

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
Département de Génie Electrique

Thèse de Doctorat d'Etat en Electrotechnique
Option : Réseaux Electriques

***Slimane* BOUAZABIA**

Magister en Electrotechnique
De l'Ecole Nationale Polytechnique

Thème :

***Etude des phénomènes de
génération des streamers dans
les diélectriques liquides***

Soutenue le 23 Février 2006, devant le jury suivant

A. BOUBAKEUR	Professeur	E.N.P	Président
A. BEROUAL	Professeur	E.C.Lyon	Rapporteur
R. IBTIOUEN	Professeur	E.N.P	Examineur
A. MEKHALDI	Professeur	E.N.P	Examineur
H. MOULAI	Maître de Conférence	U.S.T.H.B.	Examineur
M. NEDJAR	Maître de Conférence	U.M.M.T.O	Invité

Dédicaces

A Nadia

A Nassim , Mehdi et Hakim

A mes parents

A mes frères et sœurs

A tous ceux qui me sont chers

Remerciements

Je remercie très vivement Monsieur Abderrahmane Bérroual, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, de m'avoir confié le sujet, et de l'aide précieuse qu'il a toujours bien voulu m'apporter. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Ahmed Boubakeur, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, pour l'honneur qu'il me fait de Présider le jury. Je ne saurais omettre de reconnaître sa disponibilité à chaque sollicitation et sa générosité scientifique, ainsi que ses rapports humains.

Que Monsieur Rachid Ibtouen, Professeur à l'Ecole Nationale polytechnique, soit remercié à plus d'un titre. En plus de l'honneur qu'il me fait en acceptant d'examiner la thèse, Il a toujours été derrière le travail en ne cessant jamais de m'encourager dans les moments de faiblesses et à croire en moi. Ces encouragements ont été un véritable stimulant pour son aboutissement.

Messieurs A. Mekhaldi, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique et H. Moulai, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et de la technologie Houari Boumédiène, sont remerciés pour avoir accepté d'examiner le travail. Les différentes discussions que j'ai pu avoir avec eux ont été d'un grand apport durant la réalisation de ce travail.

Que Monsieur M. Nedjar, Maître de Conférences à l'Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, accepte mes sympathiques sentiments pour être mon invité d'honneur à l'examen de cette thèse.

Ce travail n'aurait jamais pu aboutir sans les encouragements des collègues de l'ENP et de l'USTHB, Citer un quelconque nom serait hasardeux de ma part, de peur d'en oublier certains, ils se reconnaîtront d'eux mêmes. Qu'ils acceptent mes sincères reconnaissances et qu'ils sachent que leur sympathique collaboration a toujours été d'un grand apport.

Sommaire	1
Nomenclature	4
Introduction Générale	6

Chapitre I : **Génération des décharges dans les diélectriques liquides**

Introduction	9
I-1 Mécanismes électroniques	9
I-1-1 Double couche	9
I-1-1-a Répartition de la charge	10
I-1-1-b Répartition du potentiel	11
I-1-1-c Longueur de Debye	14
I-1-1-d Potentiel zéta ζ	15
I-1-2 Mécanismes d'injection des porteurs de charges	15
I-1-2-1 Injection électronique	15
I-1-2-2 Injection ionique	21
I-1-2-2-1 Mécanismes de multiplication électronique	21
I-1-2-2-2 Emission de champ	22
I-1-2-2-3 Ionisation du champ à l'anode	23
I-1-2-3 Charges d'espace et mouvements électrohydrodynamiques induits par l'injection	24
I-1-2-3-1 Mouvements électrohydrodynamiques	24
I-1-2-3-2 Limitation du courant par charge d'espace	25
I-2 Initiation des phénomènes prédisruptifs par la formation de bulles	26
I-2-1 Mécanismes de formation de bulles dans le diélectrique liquide	26
I-2-1-1 Cavitation électrohydrodynamique	26
I-2-2 Cavitation d'origine électrique	27
I-2-2-3 Mécanismes thermiques	28
I-2-3 Génération de bulles dans les hydrocarbures liquides dues aux impulsions de Trichel	29
I-2-3-1 Impulsions de Trichel dans les hydrocarbures liquides sous tension continue	29
I-3 Génération de bulles	30
I-3-1 Tension d'initiation des phénomènes prédisruptifs	30
I-3-2 Paramètres influençant la tension de génération	33
I-4 Dynamique de la bulle	33
I-4-1 Dynamique de la bulle selon le modèle de Rayleigh	33
I-5 Taille et durée de vie de la bulle	35
I-6 Taille de la bulle en fonction de l'énergie injectée	35

I-7 Transition bulle-streamer	36
Conclusion	37

Chapitre II

Technique expérimentale

II-1. Dispositif expérimental	39
II-1-1. Sources de tension	40
II-1-2. Cellules d'essais	40
II-1-3. Mesure du courant et de la charge électrique	43
II-1-4. Détection de la perturbation	43
II-1-5. Enregistrement des différents signaux	43
II-1-6. Analyses chromatographiques	43
II-1-7. Mode opératoire	44
II-1-8. Liquides utilisés	44
II-1-9. Electrodes pointes utilisés	44

Chapitre III

Résultats expérimentaux sur la génération en continue et alternative

III-1 Identification de la perturbation	46
III-1-1 En tension continue	46
III-1-2 En tension alternative	48
III-1-3 Analyses chromatographiques	50
III-2 Génération de la bulle gazeuse en tension continue	51
III-2-1 Influence de la distance inter – électrodes	51
III-2-2 Influence du rayon de courbure de la pointe	53
III-2-3 Influence de la structure du liquide	55
III-2-4 Influence des additifs	56
III-2-5: Energie de génération et dimension de la bulle	56
Conclusion	60
III-3 Génération de la bulle gazeuse en tension alternative	61
III-3-1 Influence de la distance inter-électrodes sur la tension de génération ..	61
III-3-2 Influence du rayon de courbure de la pointe sur la tension de génération.....	64
III-3-3 Influence de la nature du liquide sur la tension de génération	65
III-3-3-1 Influence de la permittivité	65
III-3-3-2 Influence de l'énergie de vaporisation du liquide	66
III-3-3-3 Influence du Potentiel d'ionisation	67
III-3-3-4 Influence des additifs capteurs d'électrons	68
Conclusion	70

Chapitre IV
Transition de la bulle
en streamer -Discussion

IV-1 Discussion	71
IV-1-1 Nature de la perturbation	71
IV-1-2 Origine de la bulle gazeuse	72
IV-1-3 variation de la tension de génération en fonction des paramètres géométriques	73
IV-1-4 influence des additifs sur la tension de génération	74
IV-2 Etude de la transition de la bulle gazeuse en streamer	75
IV-2-1 Analyses du premier pic de courant	75
IV-2-1-1 Courant et charge électrique du premier pic	75
IV-2-1-3 Energie du premier pic	83
IV-2-1-4 Dimension de la bulle	85
IV-2-2 Transition de la bulle en streamer	87
IV-2-2-1 Décharge de Townsend	88
• Calcul du premier coefficient de Townsend α	88
• Evaluation du critère de Townsend	90
• Evaluation du champ électrique sur le front de la bulle	91
Conclusion	92
Conclusion Générale	93
Références Bibliographiques	95

Nomenclature

ε	Permittivité
ρ	Masse volumique du liquide
η	Viscosité du liquide
σ	Tension superficielle
τ	Temps de séjour du liquide dans la région de champ fort.
$\beta(\text{cm}^{-1})$	Facteur reliant le champ sur la pointe à la tension appliquée
ε_0	Permittivité du vide
$\Phi_1(\text{en eV})$	Travail d'extraction des électrons du métal dans région
μ_i	Mobilité des ions
ε_r	Permittivité relative du liquide
μ_{EHD}	Mobilité électrohydrodynamique
A	Terme indépendant du champ
B	Terme indépendant du champ mais fonction du liquide
C_p	Capacité thermique massique à pression constante
$C_p(T)$	Capacité thermique massique à pression constante
DMA	Diméthylaniline
d	Distance inter-électrodes
e	Charge élémentaire de l'électron
E	Champ électrique appliqué
\bar{E}	Champ moyen
E_0	Champ sur la pointe
f(y)	Terme de correction lié à la force image
I_1	Energie d'ionisation des molécules en phase liquide (en eV)
k	Constante de Boltzman
K_D	Vitesse de dissociation
K_R	Vitesse de recombinaison
L'	Densité d'énergie de vaporisation et de décomposition
$l_s(t)$	Longueur du streamer
L_v	Chaleur latente de vaporisation à volume constant

P_{∞}	Pression hydrostatique
P_g	Pression partielle du gaz contenu dans la bulle
P_V	Pression de vapeur saturante
R	Constante des gaz parfaits
R_{lm}	Rayon maximum de la bulle
r_p	Rayon de courbure de la pointe
r_s	Rayon du filament
T	Température absolue
T_0	Température d'ébullition
T_{amb}	Température ambiante
T_{eb}	Température d'ébullition à la pression hydrostatique appliquée
U	Tension appliquée
V	Tension appliquée (en V)
v	Vitesse du streamer
V_{EHD}	Vitesse d'écoulement électrohydrodynamique
V_i	Potentiel d'ionisation des molécules du liquide
W	Energie

Introduction Générale

Les phénomènes de décharges dans les diélectriques liquides restent jusqu'à ce jour moins bien connus comparés aux gaz et aux solides malgré l'existence d'une importante quantité d'informations. Cela est principalement dû à l'intervention d'une multitude de facteurs physico-chimiques, thermiques, électroniques, hydrodynamiques,... lors de l'apparition (phase de génération) ou durant la phase de propagation de perturbations dénommées "streamers" et ce jusqu'au claquage.

Les premiers travaux sur les phénomènes de décharge dans les diélectriques liquides proposaient d'adopter les résultats acquis dans les solides et les gaz. Ils supposaient que des mécanismes basés sur les vibrations électroniques et les électrons libres ou bien des émissions et multiplications électroniques, intervenaient dans le claquage des diélectriques liquides. Cependant, les résultats obtenus restaient limités et n'arrivaient pas à expliquer, par exemple, l'influence de la pression sur la tension de claquage.

On suggéra alors, que le claquage peut être dû à la présence d'impuretés en suspension dans le liquide. Ces impuretés de différentes natures en présence d'un champ électrique, peuvent former un pont reliant les deux électrodes et conduire au claquage ; on dit alors qu'on a un claquage par pont.

Par la suite, les processus de claquage avec intervention d'une phase gazeuse ont été proposés. Cette phase gazeuse est une cavité (ou bulle) résultant d'une ébullition locale du liquide ou d'une cavitation due à une dépression locale par action du champ électrostatique ou du mouvement électrohydrodynamique du liquide.

Grâce aux progrès réalisés dans le domaine optique et à l'élaboration d'appareils d'enregistrements ultrarapides, des progrès importants ont été réalisés pour la compréhension des phénomènes conduisant au claquage, particulièrement, durant la phase de propagation du streamer.

Ainsi, il a été mis en évidence l'existence de corrélations entre les différents paramètres (courant, charge électriques, tension appliquée, vitesse de propagation,

lumière émise, etc....) et caractéristiques physico-chimiques (permittivité, énergie d'extraction, chaleur latente, etc...), caractérisant les streamers subsoniques (en polarité négative) et supersoniques (polarité positive) [1]. Toutefois, certains cas restaient inexplicables. A titre d'exemple, nous pouvons citer l'apparition d'un streamer supersonique après un départ en mode subsonique [1].

La difficulté à justifier ces cas a incité les chercheurs à s'intéresser à la phase précédant la propagation des streamers, concentrant ainsi leurs efforts sur les phénomènes d'initiation ou de génération.

Les différents travaux, relatifs à l'étude des phénomènes de génération des décharges dans les diélectriques liquides, classent les mécanismes observés en deux catégories ;

- (1) électronique : dans laquelle les phénomènes électriques de diverses natures sont observés
- (2) thermique : justifiant de l'effet de la chaleur.

Notre travail porte sur l'étude des mécanismes physico-chimiques qui interviennent durant cette phase de génération. Le présent manuscrit comporte quatre chapitres.

Le premier chapitre, présente une synthèse sur l'état des connaissances dans le domaine de la génération dans les diélectriques liquides.

Dans le second chapitre, nous présentons les techniques expérimentales utilisées lors des essais. Nous exposerons le banc d'essais, le matériel, le mode opératoire ainsi que les liquides employés.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation de l'ensemble des résultats relatifs aux conditions de génération sous tensions continue (polarités négative et positive) et alternative. Il est constitué, lui-même, de trois parties :

- 1- Identification de la perturbation;
- 2- Génération de la bulle gazeuse en tension continue (polarités positive et négative);
- 3- Génération de la bulle gazeuse sous tension alternative;

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous discuterons des différents mécanismes impliqués dans la génération des streamers et son évolution.

Chapitre I :

Génération des décharges dans les diélectriques liquides

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons et discutons les différents résultats rapportés dans la littérature concernant la phase de génération dans les diélectriques liquides ainsi que des conditions requises pour la génération du streamer.

