.23 Influence de la largeur de la barrière plane propre en verre sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière ($e= 5$ mm, tension alternative 50Hz)

V.3.1.2 Influence de l'épaisseur de la barrière

Nous constatons à partir de la figure V.24 que l'épaisseur de la barrière a une faible influence sur la rigidité diélectrique du système pointe-plan étudié. En conséquence, après le choix de l'épaisseur de la barrière, correspondant à une largeur '2L' donnée qui ne mène pas à la perforation, l'augmentation de l'épaisseur de la barrière resterait certainement sans effet car la décharge disruptive se développera suivant le chemin pointe bords de la barrière-plan. Pour le cas des barrières de faible épaisseur ($e=0.5\text{mm}$), comme en tension continue positive, la valeur maximale de la tension disruptive du système est obtenue quand la barrière est au voisinage de la pointe c'est-à-dire à environ 20% de la distance pointe-plan ($a/d=20\%$). A partir de ce point, elle décroît pour tendre vers la valeur de la rigidité diélectrique de l'intervalle sans barrière à 100% [1].

Ainsi comme pour le cas de la tension continue positive, l'optimum pour une barrière isolante est lié à l'épaisseur 'e'. Néanmoins, quelle que soit l'épaisseur de la barrière utilisée lors de nos essais, l'optimum est toujours compris entre 0 et 20%. Ce résultat concorde avec celui obtenu par A.Boubakeur dans le cas des intervalles d'air compris entre 40 et 200 cm [3].

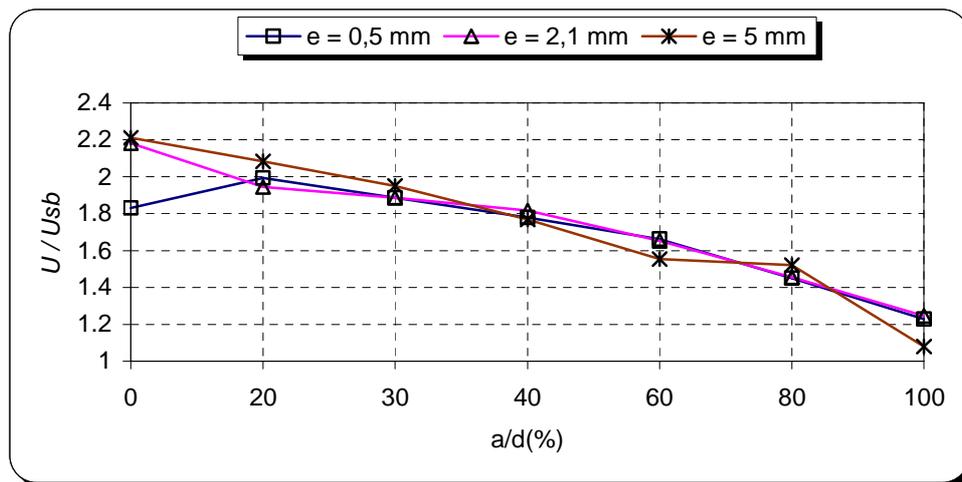


Figure.V.24 : Influence de l'épaisseur de la barrière en bakélite sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière ($2L= 15 \text{ cm}$, tension alternative 50Hz)

V.3.1.3 Influence de la barrière trouée

Sachant que lors de l'utilisation des barrières isolantes, il pourrait se produire une perforation de celles-ci lorsque la tension entre les deux faces de la barrière dépasse sa rigidité diélectrique transversale, nous avons alors voulu vérifier l'influence d'une barrière perforée sur la tension disruptive du système pointe-plan en tension alternative 50Hz. A partir de la figure V.25, nous remarquons que la tension disruptive avec barrière perforée est inférieure à celle non trouée. En effet, à $a/d = 0\%$, la tension disruptive se trouve réduite de plus de moitié en utilisant une barrière perforée [7,8].

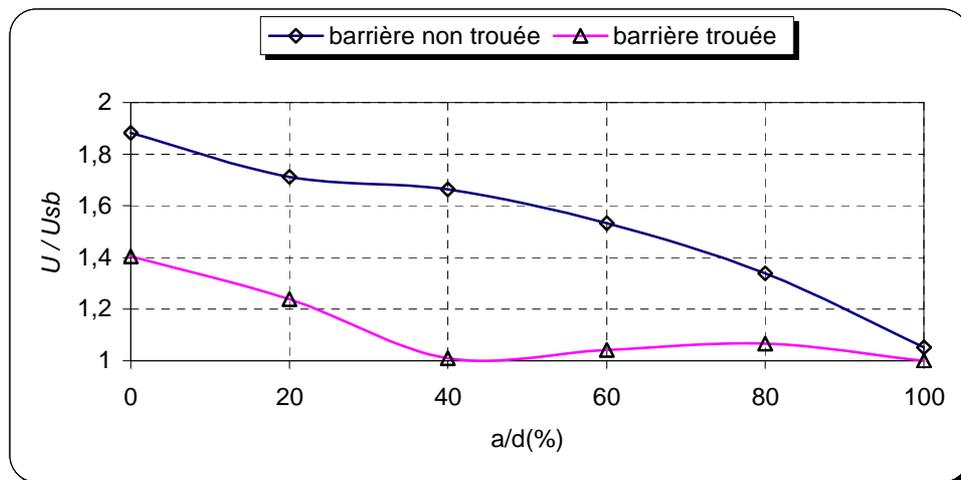


Figure V.25: Influence de la barrière trouée sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière ($2L = 10$ cm, $e = 0.5$ mm, $Dt = 2$ mm, tension alternative 50Hz)

V.3.4 Influence du nombre de barrières

La figure V.26 montre l'influence du nombre de barrières sur la tension de claquage. On constate que l'insertion d'une deuxième barrière isolante n'a pas amélioré la tension disruptive du système pointe- barrière-plan, à l'exception du cas où la barrière mobile est située près du plan. Ce résultat peut être interprété par le fait qu'en tension alternative, pour une fréquence donnant un temps de parcours de l'intervalle par les charges, inférieur au temps d'inversion de la polarité, une charge d'espace résiduelle est déposée sur la surface de la deuxième barrière, favorisant ainsi la réduction de la tension disruptive.

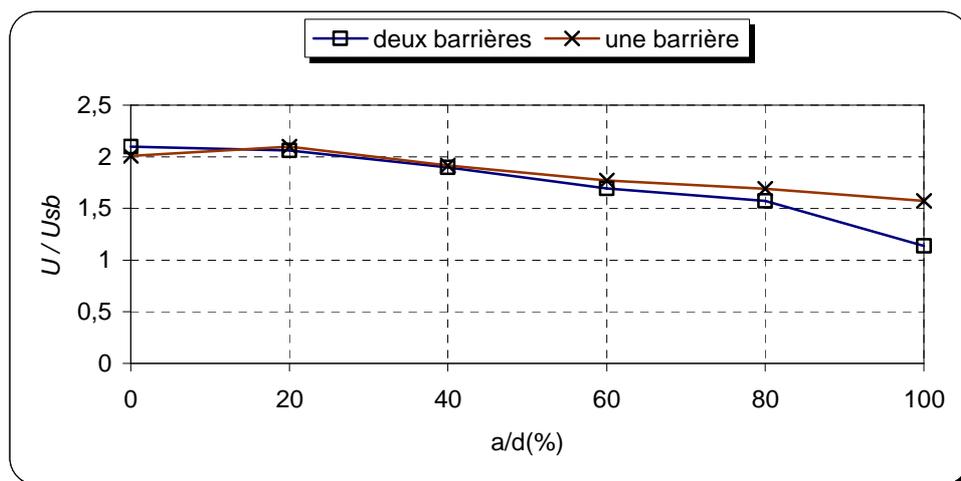


Figure.V.26: Influence du nombre de barrières sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière en tension alternative 50Hz

V.3.1.5 Visualisation de la décharge

Nous exposons aux figures V.27 à V.29 des photographies représentant l'allure et le chemin de la décharge disruptive. La visualisation de la décharge électrique dans l'intervalle d'air pointe-barrière propre-plan montre que l'augmentation de la tension disruptive est essentiellement liée à l'allongement du canal de la décharge principale. Ce canal est généralement un chemin allant de la pointe vers le bord de la barrière puis du bord vers le plan.

Dans le cas où la barrière (en verre ou en bakélite) d'épaisseur 5 mm est en contact avec la pointe $a/d=0\%$ (Fig.V.27 et V.28), la décharge se propage d'abord dans l'air au-dessus de la surface de la barrière propre et donne ensuite lieu au claquage de l'intervalle d'air. Lorsque la barrière est éloignée de la pointe ($a/d=20\%$), les streamers tendent à se propager presque horizontalement sous forme de décharges glissantes au-dessus de la barrière jusqu'à son bord, à partir duquel le canal de la décharge principale suit son chemin verticalement jusqu'au plan, (Fig.V.29).

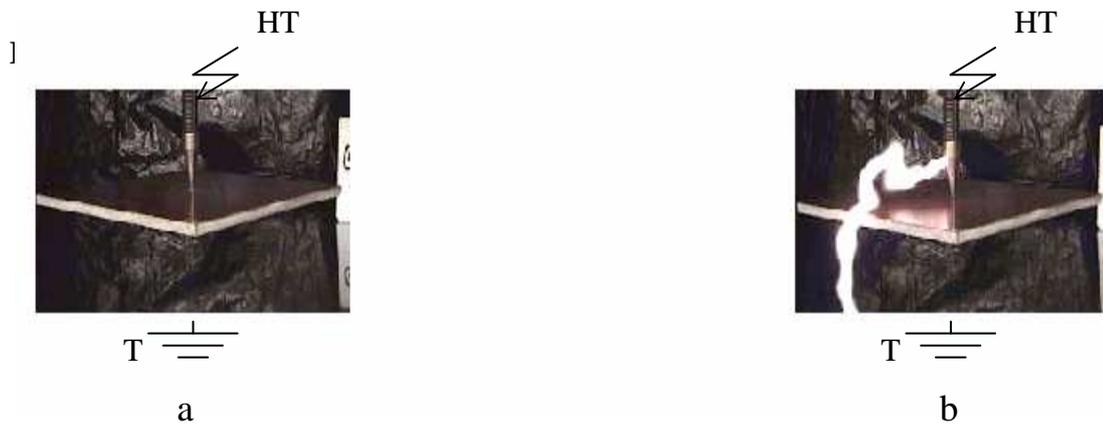


Figure.V.27 : Visualisation de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière-plan (barrière propre en bakélite, $2L = 15\text{cm}$, $e = 5\text{mm}$ et $a/d = 0\%$, tension alternative 50Hz)



Figure.V.28 : Visualisation de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière-plan (barrière propre en verre, $2L = 24\text{cm}$, $e = 5\text{mm}$ et $a/d = 0\%$, tension alternative 50Hz)



Figure.V.29 : Visualisation de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière-plan (barrière Propre en bakélite, $2L=15\text{cm}$, $e=5\text{mm}$ et $a/d=20\%$, tension alternative 50Hz)

Pour des barrières larges et minces ($2L=20\text{cm}$ et $e=0.5\text{mm}$), Fig.V.30 et V.31 ; la décharge ne suit plus le chemin de la distance géométrique entre la pointe-bord de la barrière et le plan ($d_{\text{géo}} = \sqrt{a^2 + L^2} + a'$ où, $a' = d - a$ (Fig.II.1) [10]. La décharge se concentre au milieu de la barrière (Fig.V.30 séquence a). Elle devient de plus en plus intense en augmentant la tension d'alimentation V (séquence b et c et d), puis se propage verticalement vers le plan mis à la terre en perforant la barrière (séquence e).

Par conséquent, lorsque la barrière est large et mince et située à une distance proche de la pointe (électrode près de laquelle le champ électrique est intense), la décharge est directe et perce la barrière. Elle se développe comme en système sans barrière. Dans le cas contraire, ($2L$ inférieure à 20 cm et 'e' supérieure ou égale à 2.1 mm), les streamers partant de la pointe suivent le trajet : pointe-bord de la barrière-plan. La décharge s'effectue alors par étapes.

Il est aussi à noter que les rapports a/d (0% et 80%), représentent les points critiques des barrières de faibles épaisseurs. C'est au niveau de ces deux positions que la barrière risque généralement de se perforer. Pour $a/d = 80\%$ (Figure V.31 séquence a), le canal de décharge insiste sur le centre de la barrière où la concentration de charges est grande et le champ électrique est intense. Des décharges glissantes se propagent à la surface de la barrière sans pour autant atteindre le bord; elles cherchent ainsi le chemin le plus court et le moins rigide (Fig.V.31 séquence b). Enfin vient la perforation de la barrière (Fig.V.31 séquence c).

V.3.2 Influence de la barrière métallique

La figure V.32, met en évidence l'influence de la barrière métallique sur la tension disruptive de l'intervalle pointe-plan. Il en ressort que la tension disruptive est légèrement supérieure à celle sans barrière pour des rapports a/d allant de 0 à environ 40 %. En effet, le rapport U/U_{sb} atteint une valeur de 1.13 à $a/d = 0\%$. Par contre, pour des positions de la barrière de 40 à 100 %, la barrière ne contribue pas à l'amélioration de la rigidité diélectrique du système [11].

Avec une barrière métallique, la rupture diélectrique de l'intervalle pointe-plan se fait d'une manière différente qu'avec la barrière isolante à surface propre. La figure V.33 montre que lorsque la barrière est proche de la pointe, la rupture diélectrique de l'intervalle pointe-barrière se produit avant la rupture totale qui survient après l'amorçage de l'intervalle d'air barrière-plan. L'amorçage de ce dernier intervalle se fait toujours à partir des bords de la barrière (Fig.V.33). Par contre, lorsque la barrière est proche du plan, c'est la rupture de l'intervalle barrière-plan qui a lieu avant la rupture de l'intervalle pointe-barrière pour provoquer la rupture totale (Fig.V.34).

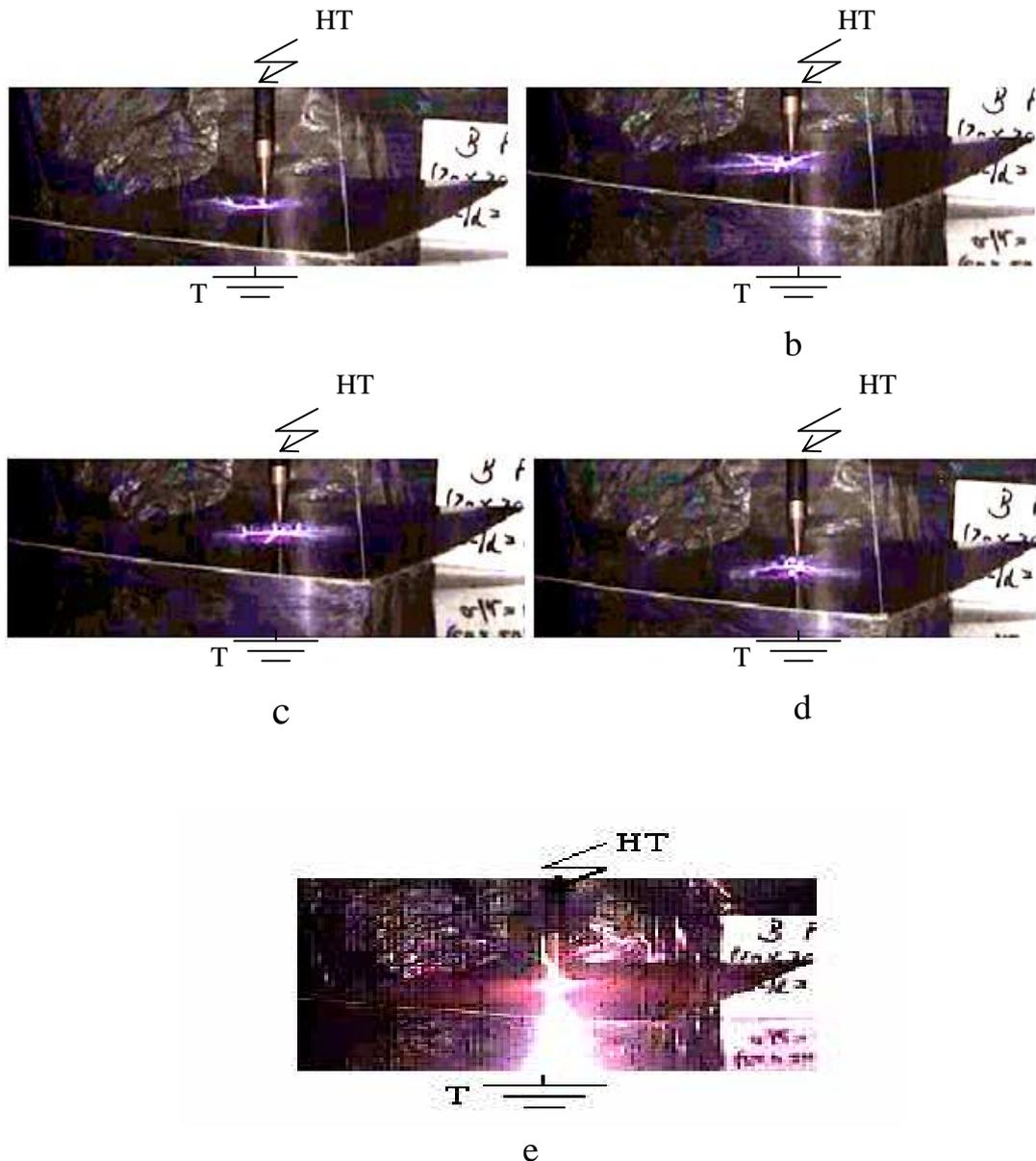


Figure.V.30: Développement de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière-plan (barrière propre en bakélite, $2L = 20\text{cm}$, $e = 0.5\text{mm}$ et $a/d = 0\%$ - perforation de la barrière en tension alternative 50Hz)