Il ressort des nombreux travaux que les mécanismes responsables de la génération des streamers peuvent être regroupés en deux catégories.

- La première appelée électronique, basée sur les phénomènes de multiplication électronique semblables à ceux qui interviennent dans les isolants gazeux.
- La seconde fait intervenir des phénomènes gazeux où la bulle est le détonateur.

I-1 Mécanismes électroniques

Les phénomènes électroniques sont régis par les mécanismes physiques responsables de la génération des particules chargées. Deux principales théories sont rapportées dans la littérature: la double couche et l'injection de charges.

I-1-1 Double couche

La mise en contact de l'électrode (métal) avec le diélectrique (liquide) peut, par adsorption et dissociation, être à l'origine de la création d'une couche constituée de charges électriques de signes différents [2, à 5]. Etant donné l'existence d'une barrière de potentiel au niveau de la surface métallique, rendant difficile le passage d'un électron du métal au milieu extérieur, ces ions demeurent collés à la surface métallique sans être déchargés. Ces ions et leurs images forment ce que l'on appelle la double couche. Cette double couche joue un rôle analogue à celui d'un condensateur plan dont la capacité est de l'ordre de 0,1 F/m, avec des tensions de l'ordre du volt, impliquant des champs électriques de l'ordre de 10^9 V/m [6]. La tension au milieu de la double couche peut varier selon la nature et la densité des ions dans un intervalle de 4 à 5 V. Sa valeur joue un rôle important dans le transfert électronique entre le liquide et le métal des électrodes caractérisé par son niveau de Fermi.

I-1-1-a Répartition de la charge

A l'équilibre des charges (tension appliquée nulle), des couches seront établies à l'interface électrode/liquide conservant, toutefois, la somme des courants égale zéro. Typiquement, ces couches sont formées de plusieurs composantes. D'abord, un nuage d'électrons est créé sur la surface, à l'intérieur du métal, se prolongeant dehors, au delà du métal. Une monocouche d'ions et de molécules du liquide adsorbera chimiquement et physiquement avec celui-ci, pour former la couche intérieure dite de Helmholtz (Inner Helmholtz Layer : IHL). Si les molécules sont polaires, cette couche peut être fortement structurée avec des propriétés tout à fait différentes de celles du volume de liquide. Au delà, dans la couche externe de Helmholtz (Outer Helmholtz Layer : OHL), les ions commenceront à acquérir un caractère polaire qu'ils conservent dans le volume du liquide. Vu la différence d'environnement dans les trois zones l'IHL, l'OHL et le liquide, les ions seront soumis à des niveaux d'énergie différents. La couche, se trouvant au delà de la couche externe de Helmholtz, est une région diffuse dont l'ampleur, d'après Gouy-Chapman, dépend de la concentration des charges. Cette dernière serait de l'ordre de quelques dizaines d'Angström, pour des électrolytes, à quelques dixièmes de μm pour les diélectriques liquides (fig. I-1).

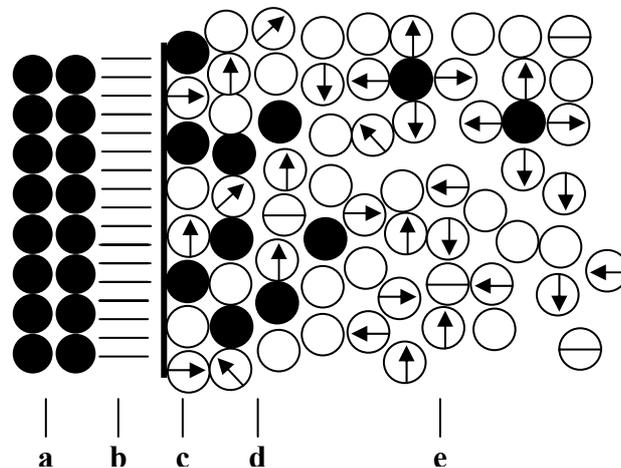


Fig. I-1: Représentation de l'interface électrode métallique diélectrique liquide
 a : anode ; b : nuage externe d'électrons ; c : épaisseur unique d'ions et de molécules dite largeur interne de Helmholtz (IHL),
 d : largeur externe de Helmholtz (OHL), e : largeur de la couche diffuse de Gouy-Chapman [6].

La répartition des charges $q(x)$ sur l'axe inter-électrodes dans la couche diffuse dépend de la longueur de Debye. Elle suit la loi exponentielle suivante :

$$q(x) = \left(\frac{q_0}{L_D} \right) \exp\left(-\frac{(x-s)}{L_D} \right) \quad (\text{I-1})$$

avec q_0 : Densité de charges dans la couche compacte
 s : Epaisseur de la double couche

La présence de charges faiblement liées au métal facilite leur déplacement sous l'effet d'un champ électrique ; ce qui serait à l'origine des phénomènes électriques qui se manifestent dans le diélectrique.

I-1-1-b Répartition du potentiel

D'après le modèle élaboré par Gouy-Chapman (en 1910) et amélioré par Stern (en 1924) [7, 8] puis Helmholtz (en 1947), la répartition du potentiel dans la couche compacte est différente de celle de la couche diffuse (fig. I-2):

La première correspond à un saut brutal du potentiel, dans la couche interne de l'électrode métallique dite sous couche ou «couche compacte». Cette chute brutale est le résultat de l'accumulation d'ions et de dipôles dans une zone caractérisée par la longueur d'approche des ions de l'électrode x_A . Cette longueur est de l'ordre 5 à 10 nm [7].

La deuxième partie, dite couche diffuse, correspond à la différence de potentiel entre la couche compacte et le liquide. Cette couche diffuse joue un rôle fondamental dans les phénomènes électrocinétiques susceptibles d'apparaître. Elle est définie comme le potentiel électrocinétique ou le potentiel zéta (ζ).

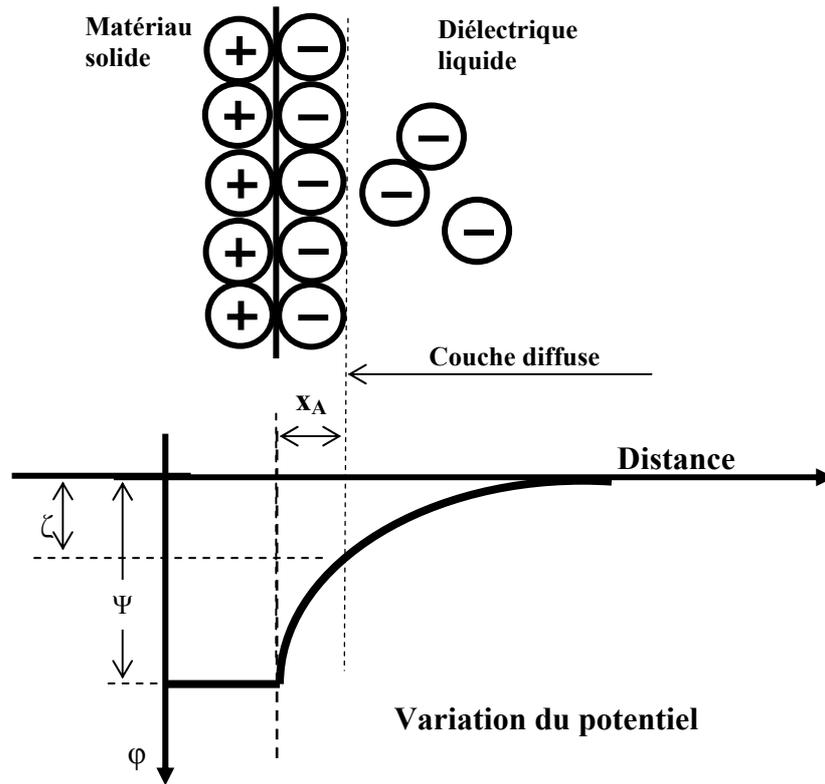


Fig. I-2: Représentation schématique de la double couche électrique et distribution du potentiel à l'interface [6].

La tension entre l'électrode solide et le liquide sera représentée par :

$$\Psi = \phi + \zeta$$

avec ζ : tension entre la couche compacte et le liquide
 Φ : tension aux bornes de la couche compacte
 Ψ : tension totale entre l'électrode solide et le liquide

Dans la couche compacte, caractérisée par la distance minimale x_A d'approche des ions de l'électrode, Stern considère que le potentiel décroît linéairement. Les charges électriques se trouvant à cette distance de la surface sont adsorbées ; elles font partie de la sous couche définie aussi comme la couche de Helmholtz. Dans la couche diffuse, le potentiel décroît exponentiellement suivant l'équation de Poisson-Boltzman [9] suivante :

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp\left(-\frac{x}{L_D}\right) \quad (I-2)$$

L_D étant la longueur de Debye

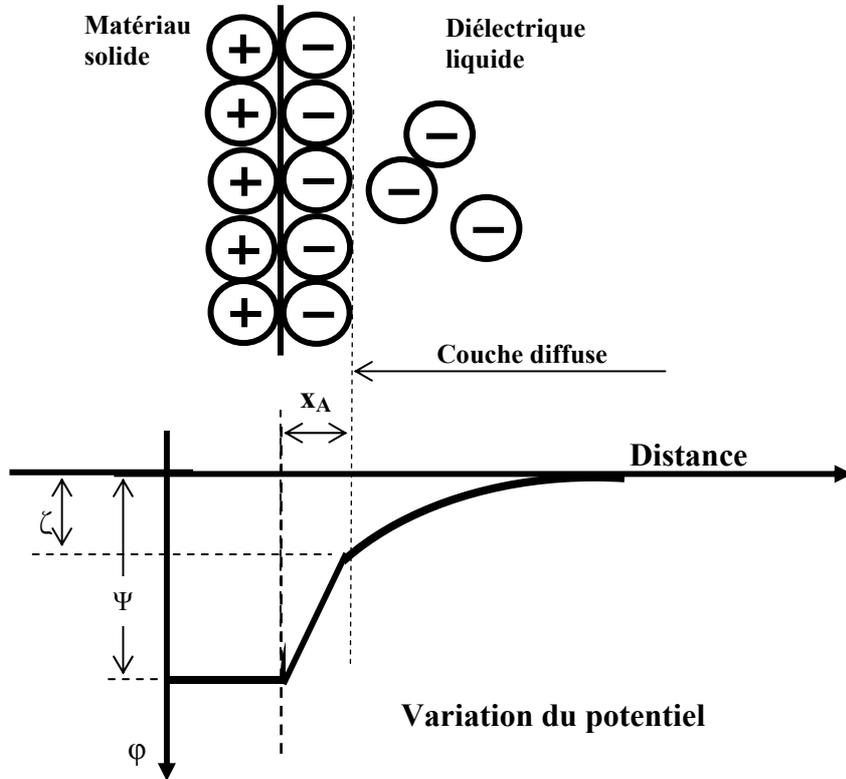


Fig. I-3: Distribution du potentiel dans la double couche selon Stern [9].

La figure I-3 représente la distribution du potentiel à l'interface selon Stern. Le potentiel électrocinétique ζ et le potentiel entre les deux phases ψ dépendent de facteurs totalement différents. Sous l'action de certains paramètres, le potentiel ζ peut changer de signe sans toutefois avoir d'influence sur le potentiel ψ . La figure I-4, schématise le cas dans lequel les ions de signe opposé à celui de l'électrode sont adsorbés, faisant apparaître ce que l'on appelle «une couche surchargée»

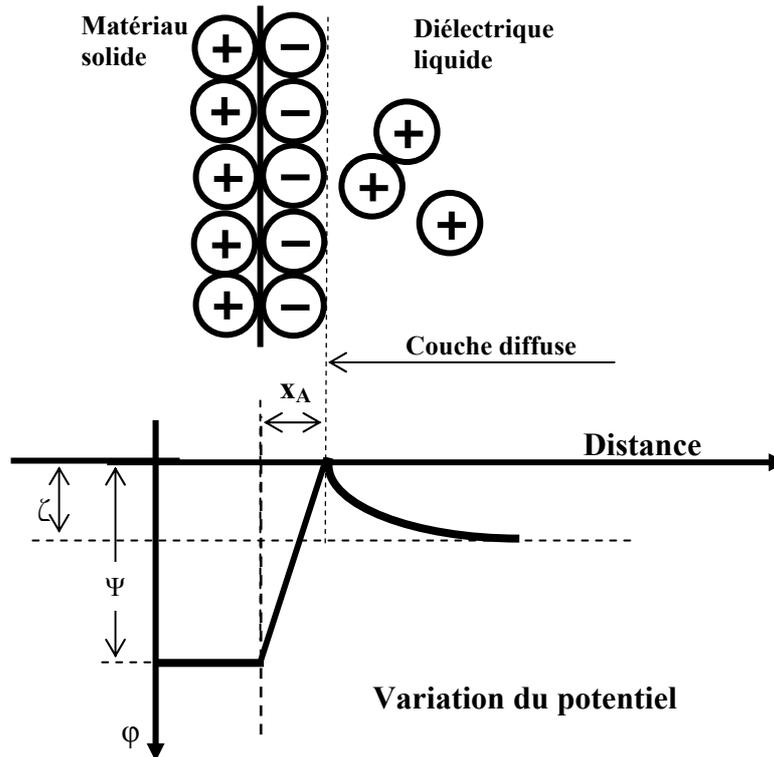


Fig. I-4: Distribution du potentiel dans le cas d'une couche surchargée [6, 9].