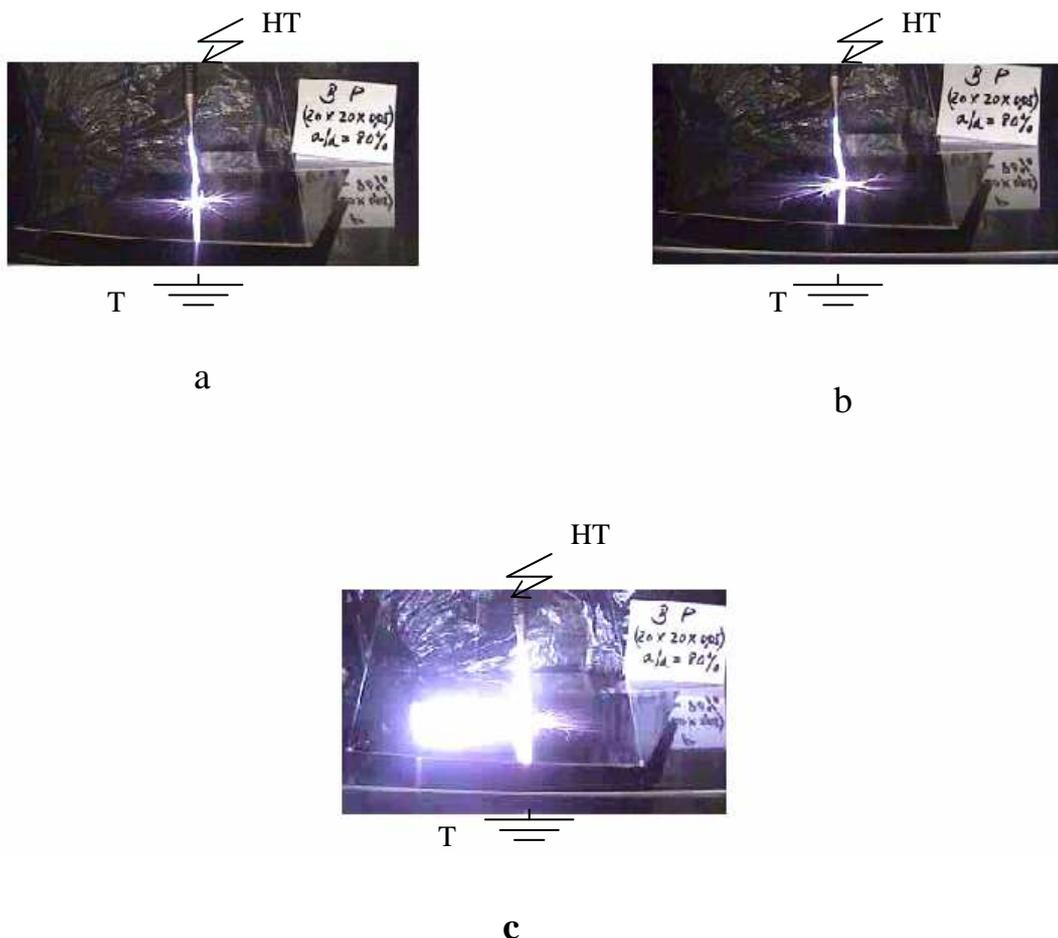


Figure.V.31: Développement de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière-plan (barrière propre en bakélite, $2L = 20$ cm, $e = 0.5$ mm et $a/d = 80\%$, tension alternative 50Hz)

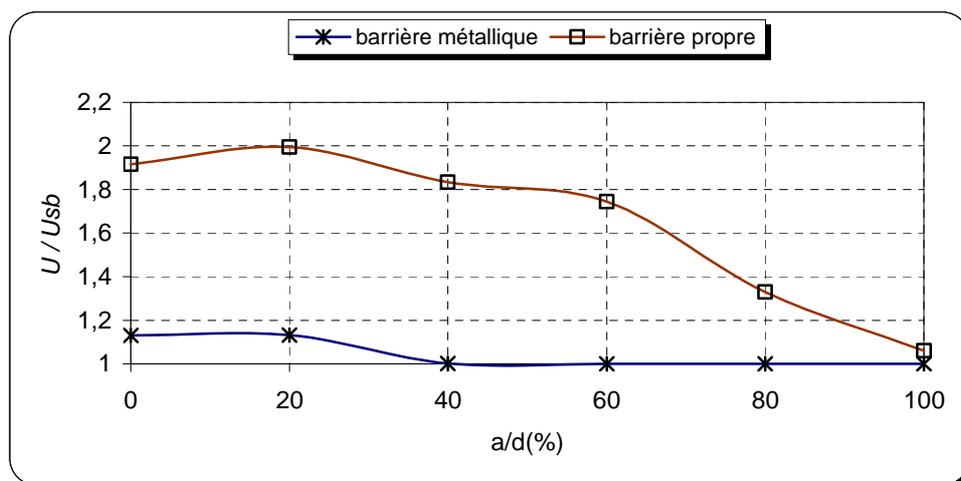


Figure.V.32: Influence d'une barrière métallique sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} avec et sans barrière ($D_m = 15$ cm, tension alternative 50Hz)

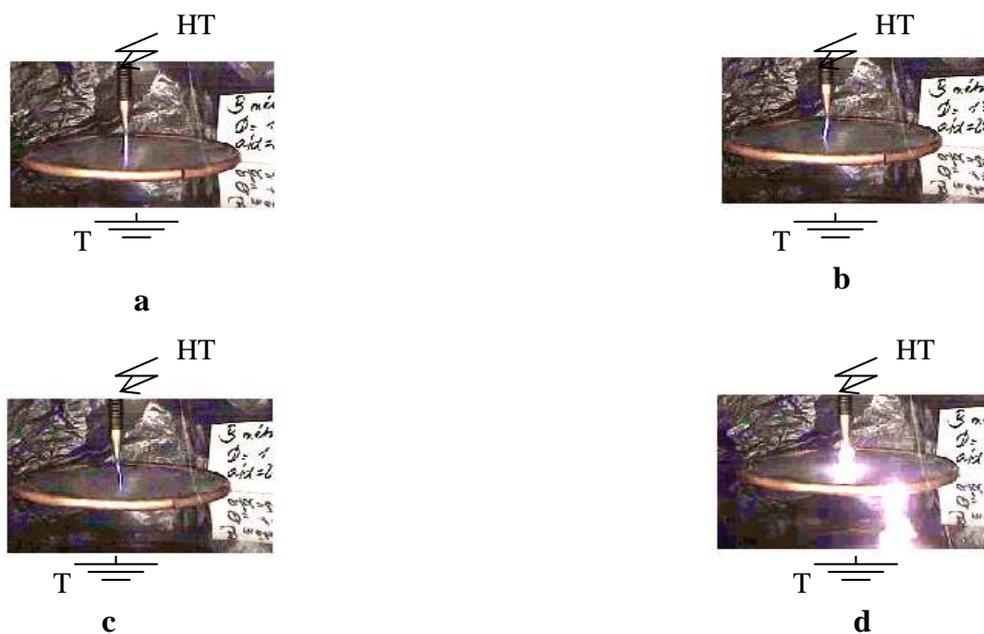


Figure.V.33 : Séquences de développement de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière-plan pour une barrière métallique ($D_m = 15$ cm, $a/d = 20\%$, tension alternative 50 Hz)



Figure.V.34 : Séquences de développement de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière-plan pour une barrière métallique ($D_m = 15$ cm, $a/d = 80\%$, tension alternative 50Hz)

V.3.3 Influence de la barrière polluée

Nous avons regroupé à la figure V.35 sont regroupées les courbes $U/U_{sb} = f(a/d)$, correspondant à tous les cas étudiés : barrière en bakélite propre, polluée séchée du côté de la pointe (BoS1f HT) et des deux côtés (BpoS2f), polluée humidifiée du côté de la pointe (BpoH1f HT) et des deux côtés (BpoH2f). Cette figure montre que quel que soit le type de pollution appliqué à la barrière (asséchée ou humidifiée), la tension disruptive du système pointe-plan est toujours supérieure à celle sans barrière. En effet, lorsque la barrière est polluée puis séchée, d'un côté ou des deux, la tension disruptive est proche de celle de la barrière propre, où le rapport de tensions U/U_{sb} atteint une valeur de 2.5. Par contre, lorsque la barrière est polluée humidifiée, la tension disruptive du système est considérablement réduite par rapport au cas d'une barrière propre, même si le degré de pollution de la barrière est de niveau faible ($\sigma = 1.43\mu S$).

La surface de la barrière est beaucoup plus conductrice lorsque la couche de pollution est humidifiée, d'où l'effet néfaste de l'humidité sur la qualité d'isolation, particulièrement pour les barrières utilisées afin d'améliorer la rigidité diélectrique d'un système donné.

Les figures V.36 et V.37 donnent l'allure des courbes $U/U_{sb} = f(a/d)$ pour trois conductivités superficielles de la pollution, $\sigma = 1.43, 2.1$ et $3.86 \mu S$. Il résulte de la figure V.36, dans le cas d'une barrière polluée humidifiée du côté de la pointe que la tension disruptive diminue lorsque la conductivité σ augmente. Il est aussi à noter que la pollution, de conductivités superficielles inférieures ou égales à $3.86 \mu S$, contribue encore à augmenter la tenue du système pointe-barrière-plan mieux que dans le cas de l'introduction d'une barrière métallique [11].

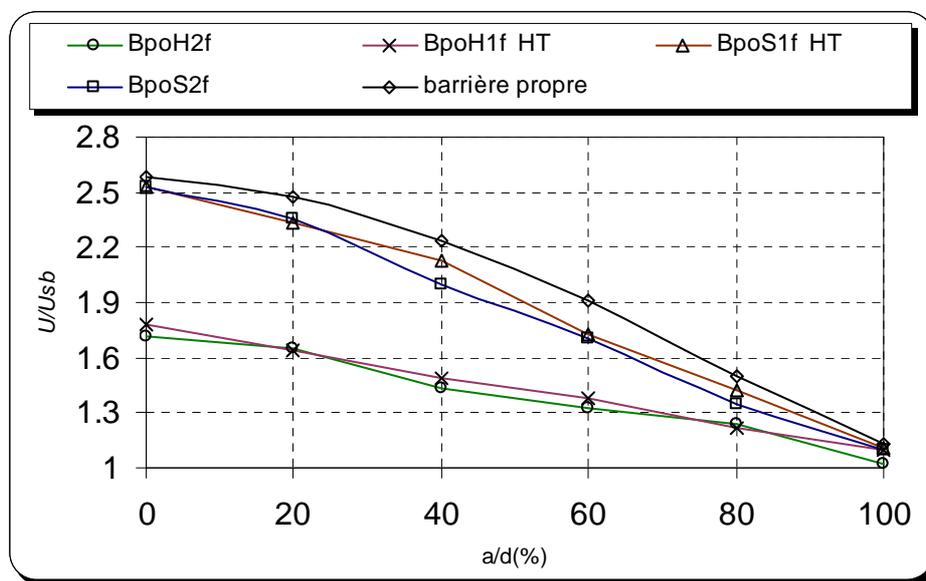


Figure.V.35 : Influence de l'état de surface de la barrière en bakélite sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} ($2L = 20$ cm, $e = 2.1$ mm, $\sigma = 1.43\mu S$, tension alternative)

Dans le cas de la barrière polluée asséchée (Fig.V.37), on remarque que la conductivité n'a pas d'influence notable sur le rapport U/U_{sb} qui reste proche des valeurs de la barrière propre. Ainsi l'humidification des surfaces isolantes contribue fortement à faciliter la disruption de l'intervalle d'air considéré. En effet la pollution constituée

principalement de sel, d'eau et de kaolin perd une grande partie de sa conductivité lors de l'opération d'assèchement.

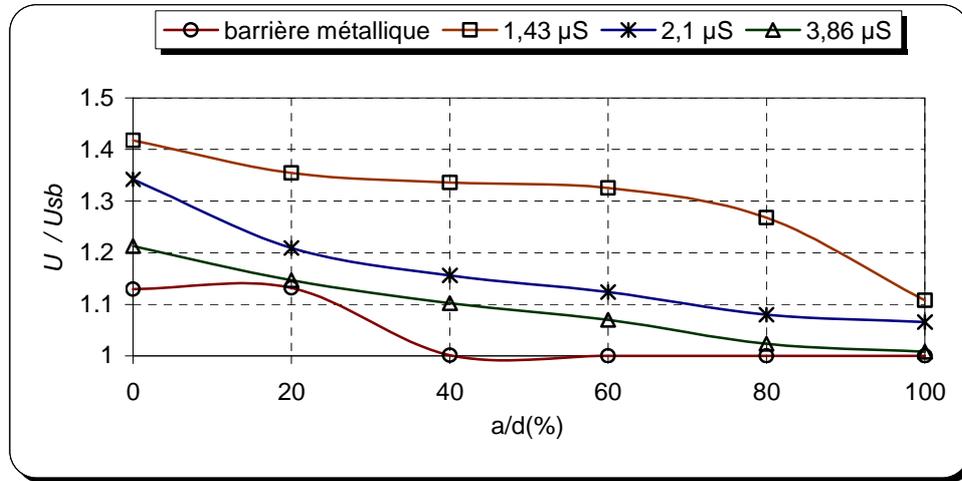


Figure.V.36 Influence de la conductivité σ de la pollution humidifiée sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} (barrière en bakélite, BpoH1f HT, $2L=10\text{cm}$, $e=2.1\text{mm}$, tension alternative 50Hz)

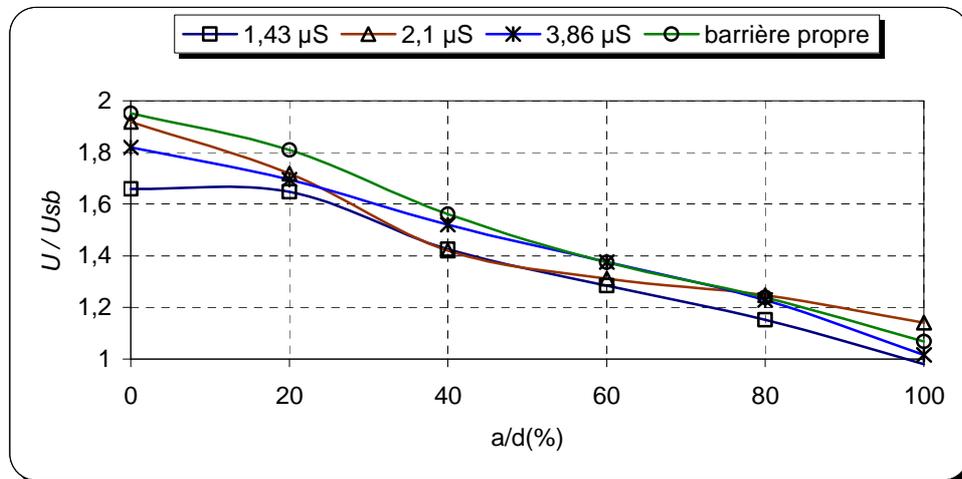


Figure.V.37: Influence de la conductivité σ de la pollution asséchée sur le rapport de tensions disruptives U/U_{sb} (Barrière en bakélite, BpoS1f HT $2L=10\text{cm}$, $e=2.1\text{mm}$, tension alternative 50Hz)

Il ressort de la figure V.38 que la tension disruptive de l'intervalle d'air pointe-plan, avec une barrière en verre polluée humidifiée du côté de la pointe, diminue dans un premier temps rapidement en fonction de la conductivité superficielle de pollution, puis lentement jusqu'à une conductivité σ de $2.1 \mu\text{S}$. Au delà de cette limite, la tension

disruptive 'U' devient constante et prend la valeur 'U' de la barrière métallique. Lorsque la barrière est complètement polluée humidifiée (BpoH2f), la courbe $U/U_{sb} = f(a/d)$ prend pratiquement la même allure mais avec des valeurs de la tension disruptive inférieures, aux conductivités σ de la pollution comprises entre 0.35 et 2.1 μS .

En général, la pollution humidifiée de la barrière réduit le rapport U/U_{sb} quelque soit le mode d'application de pollution. Cependant, cette réduction est faible lorsque la pollution est appliquée sur la surface face au plan, où le rapport U/U_{sb} est de 2.5 contre 3.04 pour le cas de la barrière propre.

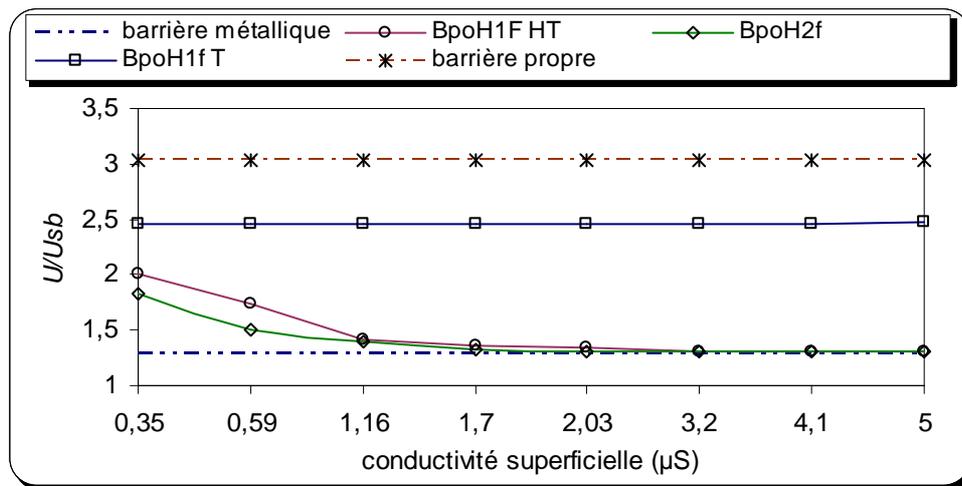


Figure V.38: Rapport de tensions disruptives U/U_{sb} en fonction de la conductivité superficielle de la barrière plane en verre polluée humidifiée ($e=5$ mm, $2L = 24$ cm, $a/d = 0\%$, tension alternative)

Les figures V.39 et V.40 illustrent la progression de la décharge disruptive d'une barrière isolante polluée humidifiée du côté de la pointe à $a/d = 0\%$, respectivement pour une barrière en bakélite et en verre. Ces figures montrent que lorsque la barrière est en contact avec la pointe, la décharge court-circuite d'abord l'intervalle entre la barrière polluée et le plan (séquence a), ensuite assèche partiellement la couche de pollution (séquence b) et la contourne pour enfin entraîner le claquage complet de l'intervalle d'air (séquence c). Par contre, comme le montre la figure V.41, lorsque la barrière est proche du plan ($a/d=80\%$), la décharge court-circuite d'abord l'intervalle pointe-barrière (séquence a), puis l'intervalle barrière-plan (séquences b et c), produisant l'assèchement de la couche de pollution. Elle entraîne enfin le claquage de l'intervalle pointe-barrière-plan (séquence d).

Il est à noter que le matériau des barrières utilisées n'influe pas sur les étapes de décharge du système pointe-plan. En effet, la visualisation de la décharge électrique avec une barrière en verre d'épaisseur 5 mm est la même que celle de la barrière en bakélite.

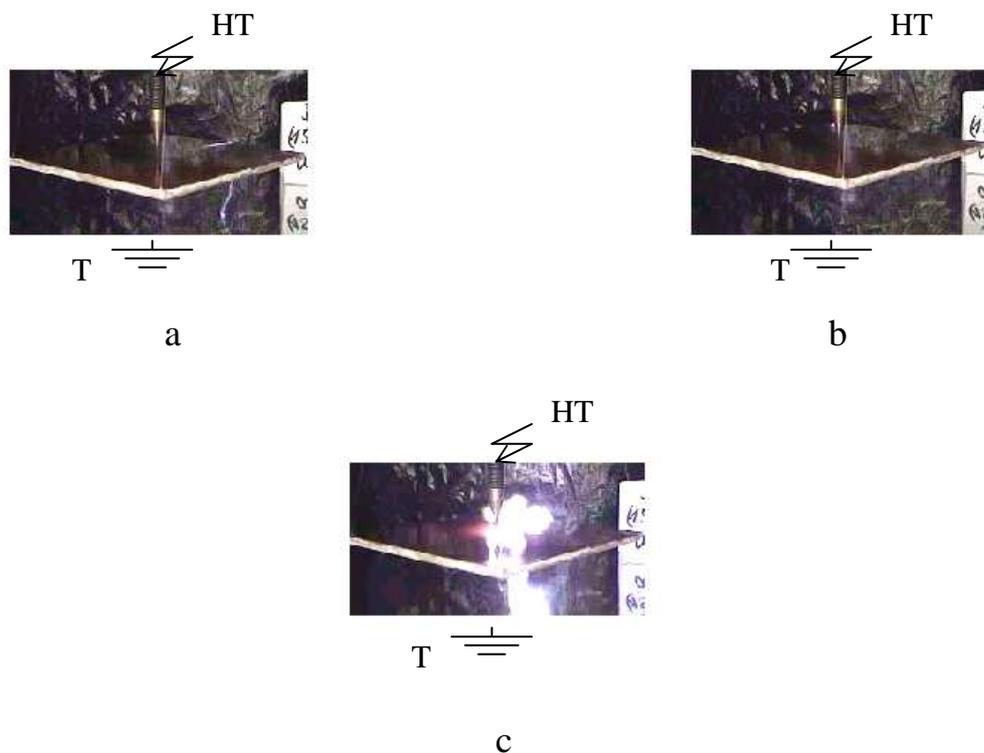


Figure.V.39 : Séquences de développement de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière en bakélite-plan (BpoH1f HT, $2L = 15\text{cm}$, $e = 5\text{ mm}$, $a/d = 0\%$, $\sigma = 5.7\ \mu\text{S}$ tension alternative 50Hz)

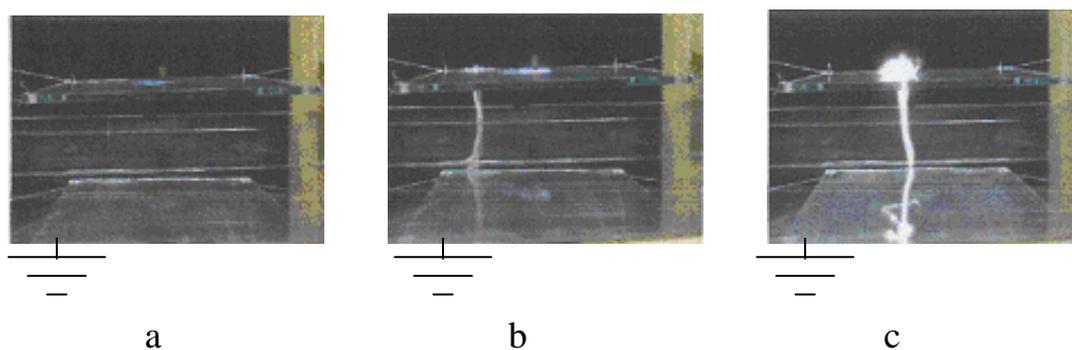


Figure.V.40 : Séquences de développement de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière en verre-plan (BpoH1f HT, $2L = 24\text{cm}$, $e = 5\text{mm}$, $a/d = 0\%$, $\sigma = 0.34\ \mu\text{S}$, tension alternative 50Hz)

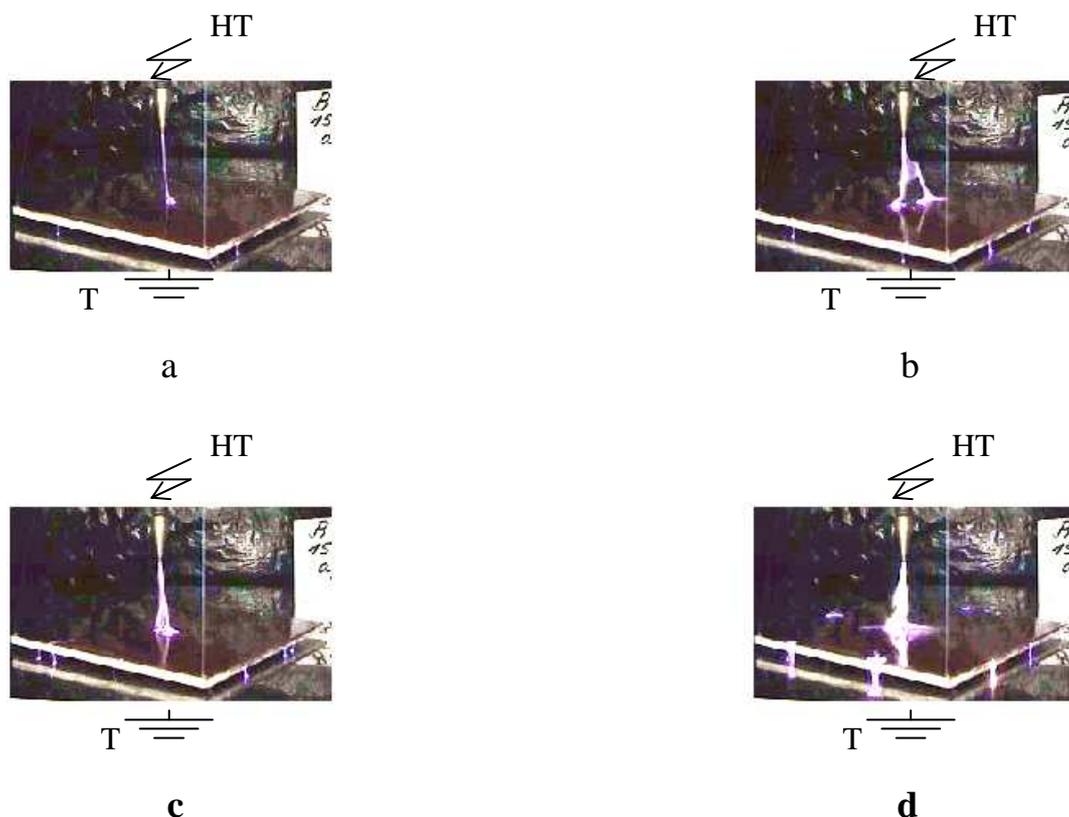


Figure.V.41 : Séquences de développement de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière en bakélite-plan (BpoH1f HT , $2L = 15\text{cm}$, $e = 5\text{mm}$, $a/d = 80\%$, tension alternative 50Hz)

Nous avons présentons à la figure V.42 des séquences de progression de la décharge électrique pour une barrière complètement polluée humidifiée (BpoH2f), de 20 cm de largeur et 2.1mm d'épaisseur. Il ressort des photographies des décharges ainsi que des observations lors des essais que l'influence d'une barrière complètement polluée sur la tension disruptive du système pointe-barrière-plan est quasiment la même du point de vue qualitatif et quantitatif que celle de la barrière polluée du côté de la pointe. En l'occurrence, la surface en face du plan influe légèrement la rigidité diélectrique du système lorsque celle-ci est recouverte d'une couche de pollution humide ou bien sèche.

La figure V.43 représente les étapes principales de progression de la décharge disruptive d'une barrière polluée asséchée du côté de la pointe. Lorsque la barrière est à 60% de la distance pointe-plan, la décharge se propage verticalement et progresse sur la surface de la barrière (séquence a et b) pour entraîner le claquage de l'intervalle d'air (séquence c). Par conséquent, la barrière polluée asséchée se comporte pratiquement comme une barrière propre, quantitativement du point de vue amélioration de la tension disruptive et qualitativement du point de vue développement de la décharge.

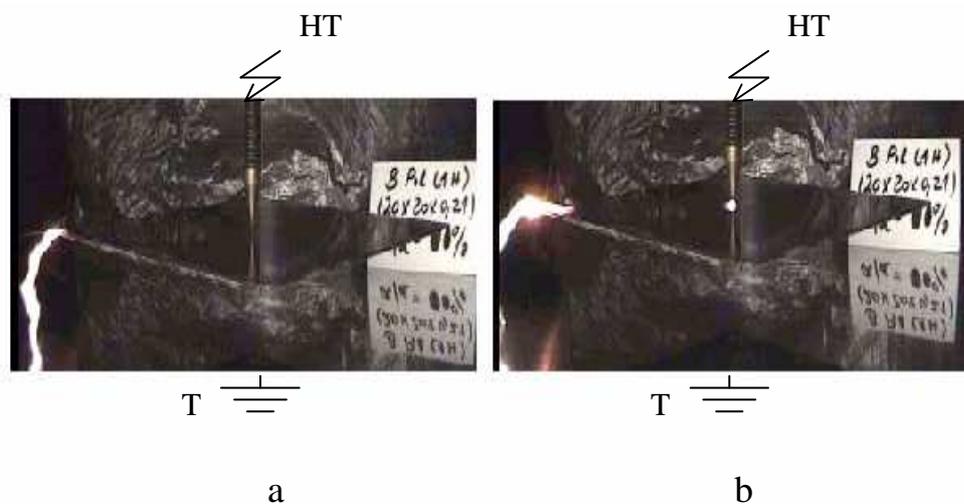


Figure.V.42 : Séquences de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière en bakélite-plan (BpoH2f , $\sigma = 3.86\mu S$, $2L = 20cm$, $e = 2.1mm$, $a/d = 0\%$, tension alternative)

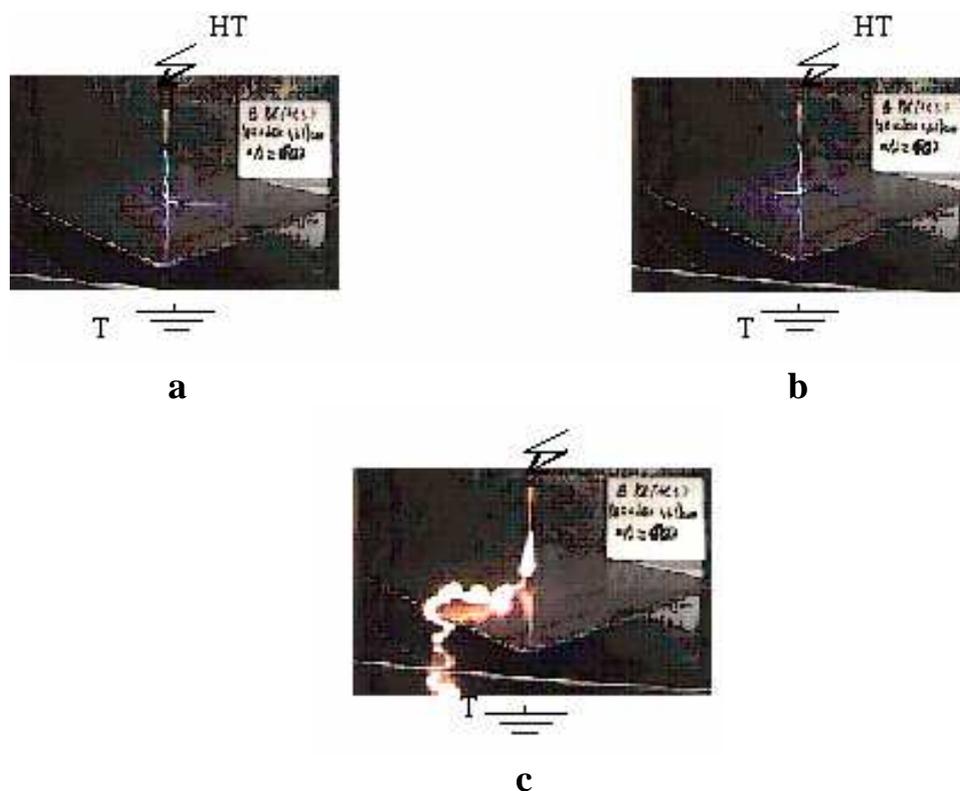


Figure.V.43 : Séquences de développement de la décharge dans l'intervalle pointe-barrière en bakélite-plan (BpoS1f HT, $2L = 20cm$, $e = 2.1mm$, $a/d = 60\%$, tension alternative 50Hz)

V.3.4 Influence d'une barrière concave

Dans cette partie de notre travail, nous avons pour but d'étudier l'influence d'une barrière isolante à bords arrondis sur la tension disruptive d'un système d'électrodes pointe-plan. Nous avons opté pour cette forme de barrière, vu la similitude avec l'ailette d'un isolateur. En effet, un isolateur peut être considéré comme une barrière qui allonge l'arc sur la surface de ses ailettes. La barrière considérée est en verre de forme concave, directement posée sur le plan mis à la terre, avec sa concavité orientée soit vers la pointe ou vers le plan, (Fig.IV.3).

Dans le cas où la concavité est orientée vers la pointe et en considérant sa forme (Fig.IV.4.B), le chemin le plus long emprunté par la décharge est alors obtenu pour cette configuration. Dans ce cas, la barrière permet de piéger les charges sur sa surface interne qui est de 196 cm², dépassant de loin celle de la concavité vers le plan, qui est de 39 cm².

Il est aussi à noter que lorsque la concavité de la barrière est dirigée vers la pointe, la distance pointe-plan optimale qui donne une amélioration maximale de la tension disruptive de 689 %, correspond à $d = 0.5$ cm, c'est-à-dire lorsque la pointe est en contact avec la surface interne de la barrière (Fig.V.44).

Dans le cas où la concavité de la barrière est orientée vers le plan, l'amélioration obtenue est de 60%, correspondant également au cas où la barrière est en contact avec la pointe, ce qui concorde avec le résultat obtenu avec la barrière plane.

Nous avons représenté à la figure V.45 les parcours les plus fréquents empruntés par la décharge dans le cas d'une barrière propre avec sa concavité orientée vers la pointe et vers le plan mis à la terre. On remarque l'allongement de la décharge, particulièrement lorsque la concavité de la barrière est orientée vers la pointe.

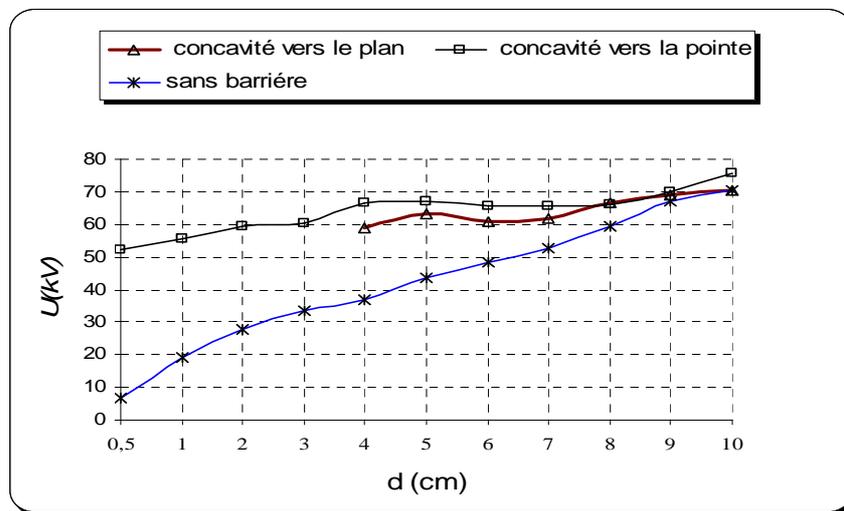


Figure.V.44 : Tension disruptive en fonction de la distance inter électrodes (barrière à surface propre orientée suivant les deux concavités)

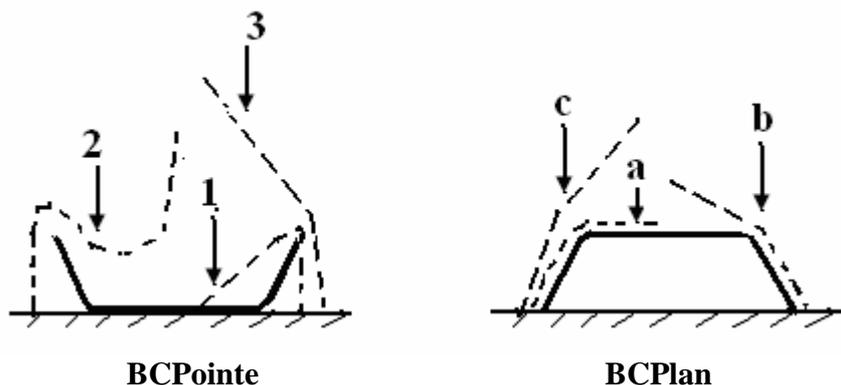


Figure V.45 Chemins suivis par la décharge dans l'intervalle d'air pointe-barrière-plan pour une barrière propre

BCPointe: Barrière concavité vers la pointe **BCPlan:** Barrière concavité vers le plan
 1: $d = 0.5$ cm; 2: $d = 7$ cm; 3: $d = 10$ cm $d = 4.5$ cm; b: $d = 7$ cm; c: $d = 10$ cm

L'influence de la conductivité superficielle de la surface de la barrière polluée sur la tension disruptive est illustrée aux figures V.46 et V.47. Quelle que soit l'orientation de la concavité de la barrière par rapport aux électrodes, la tension disruptive de l'intervalle d'air de la configuration pointe-barrière-plan diminue avec l'augmentation du degré de sévérité de pollution de la barrière. L'allure des courbes de la tension disruptive en fonction de la distance pointe-barrière est légèrement croissante.

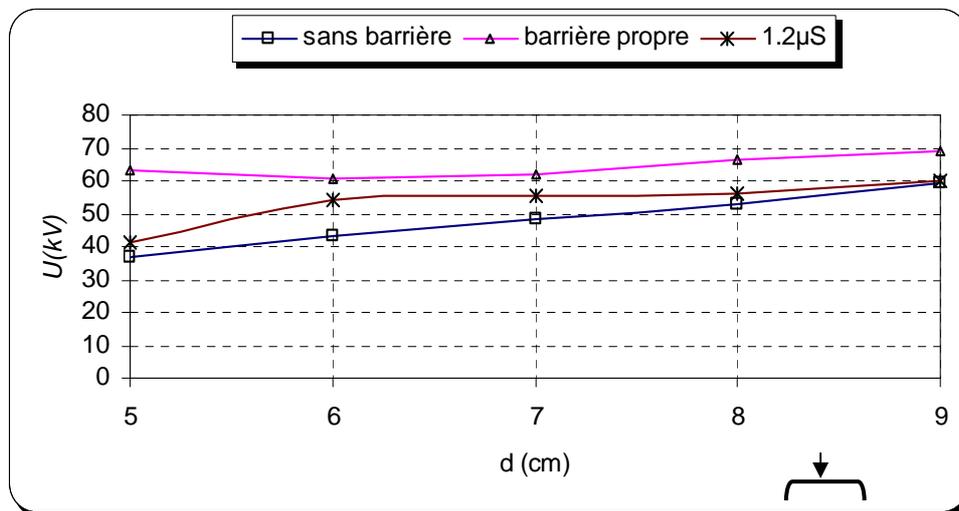


Figure V.46 : Variation de la tension disruptive en fonction de la distance inter électrodes pour une barrière uniformément polluée à concavité vers le plan

Des différentes observations des décharges avec barrière uniformément polluée, il ressort que plus la surface de la barrière devient conductrice plus la ligne de fuite de la barrière est mieux utilisée, d'où la réduction de la tension disruptive. Lorsque la pointe est

éloignée de la barrière, la décharge se développe d'abord verticalement contourne la barrière et entraîne enfin le claquage de l'intervalle d'air.