De ce qui précède, nous pouvons remarquer que deux paramètres sont essentiellement importants dans l'identification de la double couche; la longueur de Debye et le potentiel électrocinétique ζ .

I-1-1-c Longueur de Debye

De ces répartitions, nous pouvons constater que la longueur de Debye, connue aussi sous le nom de rayon de Debye, est l'un des paramètres fondamentaux qui interviennent dans les phénomènes d'interface. Il définit la profondeur de pénétration des charges électriques dans le liquide et caractérise le gradient de potentiel dans la couche diffuse.

Pour un système d'électrodes planes et parallèles, la distribution du potentiel est donnée par la relation [10] :

$$\tanh\left(\frac{e\phi(x)}{4kT}\right) = \tanh\left(\frac{e\phi_A}{4kT}\right) \exp\left(\frac{-x}{L_D}\right) \quad (\text{I-3})$$

où : ϕ_A : Potentiel au point x_A .
 e : charge élémentaire d'un électron
 k : Constante de Boltzman
 T : Température
 L_D : Longueur de Debye.

La longueur de Debye est donnée par [11] :

$$L_D = \left(\frac{\epsilon kT}{2n_0 e^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-4})$$

ϵ : permittivité du liquide
 n_0 : Concentration des anions et des cations dans le liquide à l'équilibre thermique.

Elle peut aussi être écrite sous la forme [12] :

$$L_D = (Dt)^{\frac{1}{2}} \quad \text{avec} \quad t = \frac{\epsilon}{\sigma} \quad (\text{I-5})$$

D : Constante de diffusion
 t : Temps de relaxation
 ϵ : Permittivité du liquide
 σ : Conductivité du liquide

Cette longueur de Debye peut atteindre des valeurs assez élevées dans les diélectriques liquides. En effet, pour le Cyclohexane (permittivité relative $\epsilon_r=2$, viscosité 10^{-3}P et résistivité $\rho=10^{11}\Omega\text{cm}$), d'après Mechlia et al [10], elle serait de 25mm. En considérant la résistivité du cyclohexane $\rho=10^{12}\Omega\text{cm}$, Nemamcha et al [11], trouve une longueur de 70mm.

I-1-1-d Potentiel zéta ζ

Lorsqu'on applique un champ électrique à une solution contenant des particules chargées, ces dernières acquièrent une certaine mobilité dépendant de leur charge et de

leur cortège ionique. Il existe alors au sein de la double couche un plan délimitant deux comportements d'ions différents. Les ions présentant une affinité spécifique pour la surface accompagnent la particule dans son mouvement, alors que les ions ayant une attirance plus faible se séparent progressivement de la surface. Ce plan, appelé plan de cisaillement, est défini à partir de considérations hydrodynamiques [13, 14, 15]. Cependant, il est possible de le relier à la description chimique de la double couche. En effet, il est généralement très proche du plan délimitant la couche compacte de la couche diffuse, dit plan externe de Helmholtz.

Le potentiel au plan de cisaillement est couramment noté potentiel zéta ou ζ . Il dépend principalement de deux paramètres : le potentiel au plan interne de Helmholtz, qui peut être de signe opposé au potentiel de surface dans le cas d'une adsorption spécifique, et la force ionique de la solution, comprimant plus ou moins la double couche électrique. Le potentiel zéta est accessible expérimentalement par des mesures électrocinétiques.

Le principe de ces mesures repose sur la mobilité électrophorétiques des particules chargées en suspension dans une solution électrolytique.

L'application d'un champ électrique entraîne les particules chargées vers l'électrode de charge opposée. C'est le phénomène d'électrophorèse. Simultanément à l'électrophorèse intervient le phénomène d'électroosmose.

Les parois de la cellule étant chargées, il en résulte, sous l'effet du champ électrique appliqué, un déplacement du fluide, selon un profil parabolique.

La mobilité μ des particules se définit comme le rapport entre la vitesse v de ces particules et le champ électrique E appliqué. Cette mobilité électrophorétique permet d'accéder à la valeur du potentiel zéta, par l'intermédiaire de la relation de Henry :

$$\mu = \frac{2\varepsilon\zeta}{3\eta} f(L_D a) \quad (\text{I-6})$$

où : η : est la viscosité du liquide
 ϵ : constante diélectrique du liquide
 a : le rayon de la particule.

Le facteur $f(ka)$ dépend de la forme de la particule. Dans le cas d'une particule sphérique, et si ka est très supérieur à 1 (double couche mince devant la taille des particules), la relation se simplifie selon l'équation de Smoluchowski où $f(ka) = 3/2$:

$$\mu = \frac{\epsilon \zeta}{\eta} \eta \quad (\text{I-7})$$

Cette relation simple permet, à partir des mobilités électrophorétiques, d'accéder au potentiel zéta lorsque le champ électrique appliqué est connu.

Le potentiel zéta dépend du potentiel au plan interne de Helmholtz, lui-même révélateur du comportement des ions interagissant avec la surface. Il existe trois types de comportements possibles pour ces ions [13, 15]:

Ions déterminant le potentiel

Ce sont des ions constitutifs de la structure du solide qui fixent la charge de surface de celui-ci. Dans le cas des oxydes, ceux-ci peuvent être les ions H^+ et OH^- . Le potentiel de surface, calculé à partir de la charge de surface, tient donc compte de la fixation de ces ions.

Ions indifférents

Ce sont des ions n'ayant qu'une interaction purement électrostatique avec la surface. Tous les ions de même signe et de même valence ont le même comportement vis-à-vis de la surface.

Ions spécifiquement adsorbés

Ce sont des ions possédant une affinité pour la surface, de nature chimique et non électrostatique. Ils peuvent donc s'adsorber sur une surface non chargée ou de signe opposé. Cette interaction dépend alors de la nature de l'ion adsorbé.

Le potentiel zéta est généralement déterminé en fonction de la concentration en ions déterminant le potentiel. La concentration pour laquelle le potentiel zéta s'annule est appelée «point de charge nulle », dans le cas où aucun autre ion n'est présent dans la solution. C'est également le point où le potentiel de surface s'annule. La charge de surface du solide est alors globalement neutralisée.

Les ions indifférents ont la propriété de ne pas modifier le point de charge nulle du solide. Leur seule influence sur le potentiel zéta est d'abaisser sa valeur absolue, par compression de la double couche, lorsque leur concentration en solution augmente.

En revanche, les ions spécifiquement adsorbés déplacent la valeur de la concentration en ions déterminant le potentiel pour laquelle le potentiel zéta s'annule. Cette concentration est alors appelée «point isoélectrique».

I-1-2 Mécanismes d'injection des porteurs de charges

L'application de champs électriques intenses à des isolants liquides peut être à l'origine d'injection de charges dans le volume de ce dernier. Selon la nature de la charge injectée, on distingue deux types de mécanismes: Emission électronique, s'il s'agit d'électrons et émissions ioniques, dans le cas où des ions sont mis en jeu.

I-1-2-1 Injection électronique

Afin de comprendre le mécanismes d'émission électronique, il est nécessaire de faire appel à la théorie des niveaux d'énergie dans les solides [6, 9, 16]

Les électrons sont piégés dans des puits de potentiel de profondeur χ . Le fond du puits correspond à l'énergie potentielle de l'électron au repos dans le métal. La profondeur χ correspond donc à l'énergie nécessaire pour déplacer un électron de son état de repos dans le métal à son état de repos en dehors du métal à une distance suffisante. Dans le métal, les électrons sont en mouvement permanent et possèdent une énergie cinétique correspondant à des niveaux discrets d'énergie, bien isolés entre eux. Malgré cette énergie, les électrons ne peuvent s'échapper spontanément du métal à cause de l'existence de la barrière de potentiel. Le niveau d'énergie le plus élevé de

cette énergie est égal à ξ_F . La différence ($\chi - \xi_F$) est égale au travail d'extraction Φ du métal, ce qui représente le travail nécessaire pour transporter un électron au dessus de la barrière de potentiel en dehors du métal.

Considérons le cas d'un métal soumis à un champ électrique E perpendiculaire à sa surface. Lorsqu'un électron quitte le métal, la charge induite sur la surface du métal donne naissance à une force qui va attirer l'électron vers la surface du métal. La force s'exerçant sur l'électron ayant une charge q est égale à $\frac{-q^2}{4x}$, où x est la distance de l'électron à la surface du métal. L'énergie de l'électron à la distance x de la surface du métal sera $\frac{-q^2}{4x}$.

Le champ électrique E à la surface du métal est constant et il contribue à pourvoir l'électron d'une énergie potentielle $-qEx$. Ainsi, l'énergie potentielle P en fonction de la distance x de l'interface métal – vide sera :

$$p(x) = -qEx - \frac{q^2}{4x} \quad (I-8)$$

Il ressort de cette relation, que la présence du champ électrique réduit la hauteur de la barrière de potentiel et que la hauteur maximale de la barrière peut atteindre la valeur $q^{3/2}E^{1/2}$. Cette situation aura lieu pour $x = \left(\frac{1}{2}\right)\left(\frac{q}{E}\right)^{1/2}$.

Les mécanismes responsables de l'extraction d'électrons du métal pour injection dans le liquide dépendent de l'intensité du champ [9, 17] :

Champ nul ou trop faible

Nous désignons par champs faibles, des champs électriques dont la seule action est de mettre en mouvement des porteurs de charges existant dans le diélectrique. Dans ce cas, les électrons peuvent acquérir une énergie par :

- Emission thermoélectronique (échauffement du métal) ;
- Emission photoélectrique (quantum de lumière)

Champ électrique intense

La présence d'un champ suffisant peut être à l'origine d'injection électronique selon deux processus :

- Emission de Schottky (échauffement du métal);
- Emission froide (effet intrinsèque du champ)

En effet, lorsqu'on applique, à un diélectrique liquide, un champ électrique intense, ce dernier peut être le siège de phénomènes pouvant modifier complètement son comportement. Pour des valeurs de champ électrique local largement supérieures au seuil d'ionisation des molécules ou atomes, le nombre de porteurs de charge augmente.

L'augmentation du champ, dans le cas d'un champ divergent, peut également causer des claquages localisés dans certaines régions du diélectrique. C'est le phénomène de décharges partielles.

Les électrons libérés par des molécules dont le champ seuil d'ionisation a été dépassé, accélérés par le champ, pourront aussi donner lieu à des phénomènes d'ionisation d'autres molécules, à l'image de ce que nous avons dans les gaz. Notons tout de même que ce phénomène de multiplication électronique, ne peut avoir qu'un rôle précurseur, compte tenu du libre parcours moyen très réduit dans les matériaux denses.

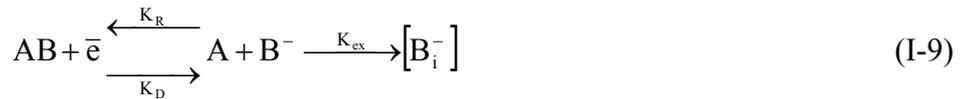
Un phénomène d'injection d'électrons à la cathode, lié aux champs intenses, peut intervenir, dès que la barrière de potentiel, empêchant les électrons de quitter le métal est vaincue par l'effet de champ. On peut ainsi s'attendre à une injection unipolaire de charges dans le diélectrique.

Un phénomène inverse d'injection d'électrons au niveau de l'anode pourra également survenir ; on parle alors d'ionisation de champ à l'anode.

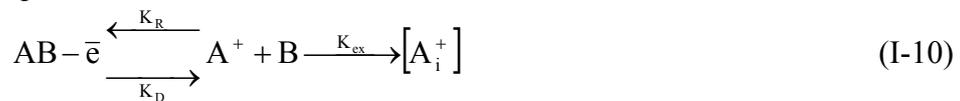
I-1-2-2 Injection ionique

Dans le cas présent, les charges mises en jeu sont des ions (anions et cations). Ils sont produits par des mécanismes dissociation/recombinaison qu'on peut schématiser par les équations (I-9 et I-10) selon le type d'injection : cathodique ou anodique.

Injection cathodique



Injection anodique



Dans la première situation, la particule neutre AB, acquiert un électron de la double couche puis se dissocie. Suite à cette dissociation, un ion négatif B⁻ est injecté dans le liquide.

Dans le cas d'une injection anodique, la particule AB neutre perd un électron, pour former un ion positif A⁺ et une particule neutre B. Après dissociation l'ion positif est injecté dans le liquide.

I-1-2-2-1 Mécanismes de multiplication électronique

Les premiers travaux proposaient d'adopter les résultats acquis dans les gaz pour expliquer le claquage dans les diélectriques liquides. Ils supposèrent que des mécanismes d'ionisation du type α basée sur les vibrations électroniques et les électrons libres ou bien des émissions et multiplications électroniques, intervenaient dans le claquage des diélectriques liquides.

Le processus de multiplication électronique a été proposé à l'origine par Townsend pour décrire les phénomènes d'amorçage dans les gaz. Ce processus est une conséquence de l'accélération d'un ou plusieurs électrons, par le champ, sur une distance égale au libre parcours moyen, suffisamment long pour que le gain d'énergie permette l'ionisation, à la suite de collisions, d'une ou plusieurs molécules.

Ce phénomène, dans les liquides, semble être lié à une certaine proportion (très faible) des différentes particules chargées qui existeraient dans le diélectrique. Cependant, si dans les gaz les phénomènes d'ionisation peuvent devenir prépondérants, dans les diélectriques liquides, le phénomène semble plus problématique. La difficulté sur le plan théorique, trouve son origine dans le fait que les potentiels d'ionisation des molécules en phase liquide, sont généralement plus élevés que ceux rencontrés en phase gazeuse. De même, la structure, dense des liquides, réduit fortement le libre parcours moyen des espèces libres. D'un autre côté, les processus de recombinaison assez marqués dans les liquides défavorisent la multiplication électronique.

A la lumière des résultats expérimentaux [18, 19 et 20], pour des pointes cathodes de rayon de courbure supérieur à $5\mu\text{m}$, les phénomènes observés rappellent les décharges couronnes dans les gaz électronégatifs. Dans le cyclohexane, le n-propane, le n-pentane et le n-décane, on observe au dessus d'un champ seuil d'environ 7MV/cm , un régime d'impulsions de courant semblable au régime de Trichel dans l'air. Les processus décrits pour les gaz électronégatifs : avalanches électroniques avec stabilisation du courant par charge d'espace, peuvent rendre compte des phénomènes obtenus dans ces liquides ; on parle d'avalanches électroniques en phase liquide. Ces avalanches électroniques ont lieu au voisinage de la pointe, conséquences d'un renforcement du champ dans cette région.

Dans le cas des hydrocarbures aromatiques tels le toluène et le benzyltoluène, certains auteurs [21, 22] ont rapporté l'existence d'une zone d'ionisation en phase liquide, au voisinage de la pointe, mettant ainsi en évidence le phénomène d'avalanches électroniques. Toutefois, le phénomène difficilement détectable est beaucoup moins accentué que dans les hydrocarbures aliphatiques.

I-1-2-2-2 Emission de champ :

Les phénomènes d'émission de champ traitent du cas de l'injection d'électrons dans une région de champ fort [20, 23 et 24]. Ce cas apparaît lorsque le système utilisé présente une géométrie très divergente. La dépendance entre le courant I et la tension V suit la loi :

$$\ln\left(\frac{1}{V^2}\right) = \ln A - 6,8 \cdot 10^7 \cdot \Phi_1^{3/2} \frac{f(y)}{\beta V} \quad (\text{I-11})$$

Avec

$$y = \frac{\left(\frac{e^3 \cdot E}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}\right)^{1/2}}{\Phi_1}$$

Φ_1 (en eV) : travail d'extraction des électrons du métal à l'interface solide/liquide;

A : terme indépendant du champ;

$f(y)$: terme de correction lié à la force image;

β (cm⁻¹) : facteur reliant le champ sur la pointe à la tension appliquée ;

ϵ_0, ϵ_r : permittivité absolue du vide et permittivité relative du liquide.

Dans les liquides "ultra purs", sous tension continue, en pointe cathode, certains auteurs [25, 26 et 27] ont montré que pour des rayons de courbure de pointe allant de 0,1 à 0,2 μm , le mécanisme d'émission de champ rend compte de l'évolution de la caractéristique $I=f(V)$ dans une plage de tension réduite. Les courants sont pratiquement indécélables en dessous de champs seuils voisins de 20MV/cm. Aux champs plus élevés, le courant est limité par la charge d'espace; la mobilité électronique étant voisine de 10⁻³cm²/V.s, le transport de charges serait dû à des mouvements électrohydrodynamiques.

I-1-2-2-3 Ionisation du champ à l'anode

L'ionisation de champ se caractérise par le passage des électrons de la bande de valence du liquide à la bande de conduction du métal par effet Tunnel [22, 23]. L'expression du courant, en considérant un effet Tunnel entre le métal et des molécules n'interagissant pas entre elles, est donnée par :

$$\ln I = \ln B - \left[1,03 \cdot 10^8 \cdot (I_1 - \Phi_1) \frac{\Phi_1^{1/2}}{\beta V} \right] \quad (\text{I-8})$$

où

B : terme indépendant du champ mais fonction du liquide;

I_1 : énergie d'ionisation des molécules en phase liquide (en eV);

Φ_1 : travail d'extraction des électrons du métal en présence du liquide;

V : tension appliquée (en V).

En pointe anode, dans du cyclohexane très pur, pour des pointes de rayon de courbure inférieur à 0,5 μm , Denat [28] a montré que l'ionisation de champ intervient pour un champ de 15 MV/cm.

I-1-2-3 Charges d'espace et mouvements

électrohydrodynamiques induits par l'injection

Au voisinage de l'électrode à faible rayon de courbure, le champ électrique se trouve renforcé. Les valeurs importantes atteintes par le champ peuvent générer une ionisation en phase liquide mais également une injection de charges à partir de l'électrode concernée. Ce phénomène est surtout visible avec une pointe négative permettant une injection d'électrons.

I-1-2-3-1 Mouvements électrohydrodynamiques

La mise en mouvement du liquide par action de la force électrique entraîne celle des espèces chargées et des molécules neutres et la création de zones de dépression dans le liquide.

La première conséquence sera à l'origine de courant susceptible de chauffer le liquide, augmentant ainsi l'agitation thermique. La seconde conduira à l'augmentation du libre parcours moyen permettant ainsi aux différentes particules en mouvement d'acquérir plus d'énergie [18, 24].

Toutefois, les quantités de liquide mises en mouvement par effet électrohydrodynamique étant très petites, les temps nécessaires à la mise en mouvement sont très brefs, de l'ordre de la micro seconde. Il s'ensuit qu'une influence notable des phénomènes électrohydrodynamiques sur le claquage d'une isolation ne sera probable que si les retards au claquage de cette isolation sont de l'ordre de la micro seconde [3].

L'effet du mouvement sur le transport de charge dépend du rapport de la vitesse caractéristique du fluide W à la vitesse des porteurs de charge exprimée par le produit μE (μ étant la mobilité des porteurs de charge).

- si $\mu\bar{E} > W$: le fluide perturbe le mouvement des charges.
- si $\mu\bar{E} < W$: La répartition de la charge dépend du mouvement du liquide ; le fluide peut entraîner les porteurs de charge dans la direction opposée à la force qu'exerce le champ électrique.

I-1-2-3-2 Limitation du courant par charge d'espace

Dans un système pointe-plan, les phénomènes d'ionisation dans la phase liquide s'accompagnent en général de l'apparition d'ions de masses différentes. Cette différence de masse ayant comme corollaire des mobilités différentes, une accumulation unipolaire de charges pourra se manifester. Cette charge dite charge d'espace aura deux effets [3,17, 29]:

- 1) Un renforcement du champ électrique au voisinage de la pointe pouvant accentuer l'ionisation dans un infime volume autour de celle-ci.
- 2) Une diminution du champ dans le reste du volume. Cette diminution du champ aura alors pour conséquence, de limiter le déplacement des espèces chargées, c'est à dire du courant. On parle alors de limitation du courant par charge d'espace.

Dans l'espace environnant la pointe, le champ étant augmenté, le processus d'ionisation est amplifié. La présence de ces charges confère, peu à peu, un comportement conducteur à cette région. Ce comportement tend à diminuer le champ électrique dans cette zone, limitant ainsi le processus d'ionisation. De ce fait, le courant se retrouve constant malgré l'augmentation de la tension appliquée. Dans ce cas la densité du courant est donnée par :

$$J_{LCE} = \frac{9 \cdot \mu_i \cdot \varepsilon \cdot V_0^2}{8 \cdot d^3} \quad (I-9)$$

Où :

μ_i : mobilité des ions;

ε : Permittivité ;

d : distance inter électrodes ;

V_0 : tension appliquée.

I-2 Initiation des phénomènes prédisruptifs par la formation de bulles

Le fait que la pression hydrostatique ait une influence sur le champ disruptif d'un diélectrique liquide suggère que des mécanismes gazeux interviendraient durant la décharge [30]. Dans ce qui va suivre, nous allons faire le point sur les résultats rencontrés dans la littérature concernant les phénomènes de génération de la bulle gazeuse (cette dernière constitue la première étape conduisant au claquage [2, 31 et 32]), puis nous exposerons les mécanismes qui interviennent dans le développement de cette dernière.

I-2-1 Mécanismes de formation de bulles dans le diélectrique liquide

Deux mécanismes essentiels peuvent rendre compte de la formation de bulles. Le mécanisme de cavitation d'une part et les mécanismes thermiques d'autre part.

I-2-1-1 Cavitation électrohydrodynamique

L'apparition d'une phase gazeuse pourrait résulter d'une cavitation due à une dépression locale dans le liquide [33]. Cette dépression est induite, par la mise en mouvement du liquide sous l'effet d'une tension appliquée au système. Les écoulements peuvent atteindre une vitesse :

$$v_{\text{EHD}} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\rho}} \quad (\text{I-14})$$

en un temps $t \approx \frac{\eta}{\varepsilon E_0^2}$

où :

ε : Permittivité du liquide;

η : Viscosité du liquide;

E_0 : champ sur la pointe.

Ce mouvement induit une dépression dans le liquide donnée par la relation suivante à [33] :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho v_{\text{EHD}}^2 \quad (\text{I-15})$$

avec

ρ : Masse volumique du liquide,

V_{EHD} : vitesse d'écoulement électrohydrodynamique.

La dépression pourrait être suffisante pour générer une bulle par cavitation électrohydrodynamique.

I-2-2 Cavitation d'origine électrique

Le modèle est basé à la fois sur l'existence de particules en suspension et sur la formation de bulles par cavitation [31]. Il prévoit les variations du champ disruptif avec la pression du liquide étudié.

Il assimile les zones instables à des bulles qui se formeraient en des points de pression nulle, liés à des particules solides en suspension, ou éventuellement aux électrodes. Le phénomène de cavitation est d'origine électrique, c'est à dire que ce sont les forces inter faciales d'origine électrique qui auraient tendance à soulever le liquide, des électrodes. Le décollement est si rapide que la cavité formée serait du vide. Le métal (coté cathode) émettrait des électrons dans la cavité. Ces électrons, accélérés par le champ électrique, bombarderaient le liquide dissipant ainsi, lors de l'impact, une énergie suffisante pour vaporiser assez de liquide pour que la bulle puisse se développer. Le claquage se produira lorsque la bulle aura dépassé une taille limite, désignée sous le nom de taille critique.

Le champ de claquage E_c est lié, au rayon R d'une particule métallique, constituant le site pour un point de pression nulle par la relation [18, 19 et 25] :

$$E_c = 358 \left(\frac{1}{\epsilon_r} \left(P_\infty + \frac{2\sigma}{R} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{I-16})$$

avec

ϵ_r : permittivité relative du liquide;

σ : Tension superficielle;

P_∞ : pression hydrostatique.

Ainsi, pour Krasucki le claquage sera irrémédiablement amorcé dès qu'il existe un point de pression nulle à la surface d'une particule métallique, de rayon supérieur ou égal à R . Nous pouvons également, en introduisant la valeur du champ disruptif mesuré dans la relation précédente, évaluer le rayon des particules germes.

I-2-2-3 Mécanismes thermiques

Les mécanismes thermiques sont basés sur l'ébullition locale que peut produire la dissipation d'énergie associée à de fortes densités locales de courant, par exemple en certains points émissifs de la cathode [3].

• Modèle de Watson et Scharbaugh

Watson et Scharbaugh [13] ont proposé un modèle du claquage dans les diélectriques liquides basé sur l'ébullition locale du liquide. Ces auteurs ont montré que la densité du courant, bien qu'en moyenne très faible, peut être assez importante en certains points des électrodes (aspérités, protubérances) pour y porter le liquide à ébullition. Le courant émanant est de la forme :

$$I = A.V^n \quad \text{avec } 1,5 \leq n \leq 2 \quad (\text{I-17})$$

Toutefois, ce courant est vite limité par la charge d'espace. Le champ de claquage E_c est lié à l'énergie W nécessaire à la vaporisation du liquide par la relation :

$$W = \text{cte}.E_c^n \cdot \tau \quad (\text{I-18})$$

avec τ : temps de séjour du liquide dans la région de champ fort.

D'autre part, pour vaporiser un volume de liquide donné, il faut lui fournir une énergie :

$$W = C_p(T_0 - T_a) + L_v \quad (\text{I-19})$$

C_p : capacité thermique massique à pression constante; T_0 : température d'ébullition; T_a : température ambiante; L_v : chaleur latente de vaporisation à volume constant.