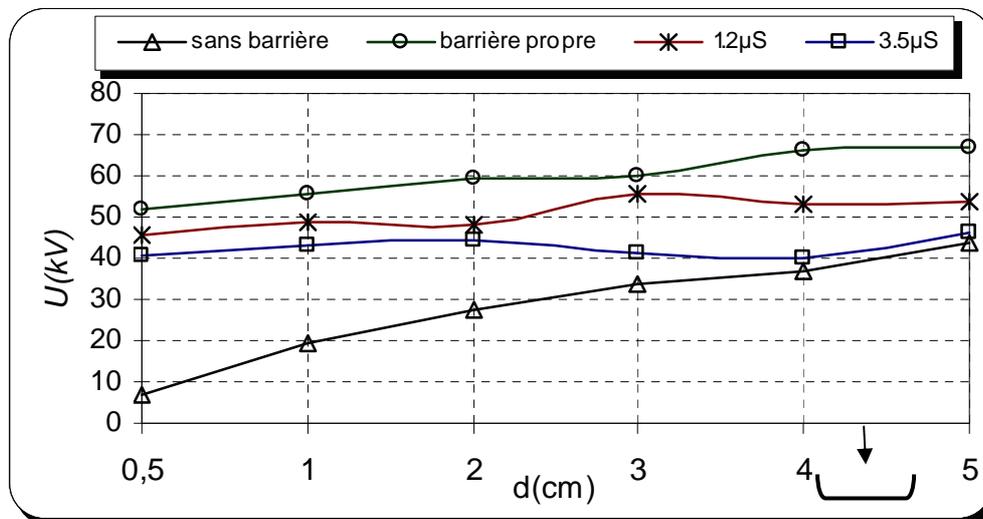


Figure.V.47 Variation de la tension disruptive en fonction de la distance pointe-plan pour une barrière uniformément polluée à concavité vers la pointe

V.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats des essais de claquage d'un intervalle d'air pointe-plan avec des barrières isolantes en bakélite et en verre, à surfaces propres ou polluées et d'une barrière métallique. L'électrode pointe a été soumise à une tension d'essai continue et alternative (50Hz). En tension continue de polarité négative, nous n'avons pas obtenu une influence notable de la barrière isolante sur la tenue du système d'électrodes étudié.

La valeur maximale de la tension disruptive est obtenue pour une position optimale de la barrière correspondant à un rapport a/d compris entre 0 et 20 %. Toutefois, pour la majorité des essais et pour une distance inter électrodes de 5 cm, l'optimum est obtenu lorsque la barrière touche la pointe. Notamment, la largeur de la barrière s'avère être une dimension importante. En utilisant des barrières plus larges, la tenue du système devient plus élevée. Ce phénomène est particulièrement lié à l'allongement du canal de décharge. Par contre, l'épaisseur de la barrière n'influe généralement pas sur la tension disruptive. En tension continue positive, l'utilisation de deux barrières isolantes donne une meilleure tenue du système, ce qui n'est pas le cas en tension alternative (50Hz).

Sous tension continue positive, une dégradation de la surface des barrières en bakélite a été observée suite aux essais de claquage consécutifs, en particulier lorsque la barrière est polluée. Le vieillissement de la barrière mène impérativement à sa perforation. Sachant que la perforation de la barrière affecte considérablement sa qualité d'isolation, il est alors recommandé de prévoir des épaisseurs adéquates. Nous avons de ce fait étudié l'influence d'un autre matériau isolant qui est le verre et dont l'état de surface est meilleur étant donné qu'il n'a pas une couche de vernis facilement abîmée par la décharge.

La visualisation de la décharge a montré que l'augmentation de la tension disruptive est surtout liée à l'allongement du canal de la décharge principale. Ce canal suit généralement un chemin allant de la pointe vers le bord de la barrière puis du bord vers le plan.

En tension continue positive, l'insertion d'une barrière métallique invoquant le cas de la barrière isolante fortement polluée a un effet négatif sur la tenue du système pointe-plan. La barrière métallique avec bords arrondis vers le haut et bien positionnée engendre une légère augmentation de la tension disruptive.

Dans le cas d'une barrière polluée sous tension continue positive et pour des conductivités de la pollution humidifiée inférieures à $2.65 \mu\text{S}$, la barrière polluée en bakélite contribue encore à améliorer la tenue du système. D'autre part, avec la barrière en verre et quel que soit le mode d'application de pollution, à partir d'une valeur seuil de la conductivité σ égale à $4.5 \mu\text{S}$, la barrière polluée donne le même résultat que la barrière métallique. Ce seuil en tension alternative (50Hz) pour la barrière en verre et en bakélite est de $2.1 \mu\text{S}$. De ce fait, sous tension continue positive, la barrière en verre est plus avantageuse que la barrière en bakélite du point de vue augmentation de la tension disruptive en présence de pollution.

Lorsque la barrière est polluée puis séchée, la tension disruptive reste proche de celle de la barrière propre. En conséquence, c'est la pollution humidifiée qui présente un désavantage quant à la qualité d'isolation des barrières.

Les résultats des essais de claquage avec une barrière de forme concave qui présente une similitude avec l'ailette d'un isolateur ont montré une amélioration de la tension disruptive sous tension alternative (50Hz). Cependant, l'amélioration est plus importante lorsque la concavité de la barrière est orientée vers la pointe où le canal de décharge est plus allongé. En effet, quand la concavité de la barrière est dirigée vers la pointe, la distance pointe-plan optimale qui donne une meilleure amélioration de la rigidité diélectrique ou le rapport U/U_{sb} est presque égale à 6, correspond au cas où la pointe est en contact avec la surface interne de la barrière. En conséquence, il est plus recommandé d'utiliser la forme concave lorsque les tensions requises sont assez élevées.

Quelle que soit l'orientation de la concavité de la barrière par rapport aux électrodes, la tenue de l'intervalle d'air de la configuration pointe-barrière-plan diminue avec l'augmentation de la conductivité de la couche recouvrant la barrière.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S Mouhoubi, A Boubakeur, « Influence des barrières isolantes sur la tension de claquage des intervalles d'air pointe-plan en tension continue et alternative », International Conference on Electrical System (ICES'06), pp174-177, Oum el Bouagui 2006.
- [2] I.Fofana, A. Beroual, A.Boubakeur, « Influence of insulating barriers on positive long air gaps in divergent fields », International Symposium on High Voltage Engineering (11th ISH), Session 3, Vol. 3, N° 467, pp.321-324, 1999.
- [3] A. Boubakeur, « Influence des barrières sur la tension de décharge disruptive des moyens intervalles d'air pointe-plan », Thèse de Doctorat, E.P .Varsovie, Pologne, 1979.
- [4] F.V. Topalis, I.A.Stathopoulos, « Barrier effect on electrical breakdown air gaps: a theoretical approach », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), Session 2147, pp.1-4, Graz 1995.
- [5] A.Settaouati, A. Mimouni, « Discharge in air from wire electrode in the presence of dielectric plates », 3^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT'99), pp.50-54, Guelma, 1999.
- [6] L. Ming, M. Leijon, T. Bengston, « Factors influencing barrier effects in air gaps », International Symposium on High Voltage Engineering (9th ISH), Session 2168, pp.1-4, Graz 1995.
- [7] S Mouhoubi, A Boubakeur, « Etude de l'influence d'une barrière trouée sur le champ électrique en géométrie pointe-plan », 4^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT'04), pp.167-170, Ghardaia 2002.
- [8] S.Mouhoubi., A.Boubakeur, « Measurement of electric field strength in a point- barrier with a hole – plane arrangement », 4th International Conference on Electric Charges in Non-Conductive Materials (CSC'4), pp.332-336, France 2001.
- [9] S.Mouhoubi, R.Boudissa, A.Boubakeur, « Etude de l'influence de la pollution sur la tenue d'un intervalle d'air pointe-plan sous tension continue positive », 5th International Conference on Electrical Engineering (CEE'08), Batna 2008.
- [10] A. Beroual., A. Boubakeur, « Influence of barriers on the lightning and switching impulse strength of mean air gaps in pointe-plane arrangements », IEEE Trans. Electr Insul, Vol .20. N°6, pp.1131, 1991.
- [11] S.Mouhoubi, R.Boudissa, O.Iamarene, « Influence d'une barrière isolante polluée sur la rigidité diélectrique d'un système d'électrodes pointe-plan », 6^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension CNHT'07, Taghit 2007.

Chapitre VI

*Champ électrique et décharges
partielles des intervalles d'air
pointe-plan avec barrière*

VI.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux caractérisant l'influence de certains paramètres de la barrière isolante sur le champ électrique et les décharges partielles. Nous avons réalisé une étude expérimentale pour la mesure du champ électrique en tension continue et alternative (50Hz). En effet, les mesures du champ rencontrées dans la littérature en pointe-barrière-plan se reportent à la tension impulsionnelle [1-3].

Nous avons ainsi utilisé une sonde polarisée circulaire en tension continue positive pour déterminer, en plus du champ électrique, la densité de courant au plan. Quant à la sonde capacitive, elle est fonctionnelle en champ variable. Nous l'avons exploitée pour déterminer le champ électrique au plan, en système pointe-plan sous tension alternative (50Hz), avec barrière propre et polluée.

Dans notre étude, nous avons tenu compte de paramètres physiques tel que le niveau et le type de tension appliquée à la pointe (continue ou alternative), et de paramètres géométriques tel que la position de la barrière, sa largeur, son épaisseur et le diamètre du trou de la barrière perforée.

Nous avons également effectué des mesures de décharges partielles en système pointe-plan, avec et sans barrière en tension alternative (50Hz).

Selon les résultats présentés dans le chapitre précédent, la position et les dimensions de la barrière isolante ce sont avérées être des paramètres importants quant à l'amélioration de la tension disruptive de l'intervalle d'air pointe-plan [4, 5]. En conséquence, nous avons tenu compte de l'influence de la position et des dimensions de la barrière sur le seuil d'apparition des décharges partielles et de la charge apparente.

VI.2 Résultats de mesure du champ électrique

Dans ce qui suit, nous présentons les résultats relatifs à l'influence de paramètres de la barrière sur la densité de courant en tension continue positive, et le champ électrique en tension continue positive et alternative (50Hz).

VI.2.1 Champ électrique et densité de courant au plan dans un système pointe-barrière-plan sous tension continue positive

VI.2.1.1 Densité de courant et champ électrique sans barrière

Il est bien connu que le champ électrique est un paramètre important dans une décharge, particulièrement en géométrie d'électrodes à champ divergent, ce qui est le cas de notre système d'électrodes qui est le pointe-plan. Le moyen de mesure adopté lorsque l'électrode active est sous tension V continue est la sonde polarisée circulaire. Cette sonde permet de déterminer le champ électrique en présence d'une charge d'espace, où le signal collecté dérive du courant de conduction ' I_s ' la traversant. La sonde faisant partie intégrante de l'une des électrodes du système, ne perturbe pas le champ électrique entre les deux électrodes, à condition d'appliquer des tensions de polarisations V_b comprise entre -50 et +50 Volts. Ainsi le courant ' I_s ' sera réduit lors de l'application d'une tension V_b négative et augmenté lorsque la polarité est positive. Les courbes $I_s / I_{s0} = f(V_b)$ sont linéaires, avec I_{s0} le courant traversant la sonde à $V_b = 0$ Volts, (Fig.IV.10). Le champ électrique au plan est obtenu après avoir déterminé la pente de la droite. Les différents niveaux de tensions V appliqués à la pointe sont sélectionnés après avoir préalablement déterminé la tension seuil V_s d'apparition des décharges couronne ainsi que la tension disruptive U . De ce fait, la tension V doit être comprise entre V_s et U .

Nous avons aussi exploité la sonde pour déterminer la densité de courant J au plan. Nous présentons à la figure VI.1 la distribution de cette densité. Celle-ci est maximale au droit de la pointe, c'est-à-dire sur l'axe du plan caractérisé par la distance $x = 0$ cm (Fig.IV.9), puis décroît au fur et à mesure qu'on s'y éloigne. Les courbes d'interpolation polynomiales de deuxième degré conviennent mieux que celles en cosinus, proposées par Warburg pour une pointe hémisphérique [6].

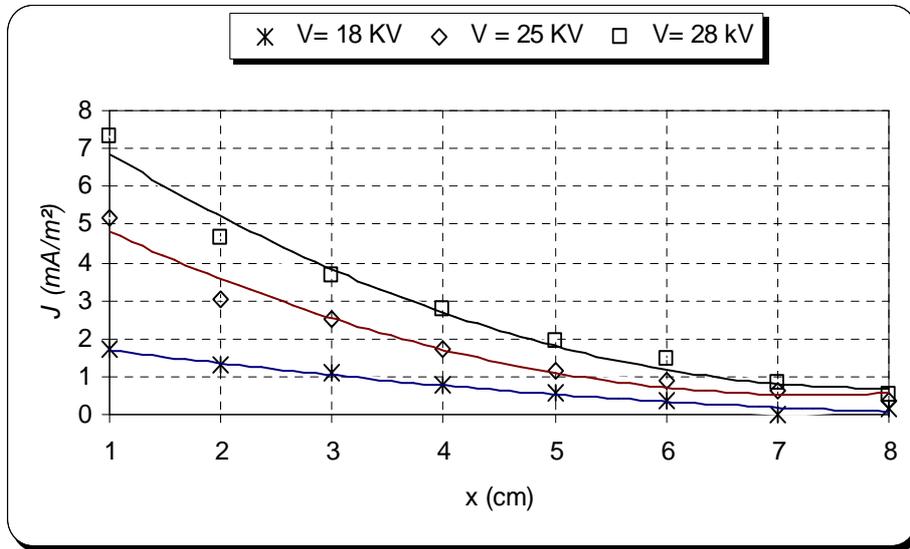


Figure. VI.1: Distribution de la densité de courant au plan en système pointe-plan ($d = 5$ cm)

Les courbes illustrant la variation de la densité de courant en fonction de la distance inter électrodes présentées à la figure VI.2, montrent, toutes tensions confondues, que la densité de courant est décroissante puis tend vers une valeur constante. L'allure de ces courbes concorde avec celle obtenue en géométrie fil-plan [7, 8].

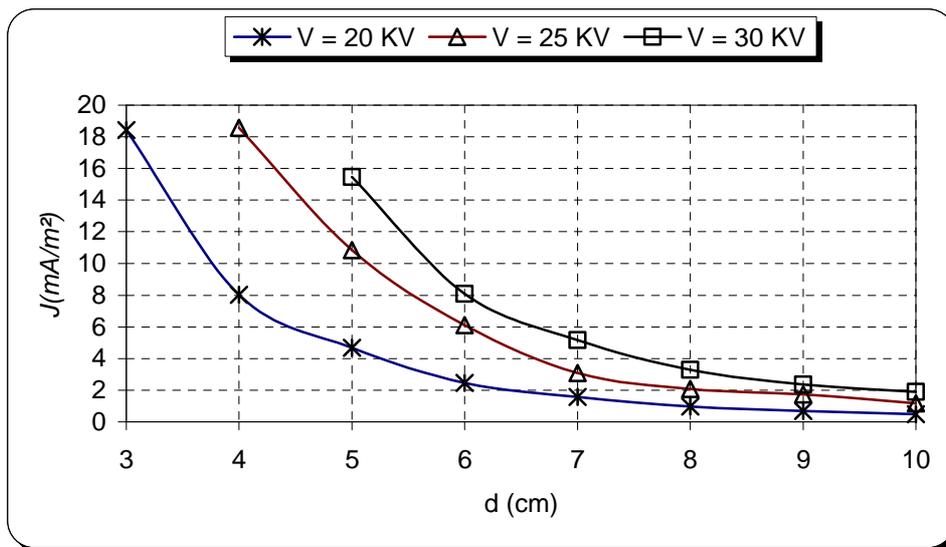


Figure. VI.2: Variation de la densité de courant en fonction de la distance inter électrodes d en système pointe-plan ($x = 0$ cm)

La figure VI.3 représente les variations de la densité J en fonction de la tension V appliquée à la pointe. Après interpolation, les courbes $J(V)$ varient en fonction quadratique aux distances inter électrodes $d = 5$ et 6 cm. Cette variation concorde avec la loi classique de Townsend [9]. Par contre, aux distances d de 8 et 10 cm, les courbes sont des droites. En effet, en éloignant la pointe du plan, le champ électrique près du plan est plus faible, la densité de courant en fonction de la tension V suit alors la loi linéaire d'Ohm.

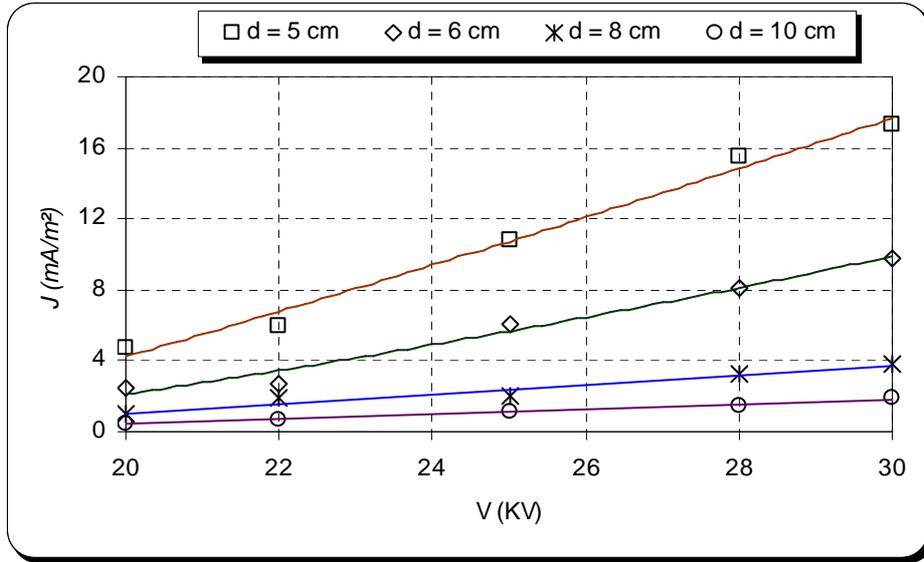


Figure. VI.3: Variation de la densité de courant en fonction de la tension V continue positive ($x = 0$ cm)

Nous présentons à la figure VI.4 la distribution du champ électrique E au plan pour trois niveaux de tensions V . Ces courbes montrent une réduction du champ électrique en s'éloignant du centre du plan. Cette diminution est plus accentuée lorsque la tension V est plus grande [10].

Pour des tensions V inférieures ou égales à 18 kV, la variation du champ électrique est en $\cos^p(\theta)$ où:

$$E = E(0) \cdot \cos^{2.25}(\theta) \quad (\text{VI.1})$$

avec $E(0)$ est le champ électrique pour $\theta = 0$, (Fig.VI.5).

$$\cos(\theta) = \frac{d}{\sqrt{x^2 + d^2}}$$

Ce résultat a été obtenu par Allibone et Al qui avaient mesuré le champ électrique, dans le cas des grands intervalles, à l'aide d'un moulin à champ [11].

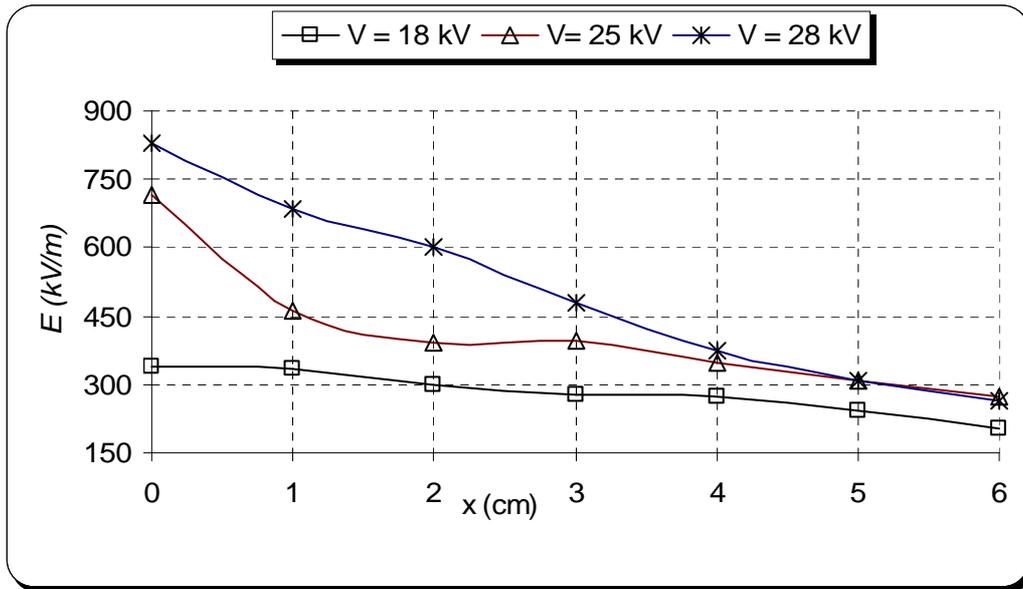


Figure.VI.4: Distribution du champ électrique au plan en système pointe-plan ($d = 5$ cm)

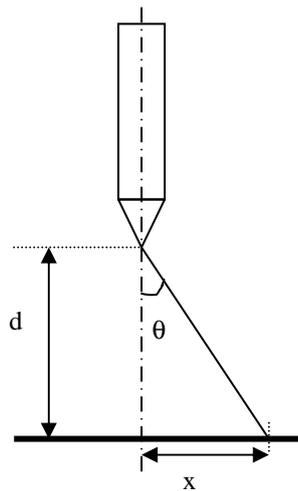


Figure.VI.5: Schéma représentatif du système d'électrodes pointe-plan

Nos essais ont notamment mis en évidence une nette influence de la tension V sur les valeurs du champ électrique. Nous présentons à la figure VI.6 les courbes montrant ces variations. En augmentant la tension V le champ électrique E est plus intense. Néanmoins, en éloignant la pointe du plan le champ électrique diminue. L'interpolation linéaire de ces courbes est tolérable et concorde avec les résultats obtenus en géométrie cylindrique moyennant une sonde linéaire et en fil-plan avec une sonde circulaire [12, 13].

Il est à noter qu'après avoir déterminé expérimentalement la tension seuil V_s d'apparition des décharges couronne en la ramenant aux conditions normales, on peut déduire le champ seuil E_s par extrapolation des courbes $E(V)$ à la tension seuil V_s , Tableau (VI.1) [7,14].

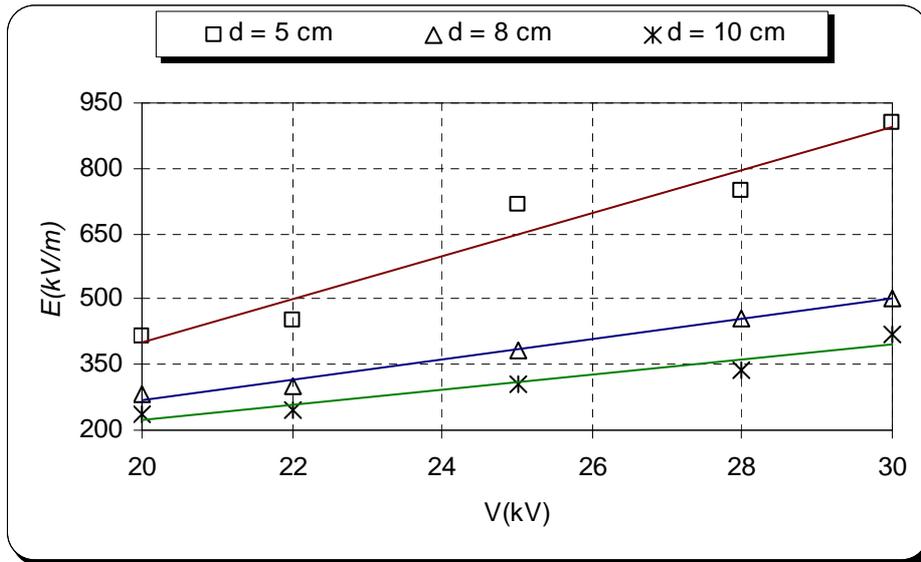


Figure. VI.6: Variation du champ électrique en fonction de la tension V de polarité positive

Distances inter électrodes (cm)	5	7	9
Champ seuil E_S (kV/m)	150	200	236

Tableau.VI.1 : Champ seuil d'apparition des décharges couronne en système pointe-plan sous tension continue positive

VI.2.1.2 Densité de courant et champ électrique du système pointe-barrière-plan

Nous avons essayé de mesurer la densité de courant et le champ électrique au plan en présence d'une barrière isolante, seulement aucun signal n'a été détecté par la sonde. En effet, la barrière empêche tout courant de conduction d'atteindre le plan, à moins d'appliquer des tensions proches de la tension disruptive, ce qui présente des risques pour les appareils de mesures.

De ce fait, nous nous sommes intéressés à l'hypothèse de l'obstacle électrostatique [15]. Sachant qu'avec une barrière de faible diamètre de trou, nous conservons l'avantage qu'offre une barrière insérée dans un système pointe-plan, du point de vue amélioration de la rigidité du système pointe-plan [4].

Comme il a été mentionné dans le chapitre II, la barrière joue le rôle d'obstacle géométrique au développement direct de la décharge concernant la largeur de la barrière et la charge d'espace sur la barrière joue le rôle d'obstacle électrostatique en ce qui concerne les trous de barrières. En effet, la décharge ne tend pas à passer par le trou de faible diamètre probablement à cause de la forte concentration de la charge d'espace au centre de la barrière, ainsi la décharge dévie hors de la zone du trou.

Nous avons effectué des essais avec des barrières trouées en leurs centres, de diamètres de trou $Dt = 4, 8, 10$ et 12 mm et de 0.5 mm d'épaisseur. Nous avons constaté que la sonde n'était fonctionnelle qu'à partir d'un seuil de la tension V appliquée à la pointe, et pour certaines positions de la barrière.

Dans le tableau VI.2 sont reportés les valeurs des rapports a/d limites, au-dessus desquelles la sonde n'est pas fonctionnelle. Il en ressort que pour une même distance inter électrodes d , le rapport a/d limite augmente avec l'élargissement du diamètre du trou de la barrière. Ce qui signifie que lorsque le diamètre du trou est plus grand, des mesures de la densité de courant et du champ électrique peuvent être réalisées pour une plus grande distance pointe-barrière.

En effet, en augmentant le diamètre du trou Dt , nous permettons ainsi à la charge d'espace d'y passer, d'où une collecte du courant de conduction à travers la sonde ceci pour une plus grande marge de distances pointe-barrière allant de zéro à a/d limite (Tableau VI.2). Au delà de cette marge aucune charge ne passe à travers le trou, car la charge progresse au-dessus de la barrière.

$d(mm)$ $Dt (mm)$	50	70	90
4	10%	15%	28%
8	14%	22%	34%
10	18%	26%	36%
12	30%	35%	39%

Tableau.VI.2: Rapport a/d limite pour lesquelles la sonde est fonctionnelle

Nous avons tracé les courbes du courant I_s traversant la sonde en fonction de la tension V appliquée à la pointe (Figure. VI.7). Ces courbes ont une allure croissante. Quand la barrière trouée est au même niveau que la pointe ($a/d = 0\%$), le système se comporte quasiment comme un système sans barrière. La décharge dès son initiation entreprend le chemin le plus court dans l'air à travers le trou de la barrière, d'où l'augmentation du courant I_s par rapport aux autres positions de la barrière.

Nous avons présenté dans le tableau VI.3 les valeurs de la densité de courant J au plan en fonction du rapport a/d , dans le cas d'une barrière trouée de différents diamètres Dt . Il en ressort que la présence de la barrière dans le système pointe-plan réduit la densité de courant J . Cette réduction est d'autant plus grande lorsque le diamètre du trou de la barrière est plus faible [16,17]. Par conséquent, bien que trouée, la barrière joue le rôle d'un rempart à la décharge, d'où l'augmentation de la tension disruptive du système (Fig.V.4).

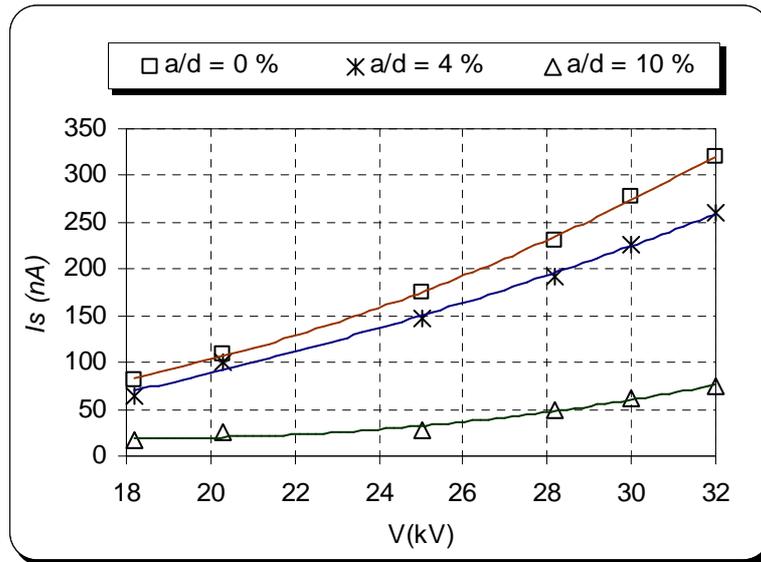


Figure. VI.7: Courbes I_s (V) pour $D_t = 4$ mm et $d = 5$ cm

a/d(%)	Sans barrière	$D_t = 6$ mm	$D_t = 8$ mm	$D_t = 10$ mm
0	5.16	3.80	4.02	5.05
6		3.20	3.64	4.80
20		2.90	3.42	4.40

Tableau VI.3: Variation de la densité de courant J (mA/m²) en fonction du rapport a/d
($V = 28$ kV, $d = 5$ cm)

A la figure VI.8, nous présentons les courbes de distribution du champ électrique au plan avec des barrières de différents diamètres de trous. Ces courbes montrent que le champ au plan diminue faiblement, il est quasi constant pour le diamètre du trou $D_t = 6$ mm. Par conséquent, ce résultat contribue à confirmer l'hypothèse de l'uniformisation du champ électrique dans l'intervalle barrière-plan [15].

Nous avons regroupé dans le tableau VI.4 les valeurs du champ électrique au plan, sans et avec barrière en fonction du rapport a/d. Nous remarquons que la présence de la barrière dans l'intervalle pointe-plan réduit l'intensité du champ électrique au plan. Nous constatons aussi que le champ augmente lorsque la barrière trouée est rapprochée de la pointe, ceci est dû à la tendance du système pointe-barrière trouée-plan vers un système pointe-plan sans barrière. En diminuant le diamètre de trou de la barrière, l'intensité du champ électrique diminue. Ceci peut être attribué à la quantité de charge collectée par la sonde qui est plus petite lorsque le diamètre de trou diminue.

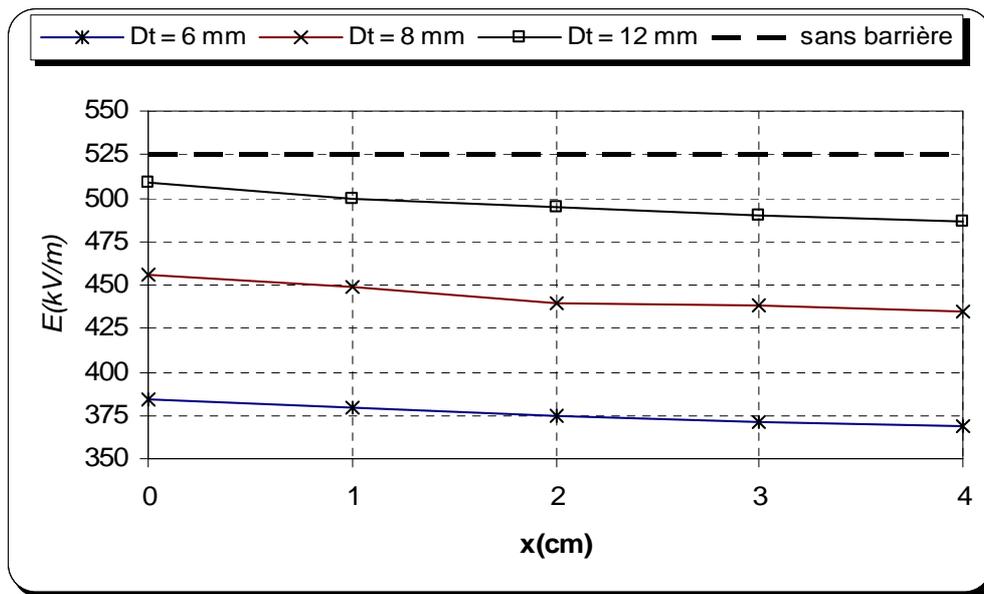


Figure VI.8: Distribution du champ électrique au plan (barrière trouée, $V = 28$ kV, $a/d = 0\%$)

a/d(%)	Sans barrière	Dt = 6 mm	Dt = 8 mm	Dt = 12 mm
0	525	395	462	509
5		375	428	450
15		339	360	385

Tableau VI.4: Champ électrique E (kV/m) au plan en fonction de a/d
($V = 28$ kV, $d = 5$ cm)

VI.2.2 Champ électrique en système pointe-barrière-plan sous tension alternative (50Hz)

Comme nous l'avons mentionné dans la section précédente, en géométrie pointe-plan sous tension continue positive avec barrière non trouée, il nous a été impossible de mesurer le champ électrique au plan avec une sonde polarisée. Par contre, en utilisant une sonde capacitive en tension alternative (50Hz), nous avons pu déterminer le champ électrique au plan. Le signal de la sonde dérive du courant induit la traversant. Nous avons ainsi effectué des mesures avec barrière isolante propre et polluée.

VI.2.2.1 Champ électrique avec barrière propre

A la figure VI.9, nous présentons la distribution du champ électrique E au plan en géométrie d'électrodes pointe-plan avec barrière propre ($a/d = 0\%$). Le champ E décroît lorsqu'on s'éloigne du centre du plan [18]. L'allure des courbes obtenues concorde avec celle donnée par Collins et Meek en géométrie pointe-plan avec barrière, sous tension impulsionnelle [1].

La figure VI.10 montre la variation du champ électrique au plan en fonction de la tension V pour certaines distances ' x ' au plan à $a/d = 0\%$, correspondant à la position optimale de la barrière du point de vue amélioration de la rigidité diélectrique du système [19].

Les courbes de tendances sont des droites comme c'est le cas en tension continue positive avec la géométrie fil-plan [7]. La pente des droites augmente lorsqu'on se rapproche de la zone à champ plus intense, située juste en dessous de la pointe, correspondant à $x = 0$ cm.

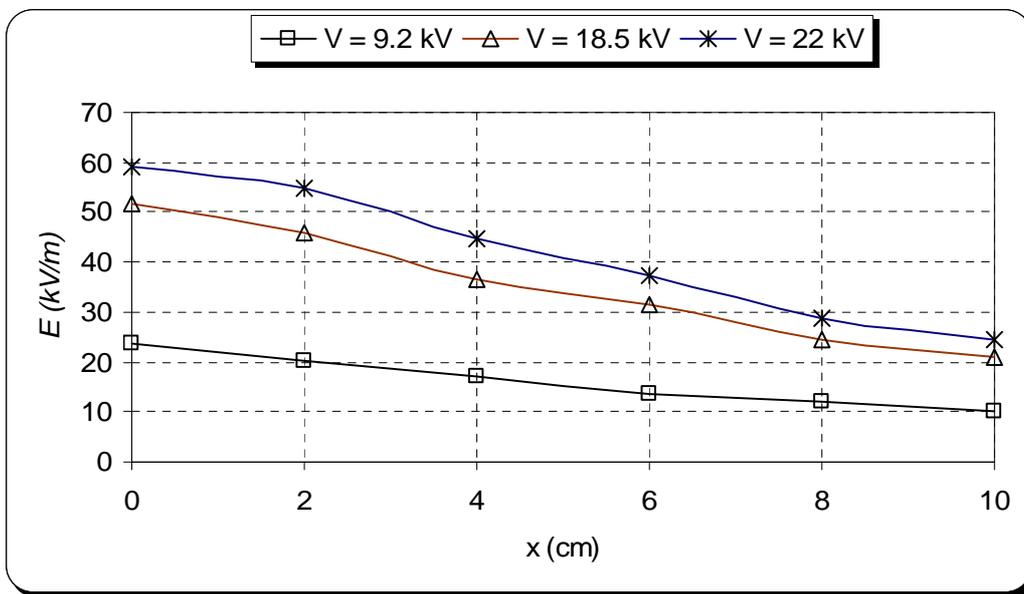


Figure.VI.9 : Distribution du champ électrique au plan ($d = 5$ cm, $a/d = 0\%$, $2L = 15$ cm)

Selon les résultats présentés à la figure VI.11, le champ électrique au plan croît linéairement avec l'augmentation de la tension V . En fonction de la distance inter électrodes d , le champ E augmente lorsque la pointe est rapprochée du plan, où le champ électrique devient plus intense. Ces courbes nous permettent, par extrapolation, de déduire le champ seuil E_S d'apparition de la décharge couronne pour chaque distance inter électrodes d (Tableau VI.5).

Les courbes représentant l'influence de la position de la barrière sur le champ électrique sont données à la figure VI.12. Celles-ci montrent que le champ électrique au plan diminue lorsqu'on rapproche la barrière de la pointe. Ce résultat confirme l'hypothèse de réduction du champ électrique lors de l'introduction d'une barrière dans un système pointe-plan, notamment pour la position $a/d = 0\%$ [20]. Ce résultat a été également obtenu par simulation par Li Ming en tension continue positive, où il a supposé dans son calcul que la densité de charges diminue linéairement en s'éloignant du centre de la barrière [21].