A partir des expressions (I-18) et (I-19), et par identification, Watson et Scharbaugh ont établi un critère de claquage. Ce modèle est qualitativement vérifié sur

certain hydrocarbures sous des tensions impulsionnelles de quelque micro secondes, mais demeure incomplet du fait qu'il utilise une équation relative à un état stationnaire alors que l'on est en présence d'un régime transitoire d'échauffement.

I-2-3 Génération de bulles dans les hydrocarbures liquides dues aux impulsions de Trichel

Les études antérieures des phénomènes prédisruptifs dans les diélectriques liquides, sous tension continue et en géométrie pointe-plan, ont fait apparaître plusieurs types de phénomènes, parmi lesquels un régime d'impulsions de courant semblable au régime de Trichel dans l'air [19, 25 et 34].

I-2-3-1 Impulsions de Trichel dans les hydrocarbures liquides sous tension continue

Dans le cyclohexane, pour des pointes de rayon de courbure supérieur à $0,5\mu\text{m}$, il a été montré [28] que pour un champ seuil de 7MV/cm , sur une pointe cathode, il y a présence d'impulsions de courant très brèves et très rapprochées. Ce régime impulsionnel présente de nombreuses similitudes avec le régime de Trichel dans les gaz électronégatifs. Notons que des résultats similaires ont été obtenus dans le propane, le n-pentane et le n-décane [19, 25].

Il a été démontré expérimentalement que chaque impulsion de courant résulte d'une avalanche électronique en phase liquide [19, 25, 28]. La confirmation de cette hypothèse se trouve dans le fait que la pression hydrostatique n'a aucune influence sur ce mécanisme. Ce régime d'impulsions de courant disparaît quand le rayon de la pointe devient inférieur à $0,3\mu\text{m}$ environ (qui correspond à un volume trop faible dans lequel le champ est assez fort). Dans ce cas, il a été montré que le champ peut atteindre 20MV/cm sur la pointe sans avoir d'avalanches électroniques perceptibles [25].

I-3 Génération de bulles

D'après Denat et al [19, 25] chaque impulsion génère systématiquement une bulle au voisinage de la pointe. La génération de bulles par des impulsions de courant

est due à l'injection d'une densité volumique d'énergie importante dans le liquide. La majeure partie de l'énergie sert à vaporiser le liquide. La charge Q_i injectée par chaque impulsion, correspond à un dépôt d'énergie ($W=Q_i.V_s$; V_s étant la tension seuil d'apparition des impulsions de courant) très localisé (quelques μm) et très bref ($< 4\text{ns}$). L'énergie W est uniquement fonction du rayon de courbure de la pointe r_p .

Dans du cyclohexane ultra-purifié, avec une pointe en tungstène de rayon de courbure variant de 0,5 à $10\mu\text{m}$ et en polarité négative, il a été établi [19, 23] que chaque impulsion de courant induit la formation d'une bulle près de la pointe si la pression hydrostatique appliquée est inférieure à la pression critique P_c du liquide, soit 4 MPa environ, à la température ambiante. La fréquence de formation des bulles est égale à la fréquence des impulsions de courant qui, elle même, est proportionnelle au courant moyen [19, 25].

Des résultats similaires à ceux que nous venons de citer ont été également obtenus dans le n-pentane et le n-décane pour un champ seuil de 6 à 7 MV/cm [20, 36], ainsi que dans l'iso-octane, le néohexane et le tétraméthylsilane pour un champ de 4MV/cm [18, 35].

I-3-1 Tension d'initiation des phénomènes prédisruptifs

La génération est caractérisée par l'apparition simultanée d'une perturbation optique, d'un courant transitoire et d'une émission de lumière [1, 35 et 37]. Partant de cette constatation, la tension seuil de génération est différemment définie par les divers auteurs selon le paramètre d'identification choisi.

Sous tension continue, la tension de génération est celle qui engendrerait les premiers pics de courant [26, 38]. Dans le cas du cyclohexane «ultra purs», dans un système pointe cathode - plan pour un rayon de courbure de la pointe de $1,3\mu\text{m}$ et une distance inter-électrodes de 1,6mm, la tension de génération est égale à 3,2 kV [26].

Des expériences similaires [26] ont été conduites dans le cyclohexane de «pureté ordinaire», pour des pointes de rayon de courbure de 6,3 - 7,4 et 13 μm . La tension de

génération s'est révélée indépendante de la distance inter-électrodes. En revanche, cette tension varie avec le rayon de courbure de la pointe. Des résultats identiques pour le Tétrachlorure de Carbone et le n-Hexane ont été obtenus.

En polarité positive, dans le Cyclohexane, pour des rayons de pointe de 7,4 à 13 μm , la tension de génération augmente avec la distance inter-électrodes, ainsi qu'avec le rayon de courbure. Par contre, en polarité négative, la tension de génération ne varie pas avec la distance inter-électrodes, alors qu'elle diminue avec l'augmentation du rayon de courbure [24, 26, 32].

Sous créneau de tension négatif, la tension de génération est définie, comme étant celle qui correspondrait à une perturbation de 10 μm de diamètre environ ou d'une émission de lumière associée à la perturbation pendant la durée du créneau, c'est à dire entre 1 et 55 μs [1, 39].

Dans le Phénylxylyléthane (PXE), le mélange de mono et dibenzyltoluène (MDBT) et le Cyclohexane, pour des distances inter-électrodes pointe-plan allant de 0,5 à 6 mm, sous créneau de tension négatif, il a été rapporté que la distance inter-électrodes ne jouait aucun rôle et n'influe pas sur la tension de génération des streamers [1, 39, 40]. Le même résultat a été rapporté en polarité positive, polarité pour laquelle il a été observé que pour le cyclohexane et avec des rayons de courbure de pointe allant de 3 à 100 μm , on avait une décroissance du champ de génération de 9 à 1 MV/cm. [1].

En polarité positive, on applique une série de 20 créneaux de tension, de même amplitude. La tension de génération est définie comme étant l'amplitude seuil pour laquelle 50% de ces créneaux ont généré une perturbation [20, 37].

Dans les hydrocarbures saturés tels le n-Pentane ou le Cyclohexane et pour une distance inter-électrodes $d=2,5$ mm (Diamètre de l'électrode plane = 45 mm), la tension de génération des streamers lents croît régulièrement avec le rayon de courbure de la pointe, alors que la tension de génération des streamers rapides reste constante, jusqu'à une valeur critique du rayon de courbure, correspondant à l'intersection des courbes de

la tension de génération des streamers lents et la tension de génération des streamers filamenteux (rapides) en fonction du rayon de courbure de la pointe.

Pour des pointes de rayon de courbures $r_p=0,9\mu\text{m}$, dans du cyclohexane et pour des diamètres de l'électrode plane variant de 15 à 45 mm, la tension de génération est indépendante de d , pour des faibles valeurs de la distance inter-électrodes ($d < 2$ mm). Quand la distance inter-électrodes croît, les tensions de génération sont d'autant plus faibles que le diamètre du plan est important [24].

Sous tension continue [26, 40, 41, 42], le niveau seuil de génération est définie comme étant la valeur minimale à partir de laquelle une impulsion de courant est enregistrée.

L'enregistrement simultané du signal courant et du signal de détection de la perturbation, obtenu par la méthode de variation d'indice de réfraction du milieu [26, 40], a permis de remarquer qu'à la tension de génération, le pic de courant est toujours suivi d'une atténuation et ceci pour les deux polarités de l'électrode pointe, sous tension continue. Ce qui démontre que la bulle est la conséquence d'une injection de courant.

Toutefois pour les deux polarités, Aka [40] a observé, qu'il peut y avoir, dans certains cas, une apparition d'un pic de courant non accompagné d'atténuation du signal lumineux. Il justifie ce résultat par le fait que l'injection de courant n'entraîne pas forcément la création de la bulle. De plus, il a relevé qu'en polarité positive les deux signaux s'estompent au même instant alors qu'en polarité négative l'atténuation lumineuse persiste au-delà du retour à zéro du courant injecté, démontrant ainsi que la dynamique de la bulle n'est pas la même selon la polarité [40]. Dans son estimation du champ de génération, il trouve des valeurs de 9,6 à 12 MV/cm respectivement en polarité négative et positive. Ces valeurs sont légèrement supérieures à celle rapportées par Haidara [23].

I-3-2 Paramètres influençant la tension de génération

Les tensions de génération en polarité positives sont généralement supérieures à celles obtenues en polarité négative [26, 40]. Ces tensions, peu sensibles à la variation de la distance inter-électrodes [26], augmentent linéairement avec la pression [40].

L'addition de produits, à bas potentiel d'ionisation ou contenant des halogènes, aux liquides industriels augmente la tension de génération [40,43]. Par contre leur addition aux liquides de structure simple [26] n'a aucune influence sous tension alternative et continue (pour les deux polarités).

Pour des pressions variables entre 1 et 15 bars, sous tension continue, les tensions de génération, pour les deux polarités, croient linéairement [40].

I-4 Dynamique de la bulle

La génération de bulles par les impulsions de courant constitue la première étape nécessaire au claquage dans les diélectriques liquides. Lorsque la tension appliquée est supérieure à la tension seuil de génération, la bulle grossit pour atteindre son rayon maximum R_m puis se contracte, avec possibilité de rebondissement [18, 24, 35 et 44]. Cette dynamique, bien décrite par le modèle de Rayleigh, est déterminée par l'inertie du liquide.

I-4-1 Dynamique de la bulle selon le modèle de Rayleigh

Le modèle de Rayleigh [24, 37] décrit la dynamique d'implosion d'une cavité sphérique (de rayon initial R_0) contrôlée par l'inertie du liquide, supposé homogène, incompressible et de volume infini. Ce modèle néglige les échanges de chaleur et de masse à l'interface. La bulle est soumise à la pression exercée par le liquide. Le rayon de la bulle est une fonction du temps $R(t)$; l'interface bulle/liquide se déplace à une vitesse dR/dt . La contraction de la bulle entraîne la mise en mouvement du liquide.

L'équation différentielle qui détermine l'évolution d'une bulle sphérique est donnée par [45] :

$$\frac{P(R, t) - P_{\infty}(t)}{\rho} = R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (I-20)$$

où

$\frac{dR}{dt}$: Vitesse de croissance du rayon de l'interface,

$\frac{d^2R}{dt^2}$: Accélération,

P_{∞} : Pression du liquide à l'infini,

$P(R, t) = \left(P_v(t) + P_g - \frac{2\sigma}{R} \right)$: Pression de la bulle à l'interface,

P_v : Pression de vapeur saturante,

P_g : Pression partielle du gaz contenu dans la bulle,

$\frac{2\sigma}{R}$: Pression due à la tension superficielle,

ρ : Masse volumique du liquide.

Dans le cas d'une bulle sphérique avec la pression P_{∞} constante, la pression dans la bulle étant nulle, en négligeant l'effet de la tension superficielle, l'équation différentielle devient :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\rho} P_{\infty} = 0 \quad (I-21)$$

La vitesse à l'interface en fonction du rayon, durant la phase d'implosion est donnée par :

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{2P_{\infty}}{3\rho} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right) \quad (I-22)$$

avec les conditions initiales suivantes :

$$\text{à } t=0, \quad R=R_0=R_m \quad \text{et} \quad \left(\frac{dR}{dt} = 0 \right)$$

L'équation précédente permet d'obtenir la relation donnant la durée d'implosion de la bulle (le rayon de la bulle passe de la valeur maximum à la valeur zéro).

$$t_i = 0,915.R_m \left(\frac{\rho}{P_\infty} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-23})$$

Rayleigh a avancé l'idée que la bulle vide ne peut pas expliquer l'apparition des rebondissements suite à la première implosion. Il a trouvé nécessaire de tenir compte de la présence de gaz ou de vapeur qui empêcherait le rayon de la bulle de s'annuler et la vitesse de l'interface de devenir infiniment grande lorsque le rayon tend vers zéro.

I-5 Taille et durée de vie de la bulle

Rayleigh a établi une équation donnant la durée d'un cycle expansion - compression de la bulle [19, 24] : $v \propto U_0^n$ avec $\frac{1}{2} \leq n \leq 3$

$$t = 2(0,915).R_m \left(\frac{\rho}{P_\infty} \right)^{\frac{1}{2}} = 2.t_i \quad (\text{I-24})$$

avec

R_m : Rayon maximum de la bulle,

P_∞ : Pression du liquide à l'infini,

ρ : Masse volumique du liquide,

t_i : Temps défini par l'expression (I-24).