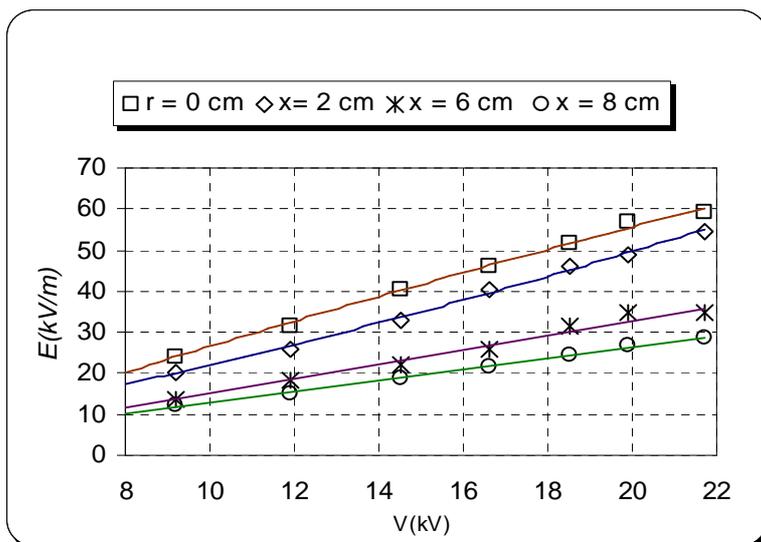


Figure. VI.10 : Variation du champ électrique au plan en fonction de la tension V ($e = 2.1$ mm, $2L = 15$ cm, $a/d = 0\%$, $d = 5$ cm)

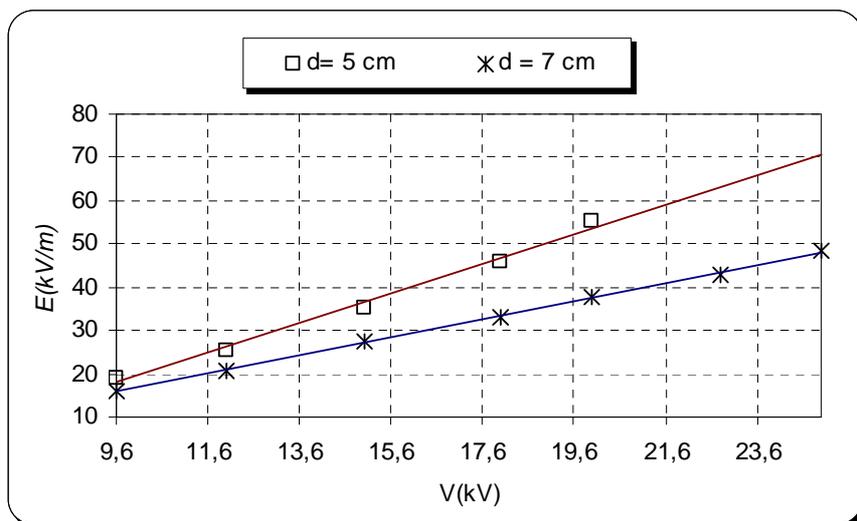


Figure. VI.11 : Influence de la distance inter électrodes ' d ' sur la variation du champ électrique en fonction de V ($e = 2.1$ mm, $d = 5$ cm, $a/d = 0\%$)

Distances inter électrodes (cm)	5	7
Champ seuil E_s (kV/m)	42	33

Tableau.VI.5 : Champ seuil d'apparition de la décharge couronne en système pointe-barrière-plan sous tension alternative (50Hz)

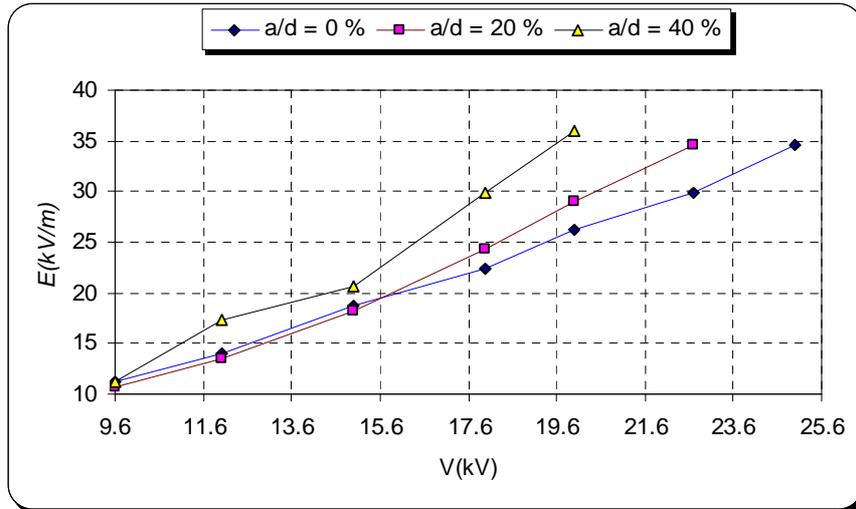


Figure.VI.12 : Influence de la position de la barrière sur le champ électrique au plan en fonction de la tension V ($2L = 15$ cm, $e = 2.1$ mm)

Quant à l'influence de la largeur de la barrière, le champ électrique au plan diminue lorsque des barrières de plus grandes largeurs sont utilisées (Fig.VI.13). Ce résultat atteste une fois de plus l'hypothèse de l'obstacle géométrique liée à la largeur de la barrière [22]. Par contre, l'épaisseur de la barrière n'influe pas sur le champ électrique (Fig.VI.14). Ce résultat est en parfait accord avec celui des essais de claquage montrant que la largeur de la barrière reste la dimension la plus influente sur la rigidité diélectrique du système pointe-barrière-plan et non son épaisseur.

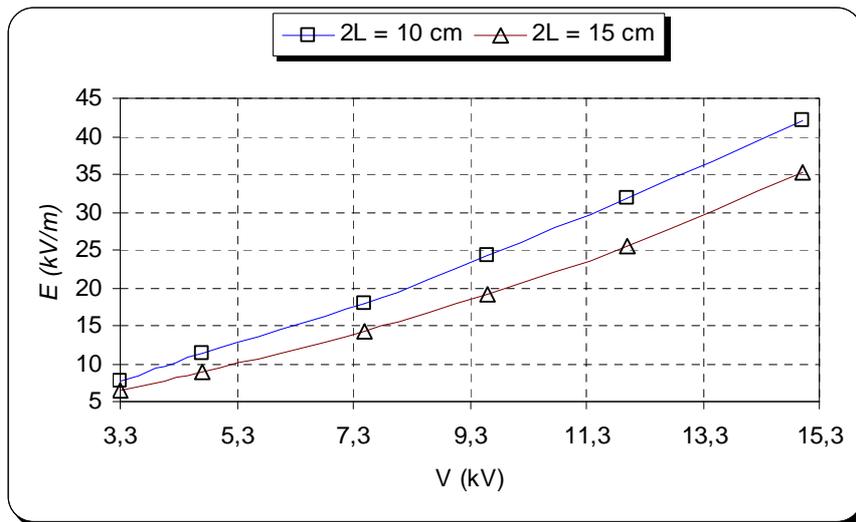


Figure. VI.13 : Influence de la largeur de la barrière sur la variation du champ électrique en fonction de la tension V ($a/d = 0$ %, $d = 5$ cm, $e = 2.1$ mm)

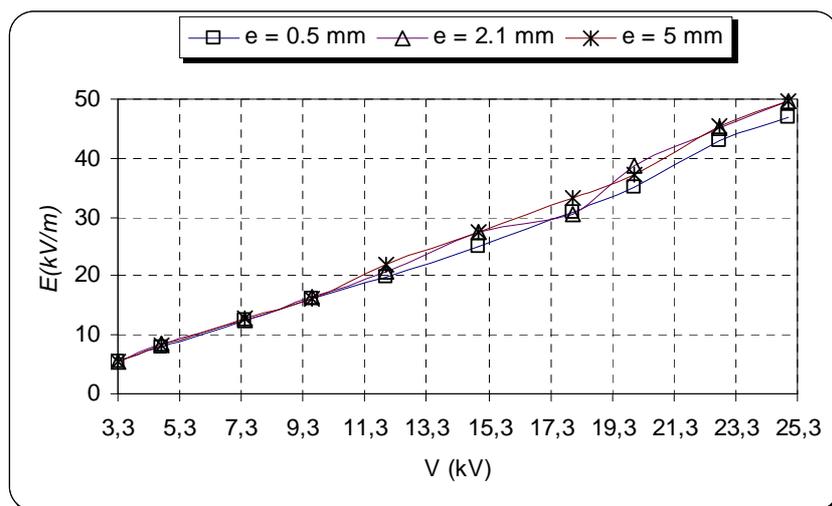


Figure.VI.14 : Influence de l'épaisseur de la barrière sur le champ électrique en fonction de la tension V ($a/d = 0\%$, $d = 5$ cm, $2L = 15$ cm)

Nous avons testé l'influence du matériau de la barrière sur le champ électrique au plan. Nous avons utilisé deux matériaux diélectriques de permittivité relative $\epsilon_r = 2.5$ et 6.2 . Comme montré à la figure VI.15, le champ électrique au plan est plus élevé pour le matériau dont la permittivité est plus grande. Ce résultat a été aussi obtenu par L. Mokhnache par simulation avec la méthode des éléments finis [23].

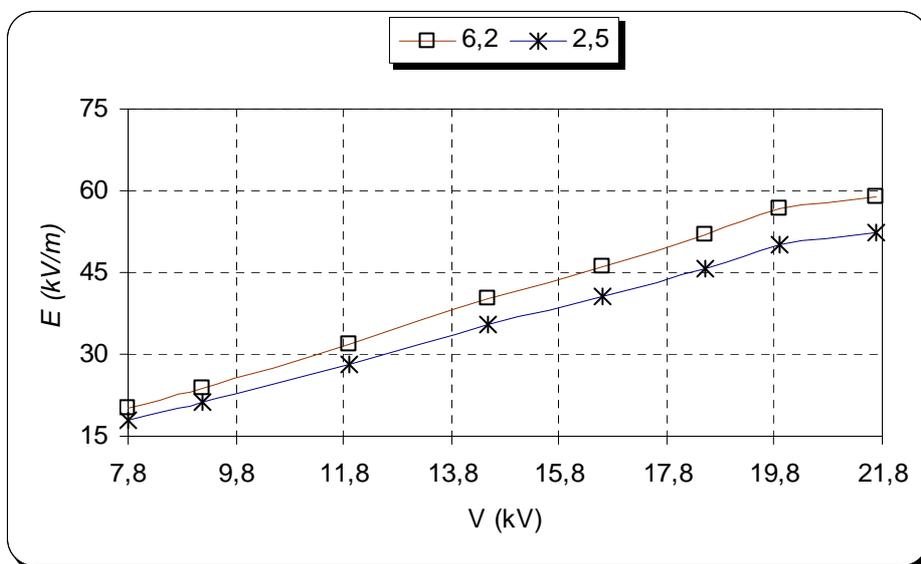


Figure.VI.15 : Influence de la permittivité relative ϵ_r sur la variation du champ E ($d = 5$ cm, $a/ = 0\%$, $2L = 15$ cm)

VI.2.2.2 Champ électrique avec barrière polluée

Afin de compléter notre étude de l'influence des barrières sur la rigidité diélectrique d'un intervalle d'air pointe-plan, nous avons déterminé le champ électrique au plan avec une barrière polluée humidifiée et asséchée. Nous avons considéré deux modes de pollution : pollution appliquée sur les deux surfaces de la barrière et pollution appliquée uniquement à sa surface supérieure (face à la pointe).

La figure VI.16 représente la variation du champ électrique en fonction de la tension appliquée à la pointe, pour deux positions de la barrière, $a/d = 0$ et 20%, dans le cas d'une barrière propre et d'une barrière polluée humidifiée du côté de la pointe. Nous remarquons que la pollution appliquée à la surface supérieure de la barrière entraîne l'augmentation du champ électrique au plan, quelle que soit la position de la barrière. Nous constatons aussi que l'écart entre les courbes $E(V)$, pour les deux positions avec pollution est plus grand qu'avec une barrière propre. Il est utile de noter que le champ électrique au plan dans le cas d'une barrière polluée, comme pour la barrière propre, croît en éloignant la barrière de la pointe. Par conséquent, la tension disruptive diminue en augmentant le rapport a/d [5].

Nous présentons à la figure VI.17 l'influence du mode de pollution sur la variation du champ électrique au plan en fonction de la tension V pour une barrière polluée humidifiée. Il ressort de cette figure que quel que soit le mode de pollution appliqué à la barrière, le champ électrique est plus élevé par rapport à celui de la barrière propre. Notamment, la barrière complètement polluée (BpoH2f) entraîne une plus grande augmentation du champ électrique comparé au cas où la barrière est uniquement polluée sur sa surface supérieure (BpoH1f HT). Cependant, l'écart entre les deux courbes diminue lorsque la pointe est portée à des tensions de plus en plus élevées. Les valeurs du champ électrique avec barrière polluée sur sa surface supérieure tendent vers celles de la barrière complètement polluée. Ce résultat concorde avec les essais de claquage où il n'existe quasiment pas de différence dans les valeurs de la tension disruptive (Fig.V.35). Par contre, lorsque la pollution est sèche, on constate que le mode d'application de la pollution n'a pratiquement pas d'influence sur le champ électrique (Fig.VI.18). Ce résultat concorde aussi avec celui de la tension disruptive (Fig.V.35).

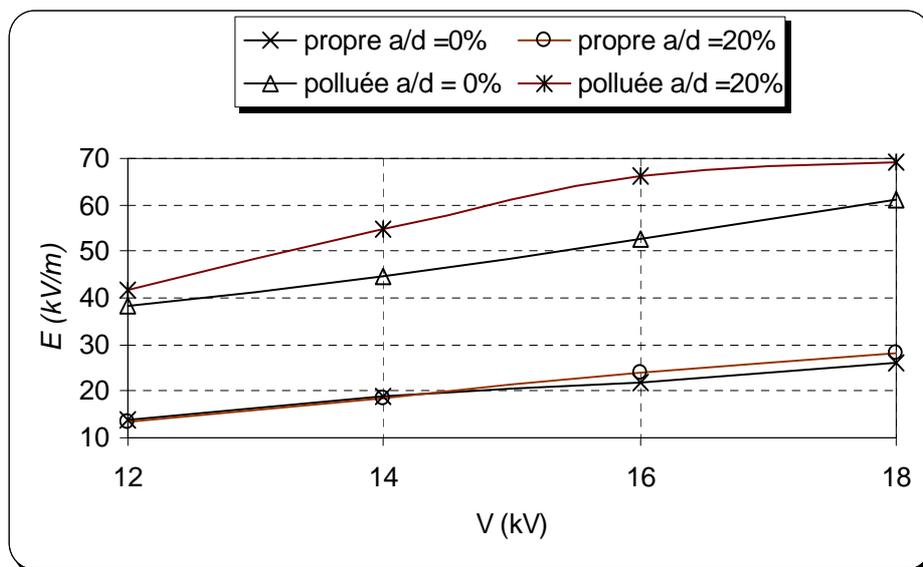


Figure.VI.16: Influence de la position de la barrière polluée humidifiée sur la variation du champ électrique au plan en fonction de la tension V (BpoH1f HT, $\sigma = 1.2 \mu\text{S}$)

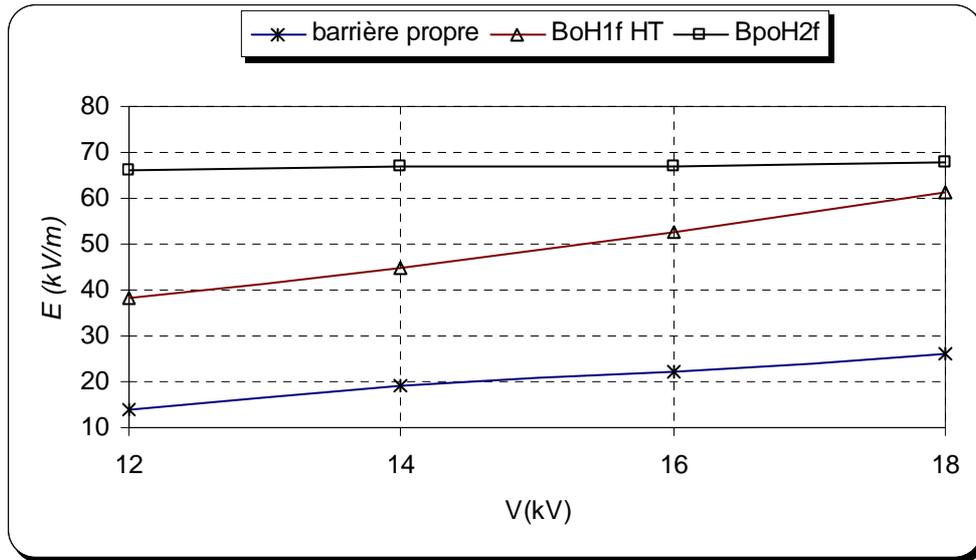


Figure.VI.17: Influence du mode de pollution sur la variation du champ électrique au plan en fonction de la tension V pour une barrière polluée humidifiée ($a/d = 0\%$, $\sigma = 1.2 \mu\text{S}$)

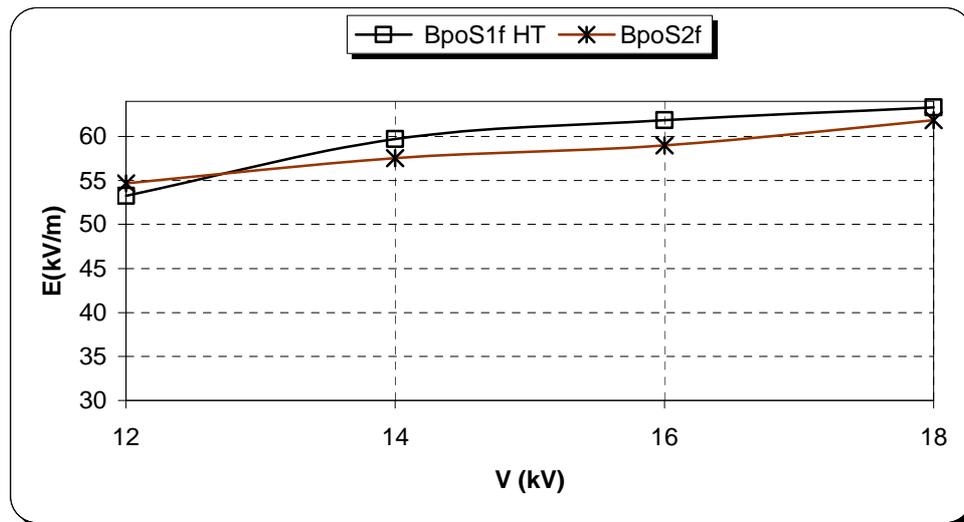


Figure.VI.18 : Influence du mode de pollution sur la variation du champ électrique au plan en fonction de la tension V , pour une barrière polluée séchée ($a/d = 0\%$, $\sigma = 1.2 \mu\text{S}$)

La figure VI.19 représente la variation du champ électrique au plan en fonction de la tension appliquée à la pointe, dans le cas d'une barrière isolante complètement polluée humidifiée et complètement séchée pour $a/d=0\%$. L'allure des courbes est croissante, sauf pour la barrière polluée humidifiée où le champ électrique croît rapidement puis faiblement à partir d'une tension $V = 12$ kV. On remarque que le champ électrique avec barrière polluée humidifiée est plus élevé qu'avec barrière polluée puis séchée, par conséquent la tension disruptive est plus grande lorsque la barrière est asséchée.