Le rayon maximum peut être calculé à partir de la mesure du temps donnant la durée t_i . Il est donné par la relation :

$$R_m = \frac{t_i}{0,915} \left(\frac{P_\infty}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-25})$$

I-6 Taille de la bulle en fonction de l'énergie injectée

Le rayon maximum de la bulle, assimilée à une sphère en fonction de l'énergie injectée W et de la pression P_∞ est donné par l'expression suivante : [19, 24]

$$R_m = K \left(\frac{W}{P_\infty} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-26})$$

où K est un coefficient qui dépend de P_∞ et des propriétés thermodynamiques du liquide selon l'expression :

$$K = \left(\frac{3RT_{eb}}{4\pi \int_{T_{amb}}^{T_{eb}} C_p(T) dt + L_v} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (I-27)$$

avec

T_{amb} : Température ambiante,

T_{eb} : Température d'ébullition à la pression hydrostatique appliquée,

R : Constante des gaz parfaits,

$C_p(T)$: Capacité thermique massique à pression constante,

L_v : Chaleur latente de vaporisation à volume constant.

L'énergie déposée à chaque impulsion est entièrement utilisée à l'échauffement et à la vaporisation du liquide, sous forme d'un gaz que l'on suppose parfait, à la température T_{eb} et la pression P_∞ . Les relations (I-26) et (I-27) permettent de calculer, en fonction de l'énergie injectée W et de la pression appliquée P_∞ , les valeurs de R_m .

En comparant les valeurs des rayons théoriques obtenus avec les rayons mesurés expérimentalement, Kattan et al [25] ont montré que pour le n-pentane et le n-décane, les résultats étaient très concordants. Par contre, pour l'Isooctane et le Tétraméthylsilane (TMS), l'écart est important.

Il a été rapporté également que dans le cyclohexane, en pointe cathode, sous tension continue, pour des pressions allant de 0,11 à 1,6 MPa et pour des énergies injectées de 1 à 3,6 nJ, les valeurs théoriques de R_m sont en bon accord avec les valeurs obtenues expérimentalement [38]

I-7 Transition bulle-streamer

Lorsque la tension appliquée est voisine de la tension seuil de génération, on observe l'implosion et le rebondissement de la bulle [18, 24]. Si la tension appliquée est

supérieure à la tension seuil, l'impulsion initiale de courant est suivie d'une série d'impulsions dont le nombre et l'amplitude augmentent avec la tension [19, 24].

Chaque impulsion correspond à une décharge dans la bulle initiale et entraîne la création d'une quantité supplémentaire de gaz ; le contour de la bulle se déforme et son volume augmente, c'est la phase de propagation.

Dans un récent travail, A. Larson et M. Bengtsson [47] ont démontré qu'après formation de la bulle gazeuse, les décharges partielles, qui s'y développent, provoquent une augmentation de la pression conduisant ainsi au développement de la cavité.

Conclusion

La phase de génération est l'étape initiatrice de la dégradation des diélectriques liquides soumis à un champ intense. Les phénomènes qui interviennent, lors de cette phase, peuvent être regroupés en deux familles :

- Mécanismes électroniques régies par les différentes charges électriques créées à l'interface solide/liquide ou dans le volume du liquide.
- Mécanismes faisant intervenir un changement de phase (création de bulles gazeuses). Ces bulles sont une conséquence d'une vaporisation locale du liquide suite au passage d'un courant de conduction ou dues à une dépression locale causée par le mouvement hydrodynamique du liquide.

Ces deux groupes de mécanismes ne peuvent être en aucun cas présentés séparément. Ils se manifestent simultanément ou peuvent être la conséquence l'un de l'autre. En effet, la bulle gazeuse peut être générée suite à un courant par effet joule. Le courant peut aussi résulter de la variation de la capacité électrique du système suite à la génération de la bulle de gaz.

Ces différents phénomènes dépendent des conditions électro-géométriques et des caractéristiques physico-chimiques des produits, en particulier sa structure.

Afin d'apporter notre contribution, à l'étude des phénomènes de dégradation dans les diélectriques liquides, nous nous sommes intéressés à la phase de génération, qui constitue la phase initiale conduisant, dans certaines conditions, à la disruption totale. Pour ce faire, nous considérerons des liquides, de diverses structures chimiques (n-alcanes, aromatiques, naphéniques) purs dans un premier cas et mélangés à des additifs à bas potentiel d'ionisation dans un second.

Cette étude concernera la tension alternative et continue en polarité positive et négative.

Chapitre II

Techniques Expérimentales

Dans ce chapitre, nous présentons les bancs d'essais utilisés et la technique expérimentale adoptée lors des essais que nous avons réalisés au laboratoire de haute tension de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger et complété à l'université Mouloud Mameri de Tizi-Ouzou et au Centre de Génie Electrique de l'Ecole Centrale de Lyon.

L'objectif de ces essais est de mettre en évidence les mécanismes impliqués dans la génération des bulles gazeuses dans les diélectriques liquides lorsque ce dernier est soumis à un champ électrique élevé.

II-1. Dispositif expérimental

Les différents bancs d'essais utilisés sont constitués d'une source de tension, d'une cellule d'essais contenant un système d'électrodes pointe-plan et de dispositifs de mesure du courant (ou de la charge électrique) et de détection des perturbations pouvant apparaître au voisinage de la pointe dans le diélectrique liquide considéré lorsque ce dernier est soumis à une tension Fig. (II-1).

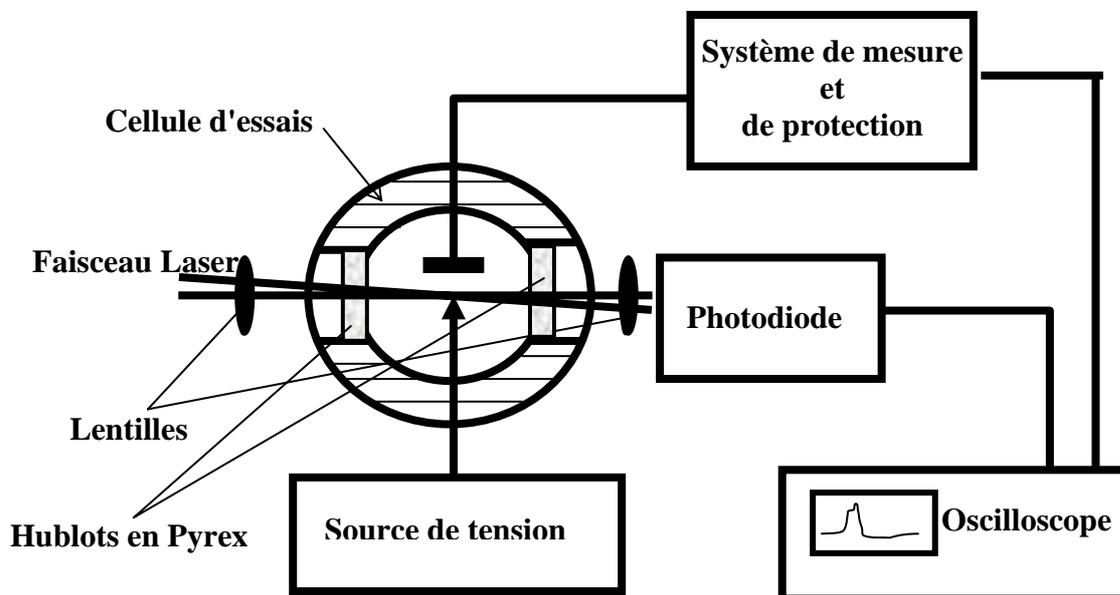


Fig. II-1 : Dispositif expérimental.

II-1-1. Sources de tension

Nous avons considéré dans notre travail deux formes de tension : continue et alternative.

- La tension continue est fournie par un générateur du type HEIZINGER de tension maximale 20 kV, 100W.
- La tension alternative est délivrée par un transformateur du type WALTER de 50 kV et de puissance 20kVA.

II-1-2. Cellules d'essais

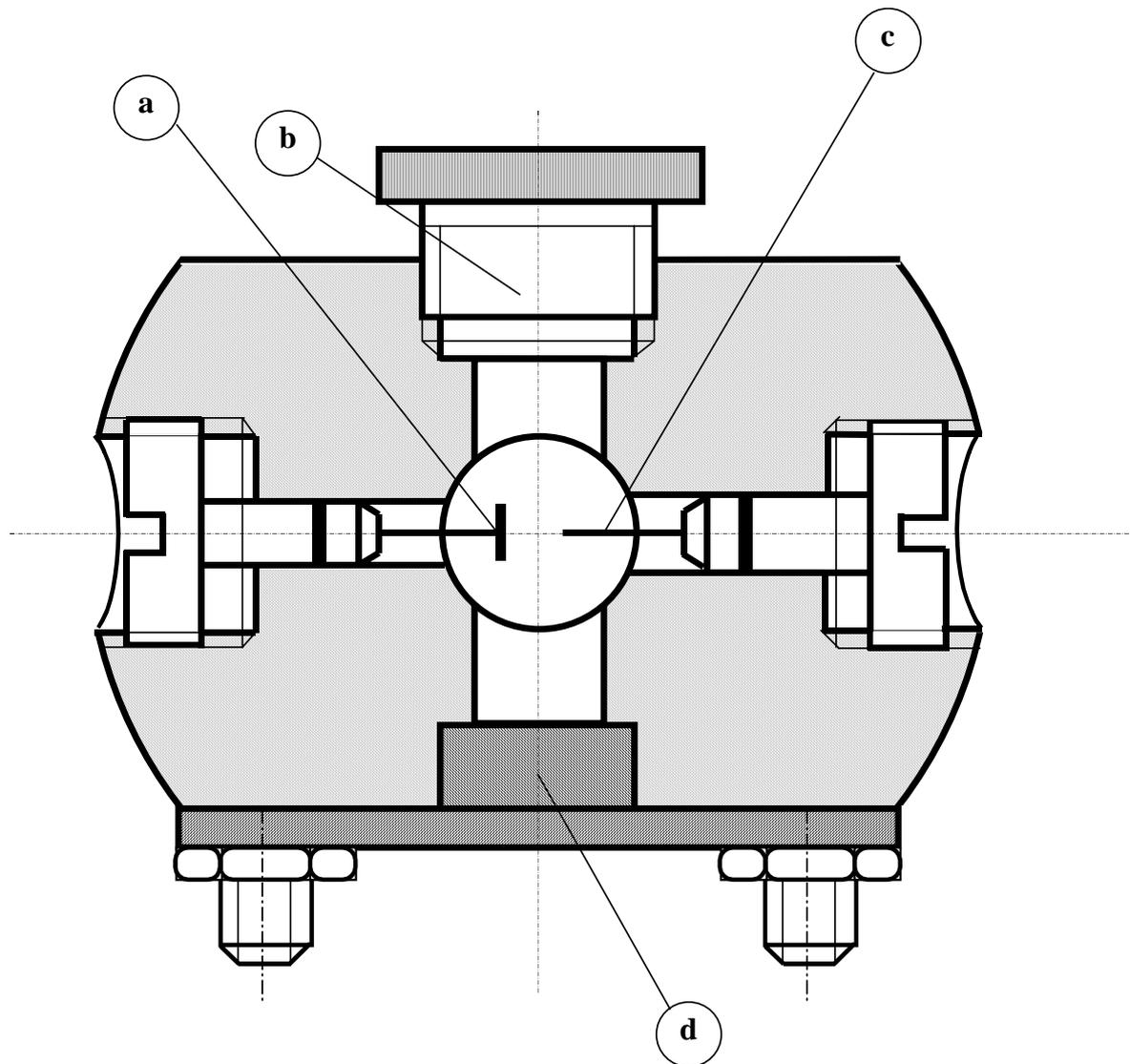
Deux types de cellules (Fig. II-2 et II-3) constituées d'un corps en Téflon et comportant un système d'électrodes interchangeables ont été utilisés : l'une pour la détection et la mesure des paramètres caractéristiques des phénomènes de génération (Fig. II-2) et l'autre pour des analyses chromatographiques (Fig. II-3). Celles-ci comportent deux hublots en Pyrex de 10mm de diamètre permettant la visualisation des différentes perturbations pouvant prendre naissance dans l'intervalle inter-électrodes.

L'électrode pointe dont le rayon de courbure peut varier de 1 à 20 μm est en tungstène. L'électrode plane est un disque en laiton de 10 mm de diamètre.

Deux bouchons en Téflon permettent le remplissage et la vidange de la cellule.