Ainsi, les résultats obtenus concernant le champ électrique concordent avec ceux de la tension disruptive. En effet, plus la rigidité diélectrique du système est plus élevée, plus le champ électrique au plan diminue.

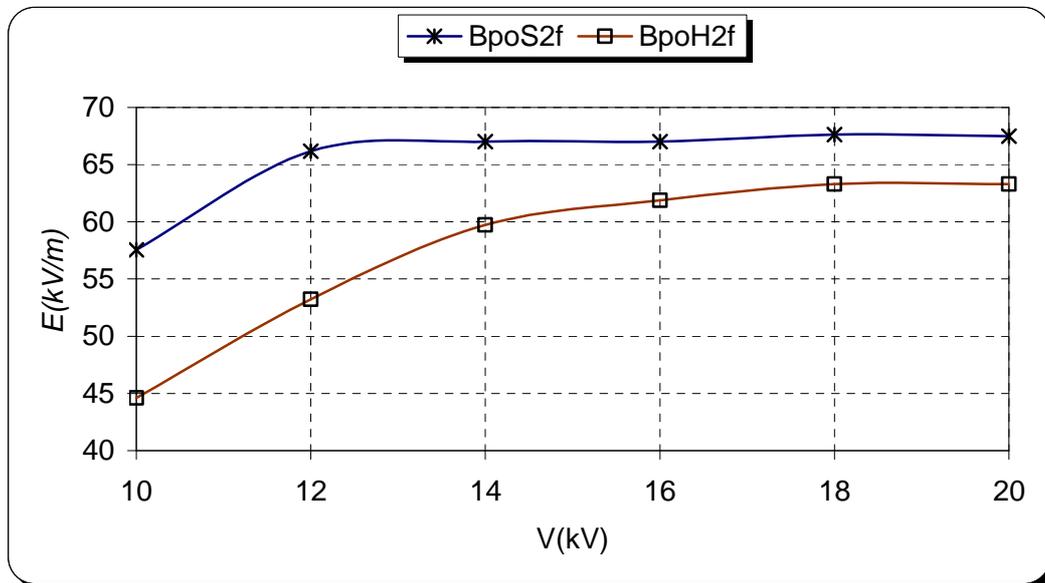


Figure.VI.19 : Influence du type de pollution sur la variation du champ électrique au plan en fonction de la tension V (barrière complètement polluée, $a/d = 0\%$, $\sigma = 1.2 \mu\text{S}$)

VI.3 Résultats de mesure des décharges partielles

VI.3.1 Tension seuil d'apparition des décharges partielles

A la figure VI.20, nous avons présenté les courbes tension seuil U_s d'apparition des décharges partielles de 2 pC en fonction du rapport a/d , sous tension alternative 50Hz. Nous remarquons l'augmentation de la tension seuil U_s , particulièrement lorsque la barrière en bakélite est en contact avec la pointe. En éloignant la barrière de la pointe vers le plan, la tension seuil U_s diminue pour tendre vers la valeur sans barrière. Ce résultat montre que l'emplacement de la barrière en contact avec la pointe joue un rôle retardant à l'initiation de la décharge. Ce résultat est en accord avec nos mesures de la tension disruptive de l'intervalle pointe-plan avec barrière, où la position optimale de la barrière correspond généralement au cas où celle-ci est en contact avec la pointe ($a/d=0\%$) [24].

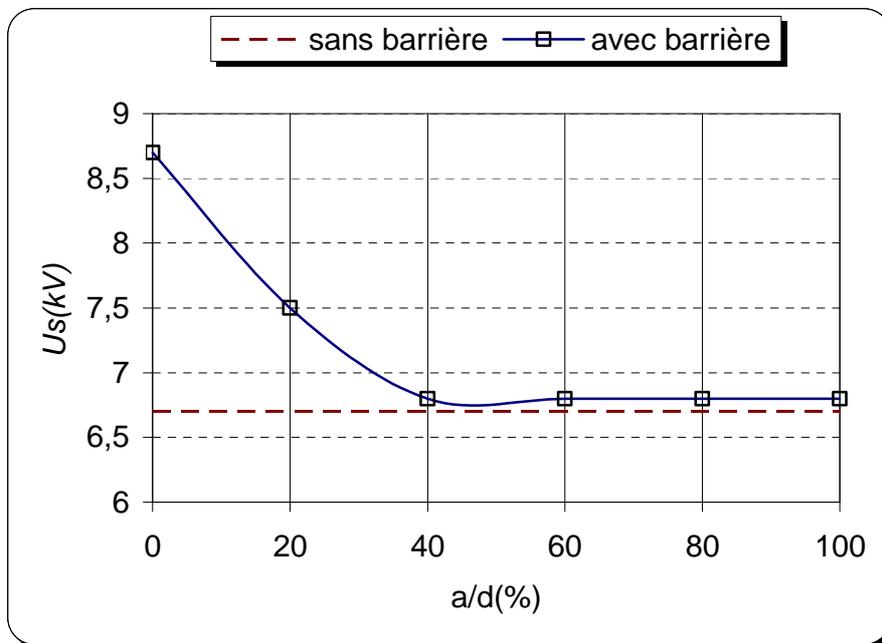


Figure VI.20 : Tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction de la position de la barrière ($2L = 15$ cm, $e = 2.1$ mm, $d = 5$ cm)

A partir du tableau VI.6, nous constatons que la tension seuil d'apparition des décharges partielles augmente lorsqu'on insère des barrières plus larges. En effet, la barrière isolante constitue un obstacle géométrique au développement de la décharge, d'où le fait que plus la largeur de la barrière augmente, plus la valeur de la tension nécessaire pour initier des décharges partielles est plus élevée. Par ailleurs, en augmentant la largeur de la barrière, on tend à se rapprocher de la configuration plan-plan, caractérisée par un champ quasi uniforme. Par contre, en considérant le tableau VI.7 nous notons qu'il n'apparaît pas une influence de l'épaisseur 'e' de la barrière sur la tension seuil U_s . En effet dans ce cas de figure, l'initiation des décharges partielles est principalement liée à la surface de la barrière.

2L (cm)	10	15	20
Us (kV) Sans barrière	6.7		
Us (kV) Avec barrière	7.9	8.2	9.5

Tableau VI.6: Tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction de la largeur de la barrière ($e = 2.1\text{mm}$, $a/d = 0\%$, $d = 5\text{cm}$)

e (mm)	0.5	2.1	5
Us (kV) sans barrière	6.7		
Us (kV) avec barrière	8.2	8.2	8.4

Tableau.VI.7: Tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction de l'épaisseur de la barrière ($2L = 15\text{cm}$, $a/d = 0\%$, $d = 5\text{cm}$)

VI.3.2 Charge apparente avec et sans barrière

Après avoir déterminé la tension seuil d'apparition des décharges partielles en géométrie pointe-plan, avec et sans barrière, nous nous sommes intéressés aux décharges partielles du point de vue quantitatif, en effectuant les mesures de la charge apparente 'qa' en tension alternative (50Hz).

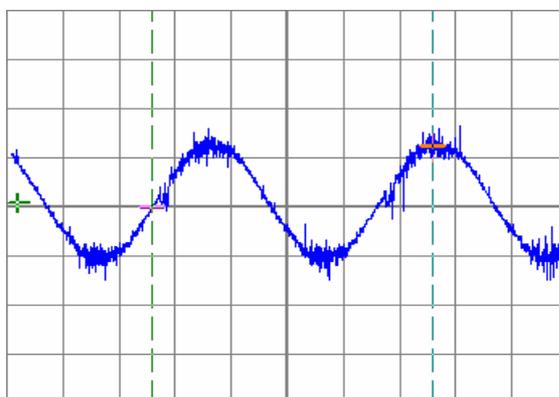
Nous avons présenté à la figure VI.21 les impulsions des décharges partielles en alternance positive et négative, dans le cas où la barrière est en contact avec la pointe (A) et lorsque la barrière est sur le plan mis à la terre (B). Ces oscillogrammes montrent l'effet de la position de la barrière isolante sur la charge apparente. L'amplitude des impulsions est réduite lorsque la barrière est en contact avec la pointe ($a/d = 0\%$).

De la figure VI.22, nous remarquons que la quantité de charges apparentes est réduite lorsque la barrière est introduite dans l'intervalle d'air pointe-plan, notamment lorsque la barrière est en contact avec la pointe. En augmentant la tension V appliquée à la pointe, la charge apparente qa augmente puis tend vers une saturation, ceci à partir d'un certain niveau de tension, minimale lorsque la barrière touche la pointe. Ce cas correspond au cumule de la charge d'espace sur la surface de la barrière. En augmentant encore la tension V jusqu'à être proche de la tension disruptive, la charge apparente commence à décroître. Cette diminution

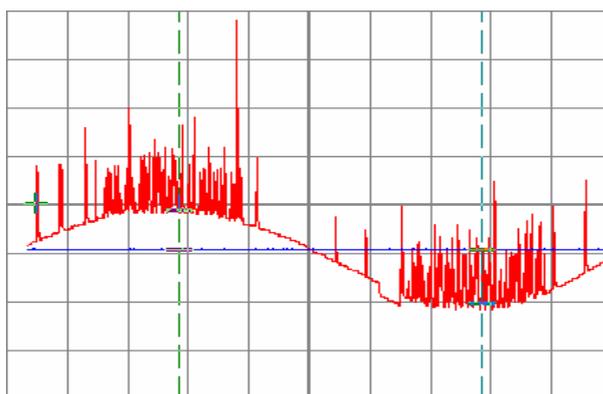
peut être interprétée par l'influence de la pression élevée des gaz occlus à l'intérieur d'éventuelles cavités dans la barrière, conduisant à l'étouffement des décharges [25].

L'effet de la largeur de la barrière, en contact avec la pointe, sur les DP est représenté à la figure VI.23. On voit bien que la charge apparente est plus importante lorsque la largeur de la barrière est plus petite. Ceci confirme une fois de plus l'hypothèse de l'obstacle géométrique des barrières, par rapport à la largeur $2L$ des intervalles d'air pointe-plan [24]. Ce résultat concorde avec celui de la tension seuil U_s d'apparition des décharges partielles à 2 pC (Tableau VI.6).

Quant à l'influence de l'épaisseur de la barrière, nous l'avons présentée à la figure VI.24. De cette figure on remarque que pour une plus grande épaisseur de la barrière, la charge apparente est plus élevée. Ceci est probablement dû au fait que l'augmentation de l'épaisseur de la barrière, par conséquent celui du volume du diélectrique, entraîne un nombre plus élevé d'inclusions et de défauts, d'où l'augmentation de la charge apparente 'qa'.



(A)



(B)

Figure VI.21 : Oscillogrammes de décharges partielles ($V= 10\text{kV}$)

(A) $a/d = 0\%$ (B) $a/d = 100\%$

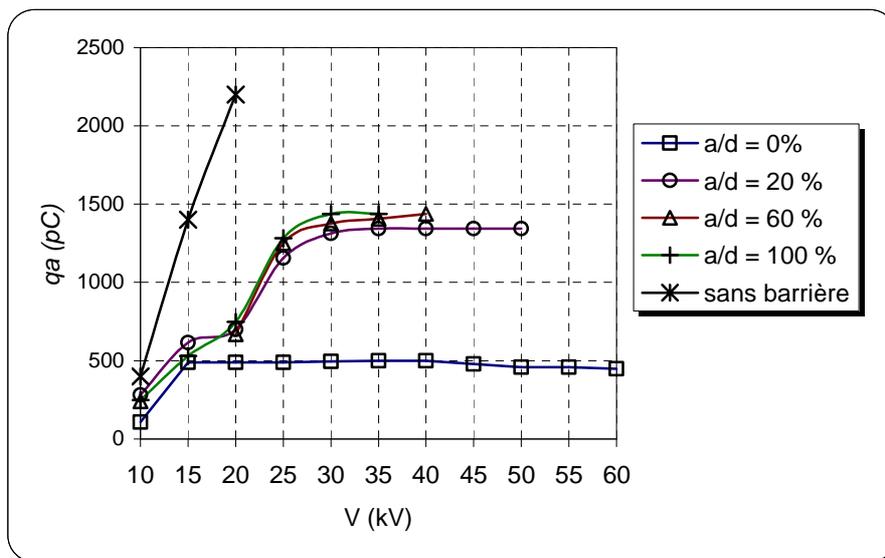


Figure.VI.22 : Influence de la position de la barrière sur la variation de la charge apparente en fonction de la tension V ($e = 2.1$ mm et $2L = 150$ mm)

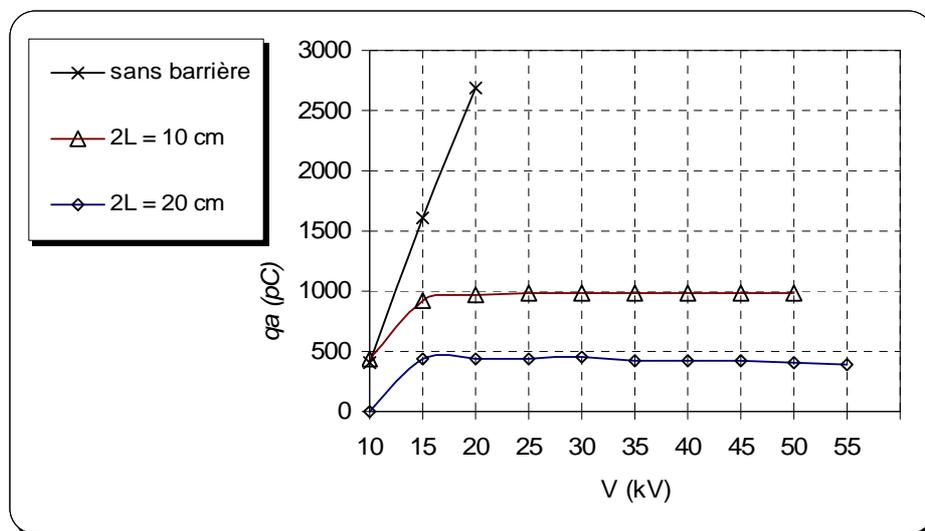


Figure.VI.23 : Influence de la largeur de la barrière sur la variation de la charge apparente en fonction de la tension V ($e = 2.1$ mm et $a/d = 0$ %)

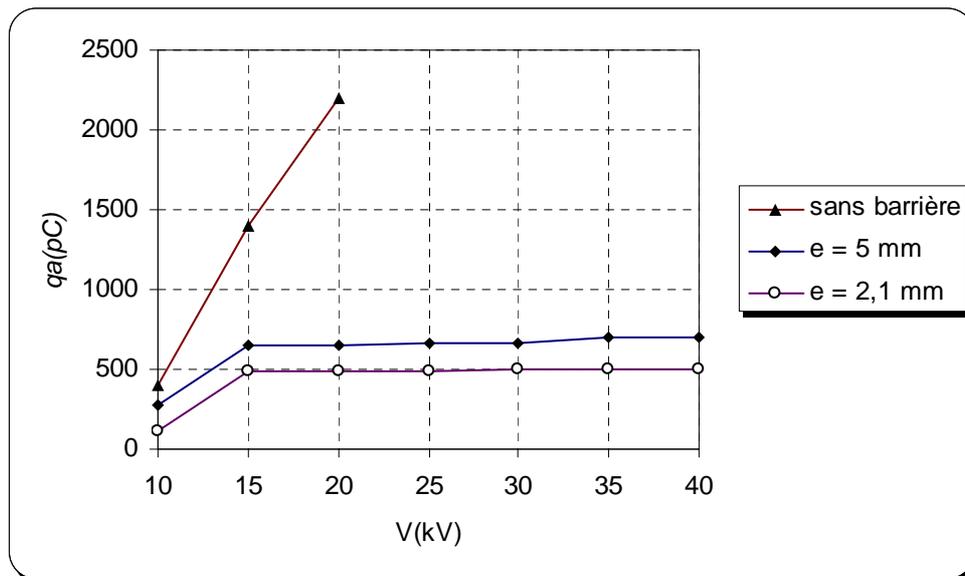


Figure.VI.24 : Influence de l'épaisseur de la barrière sur la variation de la charge apparente en fonction de la tension V ($2L = 150$ mm et $a/d = 0$ %)

VI.4 Corrélation entre le champ électrique et les décharges partielles

Aux figures VI.25 et VI.26 sont illustrés des courbes (V , q_a , E), respectivement pour quelques positions et largeurs de la barrière, où E désigne le champ électrique mesuré avec la sonde capacitive et V la tension alternative appliquée à la pointe.

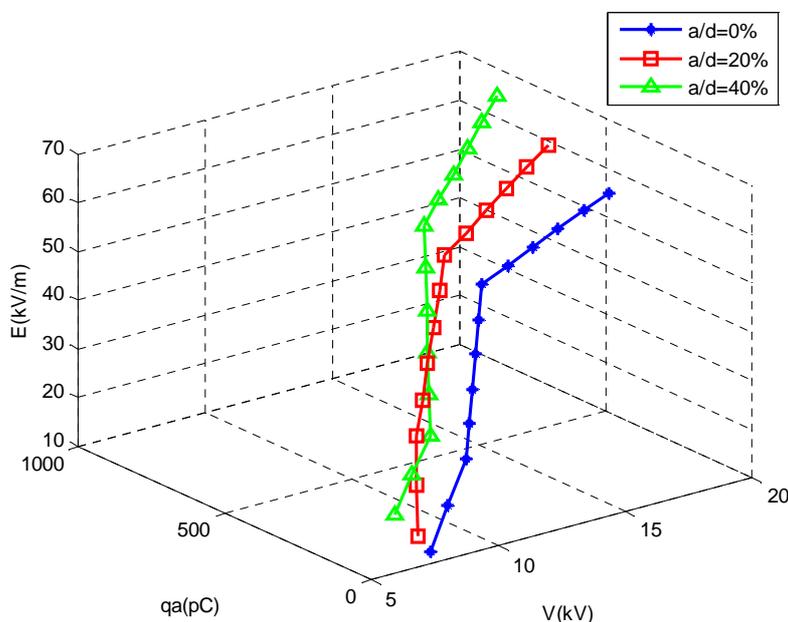


Figure.VI.25 : Courbes (V , q_a , E) pour quelques positions de la barrière ($d = 5$ cm, $2L = 15$ cm, $e = 2.1$ mm)

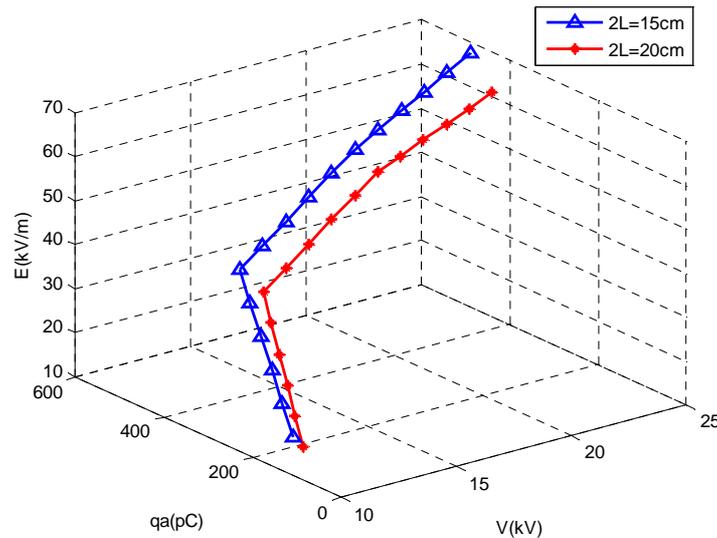


Figure.VI.26 : Courbes (V, qa, E) pour deux largeurs de la barrière ($d = 5$ cm, $a/d = 0\%$, $e = 2.1$ mm)

Par interpolation linéaire des courbes (V, qa, E), il est possible d'exprimer la quantité de charges apparentes 'qa' en fonction du champ électrique E pour une distance inter électrodes $d = 5$ cm.

VI.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats expérimentaux relatif au champ électrique et aux décharges partielles. En tension continue de polarité positive, nous avons obtenu la distribution au plan de la densité de courant et du champ électrique. La présence d'une barrière même trouée, correspondant au cas de la barrière perforée par la décharge, dans l'intervalle d'air pointe-plan réduit la densité de courant. Cette réduction est d'autant plus grande lorsque le diamètre du trou de la barrière est plus faible.

L'insertion d'une barrière dans l'intervalle pointe-plan diminue l'intensité du champ électrique au plan qui devient quasi constant pour un diamètre de trou ne dépassant pas 6 mm. Ce résultat contribue à confirmer l'hypothèse d'uniformisation du champ électrique dans l'intervalle barrière-plan

En tension alternative, nous avons également déterminé la distribution du champ électrique au plan de l'intervalle d'air pointe-plan avec une barrière en bakélite. L'allure des courbes obtenues concorde avec celle en tension impulsionnelle. Les courbes champ électrique - tension sont linéaires comme c'est le cas en tension continue positive en géométrie d'électrodes fil-plan. Ces courbes nous permettent, par extrapolation, de déduire le champ seuil E_S d'apparition de la décharge couronne.

Le champ électrique au plan diminue lorsqu'on rapproche la barrière de la pointe. Ce résultat confirme l'hypothèse de réduction du champ électrique lors de l'introduction d'une barrière isolante dans un système pointe-plan, en particulier pour la position $a/d = 0\%$. Par ailleurs, le champ électrique au plan décroît lorsque des barrières de plus grandes

largeurs sont utilisées. Ce résultat atteste une fois de plus l'hypothèse de l'obstacle géométrique, liée à la largeur de la barrière. Cependant, l'épaisseur de la barrière n'a pas une influence notable sur le champ électrique. Ce résultat est en parfait accord avec les essais de claquage, où la largeur de la barrière reste la dimension à influence dominante sur la rigidité diélectrique du système pointe-barrière-plan. Quant à la permittivité du matériau de la barrière, celle-ci influe sur le champ électrique au plan qui augmente lorsque ϵ_r est plus élevé.

La pollution appliquée à la surface supérieure de la barrière entraîne une augmentation du champ électrique au plan, quel que soit la position de la barrière. Néanmoins, la barrière complètement polluée humidifiée entraîne une plus grande augmentation du champ électrique par rapport à la barrière propre, comparé au cas où la barrière est uniquement polluée sur sa surface supérieure. Ce résultat concorde avec les essais de claquage présentés dans le chapitre précédent. Par contre, lorsque la barrière est polluée puis séchée, la pollution appliquée à la surface inférieure de la barrière contribue légèrement à la diminution du champ électrique au plan.

Les résultats des essais de décharges partielles DP en tension alternative ont révélé l'influence de certains paramètres de la barrière sur le seuil d'apparition des décharges partielles et la charge apparente. La tension seuil d'apparition des décharges partielles augmente, particulièrement lorsque la barrière est en contact avec la pointe. Ce résultat est en accord avec nos mesures de la tension disruptive de l'intervalle pointe-barrière-plan, où la position optimale de la barrière correspond au cas où celle-ci est en contact avec la pointe. Aussi, la tension seuil d'apparition des décharges partielles augmente lorsqu'on insère des barrières de plus grande largeur. La quantité de charge apparente est diminuée lors de l'introduction d'une barrière isolante dans l'intervalle d'air pointe-plan, notamment lorsque la barrière est en contact avec la pointe. Cette réduction est également constatée lors de l'utilisation de barrières plus larges, ce qui confirme encore l'hypothèse de l'obstacle géométrique des barrières par rapport à la largeur.

Il ressort de notre étude une très bonne corrélation entre les résultats de la tension disruptive, du champ électrique et des décharges partielles.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.M.Meek, M.MC.Collins, « Measurement of field preceding impulse breakdown of rod-plane gaps », Proc. Of the 7th Int.conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vol1, Belgrad, pp.581-585, 1966.
- [2] K.Hidaka, « Progress in Japan of space charge field measurement in gaseous dielectric using a pockels sensor », IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol.12, N°1, pp17-28. 1996.
- [3] K.Hidaka, T.Kouno, « A method for measuring electric field in space charge by means of Pockels device », J. Electrostatics. Vol. 11, pp.195-211, 1982.
- [4] S Mouhoubi, A Boubakeur, « Influence des barrières isolantes sur la tension de claquage des intervalles d'air pointe-plan en tension continue et alternative », International Conference on Electrical System (ICES'06), Oum el Bouagui, 2006.
- [5] S.Mouhoubi, R.Boudissa, O.Iamarene, « Influence d'une barrière isolante polluée sur la rigidité diélectrique d'un système d'électrodes pointe-plan », 6^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension CNHT'07, Taghit 2007.
- [6] E. Warburg, « Characteristic des spitzenstromes », Handbuch der Physi, Vol. 14, Berlin Springer, 1927.
- [7] S.Mouhoubi, « Mesure du champ électrique avec la sonde polarisée de Tassicker lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan », Thèse de magister. Université de Bejaia., 1996.
- [8] Y.Zebboudj, S.Mouhoubi, « Mesure du champ électrique par la sonde polarisée lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan », 2^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT'97), pp180-184, Tizi-Ouzou ,1997.
- [9] Townsend J.S, « Electricity in gases », Oxford University Press, 1914.
- [10] S.Mouhoubi, A.Boubakeur, « Measurement of electric field in a point-plane arrangement with corona discharge », Conférence Internationale sur le Génie Electrique (CIGE'04), pp.232-236, Sétif 2004.
- [11] J.E. Jones, « A theoretical explanation of the laws of Warburg and Sigmond », Proc. R.Soc. Lond. A, pp.1033-1052, 1997.
- [12] Y. Zebboudj, « Influence de l'humidité de l'air atmosphérique sur les paramètres de la décharge couronne positive en géométrie cylindrique », Thèse de Doctorat de l'université Paris VI, 1988.
- [13] Y.Zebboudj, S.Mouhoubi, « Mesure du champ électrique par la sonde polarisée lors de la décharge couronne en géométrie fil-plan », 2^{ème} Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT'97), pp180-184, Tizi-Ouzou ,1997.

- [14] S.Mouhoubi, M.Oukachbi, « Calcul du champ électrique par la méthode des charges fictives », Communication à la deuxième conférence internationale sur l'électrotechnique: 2nd International Conference on Electrotechnics (ICEL'2000), pp.531-536, Oran, 2000.
- [15] A. Boubakeur, « Influence des barrières sur la tension de décharge disruptive des moyens intervalles d'air pointe-plan », Thèse de Doctorat, E.P.Varsovie, Pologne, 1979.
- [16] S.Mouhoubi, A.Boubakeur, « Measurement of electric field strength in a point- barrier with a hole – plane arrangement », 4th International Conference on Electric Charges in Non-Conductive Materials (CSC'4), pp.332-336, France 2001.
- [17] S Mouhoubi, A Boubakeur, « Etude de l'influence d'une barrière trouée sur le champ électrique en géométrie pointe-plan », Conférence Nationale sur la Haute Tension (CNHT'04), pp.167-170, Ghardaia 2002.
- [18] S Mouhoubi, A Boubakeur, « Electric field measurement in point-plane air gap with insulating barrier under AC voltage », 3rd International Conference on Systems, Signals and Devices (SSD'05), IEEE, PES-113, Tunisia 2005.
- [19] S.Mouhoubi, A.Boubakeur, M.Haddad, R.Boudissa, « Contribution to the study of barrier influence on dielectric strength, electric field and partial discharges of a rod-plane air gap in AC voltage », Soumise à American J.A.P.
- [20] A.Boubakeur, L.Mokhnache, S.Boukhtache, « Numerical model describing the effect(s) of a barrier and the space charge fields on the electrical strength of a point-plane air gap using the finite elements », Conference on Electrical. Insulation and Dielectric Phenomena CEIDP'2000, Vol.2, pp.466-469, Victoria (Canada), 2000.
- [21] L. Ming, T. Bengtsson, « Barrier effects air insulates systems under DC voltage », International Symposium on High Voltage Engineering (8th ISH), Session 4303, pp.1-4, Yokohama, 1993.
- [22] J.L.Jakubowski, A.Boubakeur, « Rigidité des moyens intervalles d'air dans les systèmes isolants pointe-plan avec barrières », Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences (Polish Academy of Sciences Bulletin), Vol.28, N°9-10, pp.141-147, 1980.
- [23] L. Mokhnache, « Contribution à l'étude de l'influence des barrières dans les intervalles d'air pointe-plan par le calcul numérique du champ à l'aide de la méthode des éléments finis avec et sans charge d'espace », Thèse de magister, Batna 1997.
- [24] S.Mouhoubi, A.Boubakeur, « Partial discharges behaviour in a rod-plane arrangement with an insulating barrier », Archives of Elect Eng. Vol. I.VI. N° 3-4, pp. 187-196, 2007.
- [25] P.Segur, « Gaz isolants », Techniques de l'ingénieur, D 2 530 pp.1-33.

*Conclusion
Générale*

Conclusion générale

Les travaux de notre thèse s'inscrivent dans la thématique de recherche, dont l'objectif est d'étudier l'influence des paramètres de la décharge disruptive d'un intervalle d'air pointe-barrière-plan. Nous avons, de ce fait, étudié l'influence des barrières insérées dans cet intervalle sur trois paramètres de la décharge, à savoir: la tension disruptive, le champ électrique et les décharges partielles. Les résultats de mesures réalisés sur des barrières en bakélite et en verre ont permis de ressortir une bonne corrélation entre ces paramètres.

La première partie de notre thèse est consacrée aux essais de claquage d'un petit intervalle d'air pointe-plan de 5 cm, avec et sans barrière, sous tension continue positive et alternative (50Hz). Nous avons montré qu'il existe un emplacement optimal de la barrière isolante dans l'intervalle d'air pointe-plan donnant une valeur maximale de la tension disruptive. L'optimum est étroitement lié aux dimensions de la barrière, particulièrement à sa largeur. La position optimale est comprise entre 0 et 20% de la distance inter électrodes. Elle correspond généralement au cas où la barrière est en contact direct avec la pointe. Notamment, il est possible d'augmenter davantage la tension disruptive en utilisant des barrières isolantes plus larges ou encore d'insérer deux barrières en tension continue positive. Néanmoins, l'utilisation de barrières minces et larges risque de diminuer la rigidité diélectrique après perforation de la barrière par la décharge. De ce fait, il est recommandé de prévoir des épaisseurs adéquates des barrières afin d'éviter une telle perforation. Nous avons également observé le vieillissement sous tension continue positive des barrières en bakélite, qui se traduit par une dégradation de leurs surfaces pouvant aboutir à une perforation. L'insertion d'une barrière métallique invoquant le cas de la barrière isolante fortement polluée a un effet négatif sur la tenue diélectrique du système pointe-plan. Par contre, en utilisant une barrière métallique à bords arrondis vers la pointe, la barrière améliore légèrement la tension disruptive.

Quand la barrière est complètement recouverte d'une couche de pollution, c'est la surface en face de la pointe qui décidera en ce qui concerne la valeur de la tension disruptive de l'arrangement pointe-barrière-plan. Dans le cas où la barrière est placée dans des sites pollués, il est préconisé d'utiliser des barrières en verre. En effet, quelque soit le mode d'application de la pollution, la tension disruptive est améliorée par rapport au système sans barrière même pour une conductivité de 15 μ S. Notamment, la barrière en verre de forme concave a donné une plus grande amélioration de la rigidité diélectrique lorsque sa concavité est orientée vers la pointe, où le canal de décharge est allongé.

Dans la seconde partie de notre travail, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'influence des barrières sur le champ électrique. Nous avons mis en évidence la réduction du champ électrique en présence d'une barrière isolante, en particulier lorsque la barrière est en contact avec la pointe. Cette diminution permet d'interpréter l'augmentation de la rigidité diélectrique après insertion de la barrière dans l'intervalle d'air pointe-plan. Nous avons aussi confirmé l'hypothèse d'uniformisation du champ électrique dans l'intervalle barrière - plan. Notamment, le champ électrique au plan décroît lorsque des barrières de plus grandes largeurs sont utilisées. Ce résultat atteste l'hypothèse de l'obstacle géométrique, liée à la largeur de la barrière. Cependant, l'épaisseur de la barrière n'a pas une influence notable sur le champ électrique. Ce résultat est en parfait accord avec les essais de claquage, où la largeur de la barrière représente la dimension à influence dominante sur la rigidité diélectrique du

système pointe-barrière-plan. La permittivité du matériau de la barrière, quant à elle, augmente le champ électrique au plan lorsque celle-ci est plus élevée. Par contre, la barrière polluée entraîne toujours une augmentation du champ électrique au plan.

L'objectif de la troisième partie de cette thèse est de vérifier l'effet des barrières sur les décharges partielles en tension alternative (50Hz). L'ensemble des essais de mesure des décharges partielles (DP) en tension alternative a révélé l'influence de certains paramètres de la barrière sur le seuil d'apparition des décharges partielles et de la charge apparente. La tension seuil d'apparition des décharges partielles à 2pC augmente, particulièrement lorsque la barrière est en contact avec la pointe. Ce résultat concorde avec nos mesures de la tension disruptive de l'intervalle pointe-barrière-plan, où la position optimale de la barrière correspond au cas où celle-ci est en contact avec la pointe. Aussi, la tension seuil d'apparition des décharges partielles augmente lorsqu'on insère des barrières de plus grande largeur. La quantité de charges apparentes est réduite lors de l'introduction d'une barrière isolante dans l'intervalle d'air pointe-plan, notamment lorsque la barrière est en contact avec la pointe. Cette réduction traduit une amélioration de la rigidité diélectrique de l'intervalle d'air pointe-barrière-plan. Cette amélioration est également constatée lors de l'utilisation de barrières plus larges, ce qui confirme encore l'hypothèse de l'obstacle géométrique des barrières par rapport à la largeur. Par interpolation linéaire des courbes (tension V , charge apparente q_a , champ électrique E), il est possible de déduire la quantité de charges apparentes ' q_a ' pour un champ électrique E donné.

Enfin, les perspectives dégagées de cette étude sont diverses. Les résultats expérimentaux obtenus peuvent servir comme base de données dans l'utilisation des systèmes d'intelligence artificielle telles que les réseaux de neurones et la logique floue pour la prédiction de propriétés et de grandeurs difficile ou impossible à mesurer (charge d'espace, tension de claquage, champ électrique,..etc). Nos résultats peuvent également servir à dimensionner des appareils de coupures tels que les disjoncteurs à air. Des investigations sur l'effet des barrières sous conditions atmosphériques contrôlées (pression contrôlée), sous tension continue et alternative à fréquence variable sont envisagées.

ملخص

يتمثل العمل العلمي المنجز في قياس توتر القطع الكهربائي، الحقل الكهربائي و التفريغ الكهربائي الجزئي في مجالات هوائية حاد – سطح و ذلك باستعمال حاجز، تحت توتر مستمر و متتالي (50 Hz) .
في دراستنا، أخذنا كذلك بعين الاعتبار تأثير عوامل خاصة بشكل المجال: الطول، عدد الحواجز المستعملة و موضع الحاجز، و عوامل متعلقة بالحاجز نفسه: مادته، شكله، مقاييسه، ذو ثقب و حالة المساحة (مساحات نظيفة و ملوثة).

الجديد في هذه الدراسة أنها تحتوي على نتائج إضافية في التوتر المستمر و المتتالي، خاصة المتعلقة بالحقل الكهربائي و التفريغ الكهربائي الجزئي. كما ستخرجنا التأثير الغالب لبعض العوامل الخاصة بالحاجز، منها طول وقابلية توصيل الكهرباء السطحية.

كلمات مفاتيح:

حاجز، تفريغ تاجي، حقل كهربائي، توتر القطع الكهربائي، تفريغ كهربائي جزئي.

Résumé

Les travaux de recherches réalisés consistent en la mesure de la tension disruptive, du champ électrique et des décharges partielles dans les intervalles d'air pointe-plan en présence d'une barrière, sous tension continue et alternative (50Hz).

Dans notre étude, nous avons tenu compte de l'effet de paramètres de configuration de l'intervalle : longueur de l'intervalle, nombre de barrières utilisées et position de la barrière, et, de paramètres relatifs à la barrière elle-même : matériau, forme, dimensions, trou et état de surface (surfaces propres et polluées).

L'originalité de cette étude réside dans le fait qu'elle présente un complément de résultats en tension continue et alternative, notamment ceux du champ électrique et des décharges partielles. D'autre part, nos mesures ont révélés une très bonne corrélation entre la tension disruptive, le champ électrique et les décharges partielles. Nous avons également fait ressortir l'effet dominant de certains paramètres de la barrière, tel que sa largeur et sa conductivité superficielle.

Mots clés :

Barrière, Décharge couronne, Champ électrique, Tension disruptive, Décharges partielles.

Abstract

The realized research works consist on breakdown voltage, electric field and partial discharges measurement in point-plane air gaps with barrier, in DC and AC (50Hz) voltage. In our study, we considered configuration gap parameters effect: length of the gap, number of barriers and barrier position, and, of barrier parameters: material, shape, dimensions, hole and surface state (clean and polluted surfaces).

The originality of this study lies in the fact that we present a complement of results in DC and AC voltage, mainly electric field and partial discharges results. On the other hand, our measurements revealed a very good correlation between the breakdown voltage, electric field and the partial discharges. We also highlighted dominating effect of some barrier parameters, such as its width and superficial conductivity.

Keywords:

Barrier, Corona discharge, Electric field, Breakdown voltage, Partial discharges.