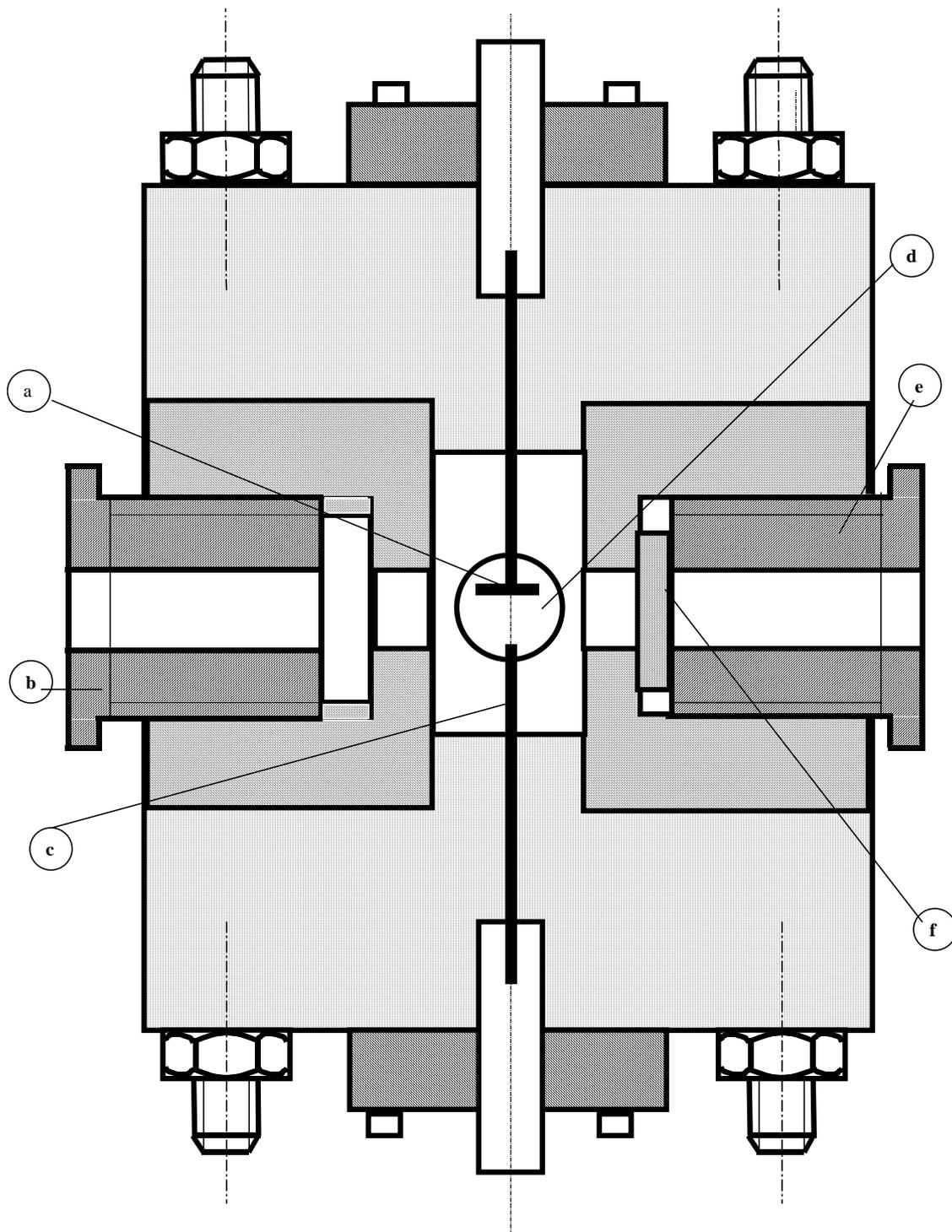
Afin d'identifier les gaz créés lors de la génération, et de mettre en évidence les mécanismes physiques qui interviennent, nous avons effectué des analyses chromatographiques. Pour ce faire, nous avons utilisé la deuxième cellule (fig. II-3) dont l'un des bouchons est en silicone de 3mm d'épaisseur. Celui-ci permet de prélever à l'aide d'une seringue des échantillons de liquides et de les analyser. Ces échantillons ont été soumis à une tension continue d'amplitude égale à la tension de génération durant le temps nécessaire à l'apparition d'une centaine de perturbations.

Le remplissage de la cellule est effectué sous vide. La cellule étant auparavant nettoyée puis séchée dans une étuve à 70°C pendant environ une heure.



(a) : Electrode plane; (b) : Bouchon de remplissage; (c) : Electrode pointe; (d): Bouchon de vidange

Fig.II-2: Cellule d'essais pour la mesure et la détection de la perturbation.



(a): Electrode plane; (b): Bouchon de remplissage; (c): Electrode pointe; (d): Hublot de visualisation; (e): Bouchon en silicone; (f) : Membrane en Silicone.

Fig.II-3: Cellule utilisée pour le prélèvement des échantillons pour analyse de chromatographie

II-1-3. Mesure du courant et de la charge électrique

Le courant correspondant à la perturbation est déduit de la tension mesurée aux bornes d'une résistance non inductive de 50Ω placée en série avec la cellule d'essais, coté basse tension ($I=U/R$). La mesure de la charge est effectuée sur une capacité sélectionnée dans une série de capacités de valeurs variant de 100 pF à 100 nF.

II-1-4. Détection de la perturbation

Le système de détection est constitué d'une source Laser et d'une photodiode (Centronix BPX65) rapide, placées d'un coté et de l'autre de la cellule.

Le principe de cette méthode est basé sur la variation de l'indice de réfraction du milieu traversé par le faisceau lumineux. En effet, un faisceau laser très fin (environ $20\mu\text{m}$ de diamètre) et continu éclairant le voisinage de l'électrode pointe est capté par une photodiode placée en face. En l'absence de perturbation, le signal de la photodiode observé sur l'oscilloscope est plat.

Dès apparition d'une perturbation au voisinage de la pointe, le signal est atténué. Cette atténuation est la conséquence du changement d'indice de réfraction du milieu traversé par le faisceau lumineux.

II-1-5. Enregistrement des différents signaux

Le signal lumineux issu de la photodiode ainsi que celui du courant correspondant à la perturbation sont enregistrés simultanément sur un oscilloscope à mémoire.

II-1-6. Analyses chromatographiques

Pour identifier la nature physique de la perturbation et les mécanismes responsables de sa génération, nous avons effectué des prélèvements d'échantillons pour des analyses chromatographiques après génération d'un certain nombre de perturbations pour un niveau de tension donné. Les analyses sont effectuées au moyen

d'un chromatographe du type PYE UNICAM 304 dont la colonne capillaire est en méthylsilicone "OV101", la température de cette dernière étant de 50°C.

II-1-7. Mode opératoire

Avant chaque remplissage, la cellule d'essais est nettoyée avec de l'acétone puis séchée dans une étuve à 70°C pendant environ une heure. La cellule d'essais est remplie sous vide.

Pour une distance inter-électrodes et un rayon de courbure donnés, plusieurs essais sont réalisés sur le liquide considéré. Entre chaque essai, le liquide est laissé au repos durant environ 3 minutes.

Les valeurs de la tension, de la charge et de l'énergie données dans la suite de ce travail représentent, la moyenne arithmétique d'au moins 10 essais.

II-1-8. Liquides utilisés

Les essais sont effectués pour des liquides de pureté spectroscopique. Il s'agit du n-Hexane (C_6H_{14}), n-Heptane (C_7H_{16}), n-Pentane (C_5H_{12}), Benzène (C_6H_6), Tétrachlorure de carbone (CCl_4), Chlorobenzène (C_6H_5Cl), Cyclohexane (C_6H_{12}). Les additifs utilisés sont le Tétrachlorure de carbone et le N-N' Diméthylaniline (DMA). Les caractéristiques physico-chimiques de ces liquides sont résumées dans le tableau II-1.

II-1-9. Electrodes pointes utilisés

Les électrodes pointes utilisées ont été fabriquées de deux façons :

- 1) Les pointes de grands rayons de courbure (supérieur à 5 μm) sont obtenues par usinage au tour universel à partir d'un fil en tungstène de 5mm de diamètre.
- 2) Les pointes de faibles rayons de courbure (inférieurs à 5 μm) sont produites par érosion électrochimique (électrolyse) à partir d'un fil identique au précédent.

	n-Hexane	n-Heptane	n-Pentane	Benzène	Chlorobenzène	Tétrachlorure de Carbone	Cyclohexane
FC	C₆H₁₄	C₇H₁₆	C₅H₁₂	C₆H₆	C₆H₅Cl	CCl₄	C₆H₁₂
ε_r	1,89	1,96	1,84	2,25	5,71	2,24	2,02
ρ	660	684	630	879	1107	1595	779
T_{eb}	342	371,58	309,07	353,25	405,25	350,15	254,15
C_p	1524	2048,2	2641,8	1751,42	1287,44	840,18	1860,1
L_v	372438	319561	382351,2	393505,2	324326,2	192280	357808

FC: Formule Chimique; **ε_r:** Permittivité relative; **ρ (kg/m³):** Masse volumique;

T_{eb} (K): Température d'ébullition; **C_p (J/kg.K):** Chaleur spécifique; **L_v (J/kg):** Chaleur latente de vaporisation;

Tableau II-1 : Caractéristiques physico-chimiques des liquides utilisés.

Chapitre III

Résultats expérimentaux

L'objectif visé par les essais expérimentaux, que nous présentons dans ce chapitre, est l'identification de la nature physique de la perturbation et la mise en évidence de la chronologie des mécanismes qui interviennent lors de la phase de génération dans les diélectriques liquides soumis un champ intense. Pour ce faire nous déterminons l'influence des paramètres électro-géométriques du système et des caractéristiques physico-chimiques des liquides sur la tension de génération. Des analyses chromatographiques sur des liquides, dans lesquels ont été générés des bulles, sont aussi réalisées. Ces différents essais sont effectués sous tension continue (polarités positive et négative) et alternative.

III-1 Identification de la perturbation

III-1-1 Sous tension continue

Dès que la tension appliquée aux électrodes atteint un certain seuil, nous observons l'apparition d'une impulsion de courant très brève (quelques dizaines de nano secondes) suivie le plus souvent d'un train d'impulsions plus ou moins importantes (Fig.III-1).

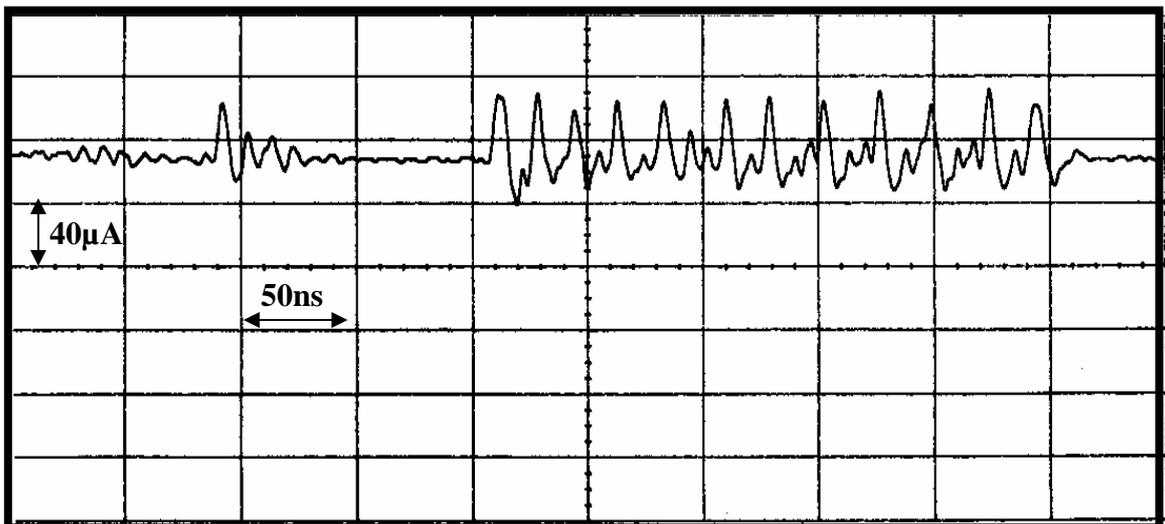


Fig.III-1: Oscillogramme de courant en tension continue dans le cyclohexane.

Au premier pic de courant correspond une atténuation du signal lumineux (Fig.III-2) légèrement en retard (de quelques nano secondes) par rapport à celui du courant. Ce résultat est vérifié pour tous les liquides testés. Ceci confirme les résultats rapportés par Kattan et al [25], à savoir que la perturbation est une conséquence du courant et non le contraire.

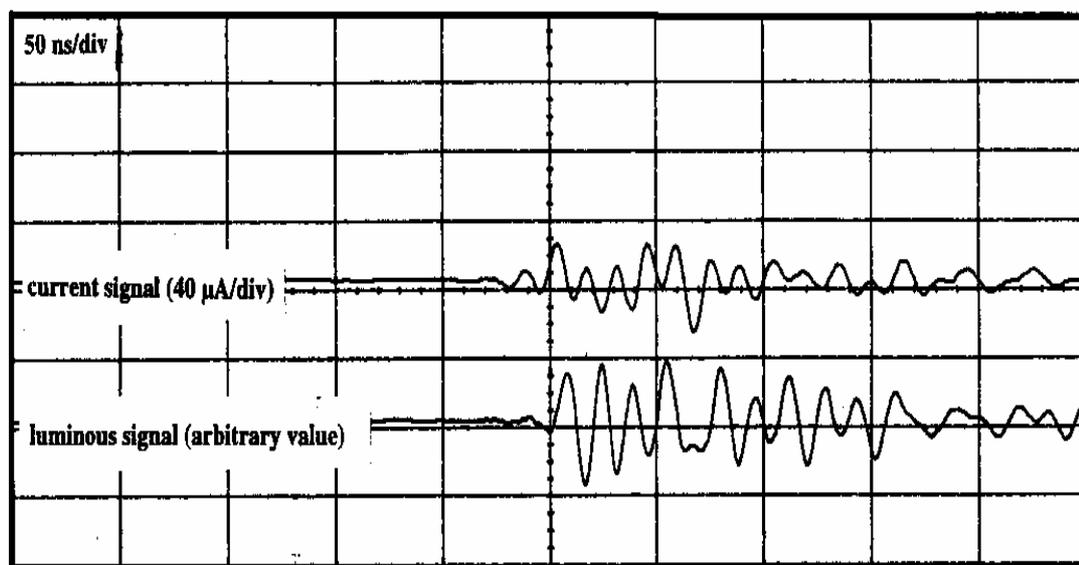
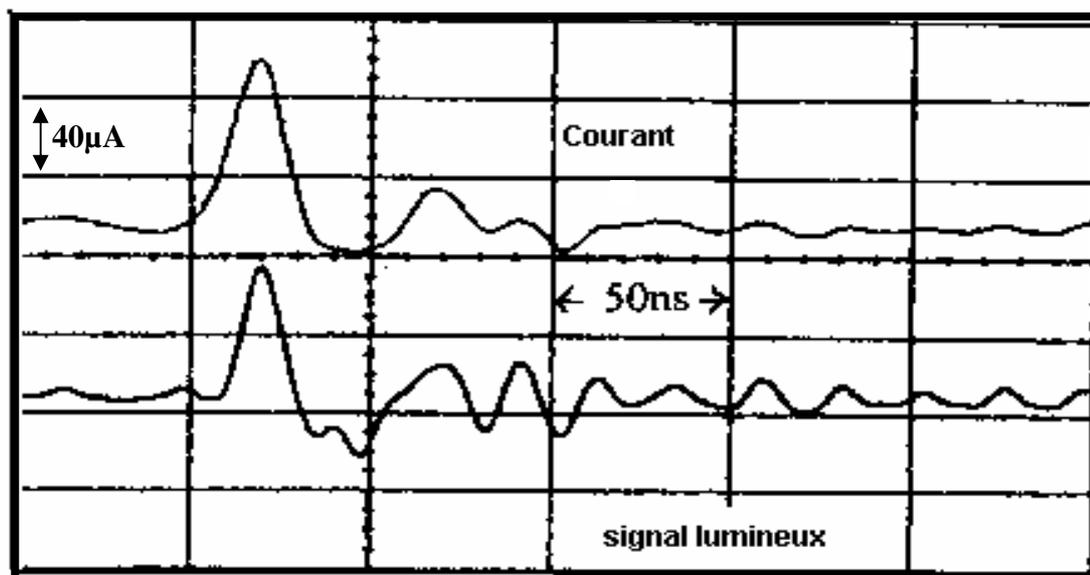


Fig.III-2 : Oscillogrammes de courant et de lumière captée par la photodiode, en tension continue

III-1-2 Sous tension alternative

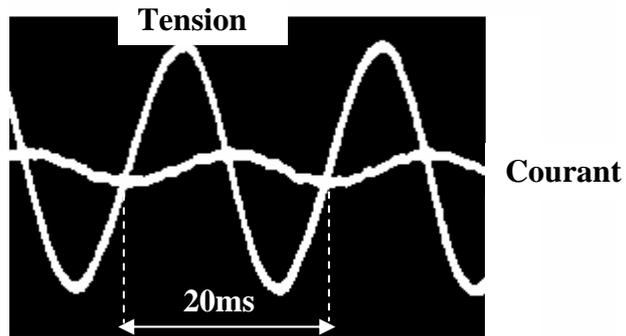
En absence de perturbations (pour des tensions inférieures au seuil de génération), le signal courant enregistré est semblable à une sinusoïde déphasé de $\pi/2$ par rapport à la tension (Fig.III-3 (a)).

Dès que la tension appliquée au système atteint le niveau seuil de génération, un pic est observé (Fig.III-3 (b)) sur le signal courant. Ce pic apparaît, toujours, durant l'alternance négative. En augmentant encore la tension, le nombre de pics croît (Fig.III-3 (c)). Ces pics de courant se manifestent aussi bien durant l'alternance négative que positive. Le déphasage entre la tension et le courant reste invariable conservant ainsi son caractère capacitif. En effet, pour une tension seuil de génération, un seul pic apparaît car une seule bulle est générée tandis que pour des niveaux supérieurs, plusieurs perturbations sont créées d'où présence de plusieurs pics.

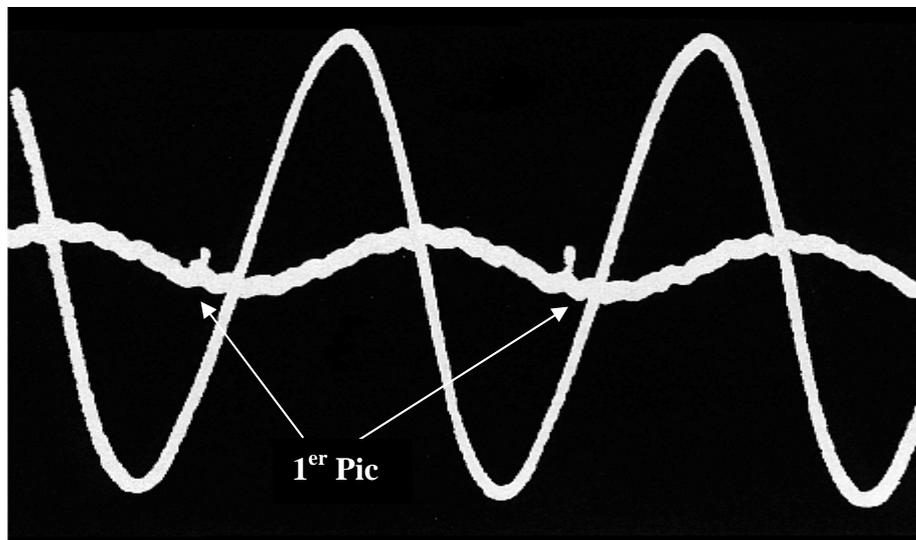
L'absence de pics durant l'alternance positive, pour une tension appliquée égale au seuil de génération, prouve que la génération a lieu pour une tension négative avant la tension positive. Ce résultat est en concordance avec ceux rencontrés dans la littérature [26, 40] sous tension continue, dans lesquelles on a rapporté que la tension de génération en polarité négative est inférieure à celle en polarité positive.

Un examen minutieux des différents signaux (tension appliquée égale ou supérieure au seuil de génération) permet de constater que le premier pic de courant apparaît toujours pour le même niveau de tension. En effet, pour les tensions élevées (Fig.III-3 (c)), la valeur instantanée de la tension d'apparition du premier pic est égale à la valeur de la tension d'apparition d'un pic unique (Fig.III-3 (b)).

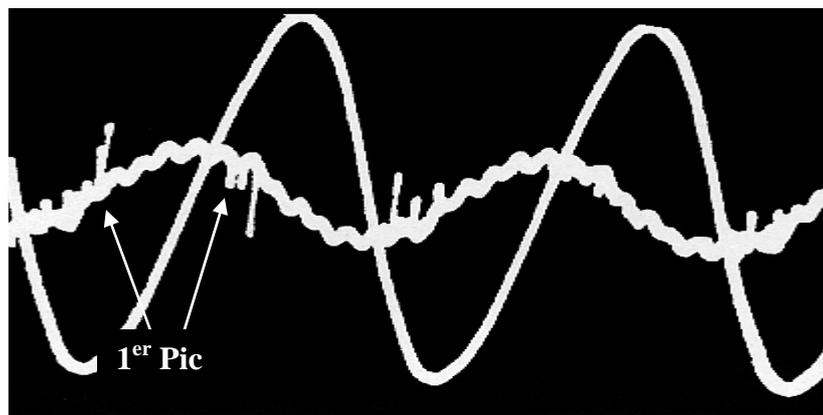
Tous les pics observés évoluent dans le sens inverse du courant capacitif, réduisant ainsi la valeur instantanée de ce dernier. Cette réduction de la valeur instantanée du courant est due au changement de phase du liquide d'où la nature gazeuse de la perturbation générée. Cette hypothèse sera détaillée ultérieurement.



(a) $U=2 \text{ kV}_{\text{eff}}$.



(b) $U=2,5 \text{ kV}_{\text{eff}}$.



(c) $U=5 \text{ kV}_{\text{eff}}$.

Fig.III-3: Oscillogrammes de tension et de courant

III-1-3 Analyses chromatographiques

Afin d'identifier les gaz constituant la bulle générée, nous avons effectué des analyses de chromatographie sur des échantillons de n-Hexane ($C_6 H_{14}$) et n-Heptane ($C_7 H_{14}$).

Les résultats obtenus ont révélé la présence de n-Méthane (CH_4) dans le premier et n-Propane (C_3H_8) dans le deuxième, confirmant ainsi la nature gazeuse de la bulle. Aucune trace de n-Pentane (C_5H_{12}), dans le n-Hexane, ni de n-Pentane (C_5H_{12}) ou de n-Hexane ($C_6 H_{14}$) dans le n-Heptane ($C_7 H_{14}$) n'a été détectée.

L'absence de n-Pentane (C_5H_{12}) et de n-Hexane ($C_6 H_{14}$) indiquerait l'intervention de mécanismes de vaporisation et des mécanismes de dissociation. De plus l'énergie mise en jeu pendant la génération (au maximum une trentaine de nano joules), est insuffisante pour la dissociation des molécules.

III-2 Génération de la bulle gazeuse en tension continue

Dans cette partie, nous présenterons des résultats se rapportant à l'influence de divers paramètres (géométriques, physiques, thermiques, ...) sur la génération des bulles gazeuses sous tension continue.

III-2-1 Influence de la distance inter – électrodes

En polarité négative et dans la gamme des dimensions choisies, la distance inter – électrodes n'a pratiquement aucune influence sur la tension de génération U_g et ce dans tous les liquides testés (Fig.III-4 et III-5). Elle reste constante pour des distances variant de 0,2 à 4,3mm et des rayons de courbure allant de 6,3 à 13 μm .

Par contre, en polarité positive, la tension de génération augmente avec la distance inter-électrodes (Fig.III-6 et III-7). Ce qui montre que les mécanismes de génération diffèrent selon la polarité de la pointe.

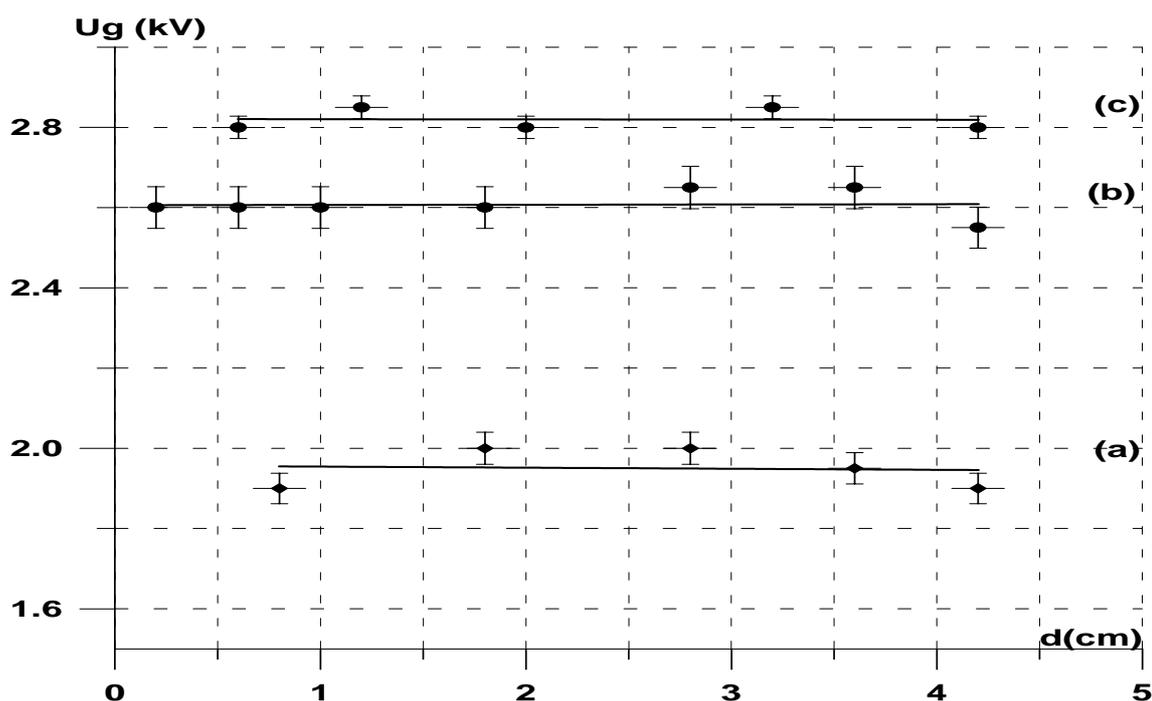


Fig.III-4 : Variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes en polarité négative. Rayon de courbure de la pointe dans le tétrachlorure de carbone (a) : 13 μm , (b) : 7,4 μm et (c) : 6,3 μm

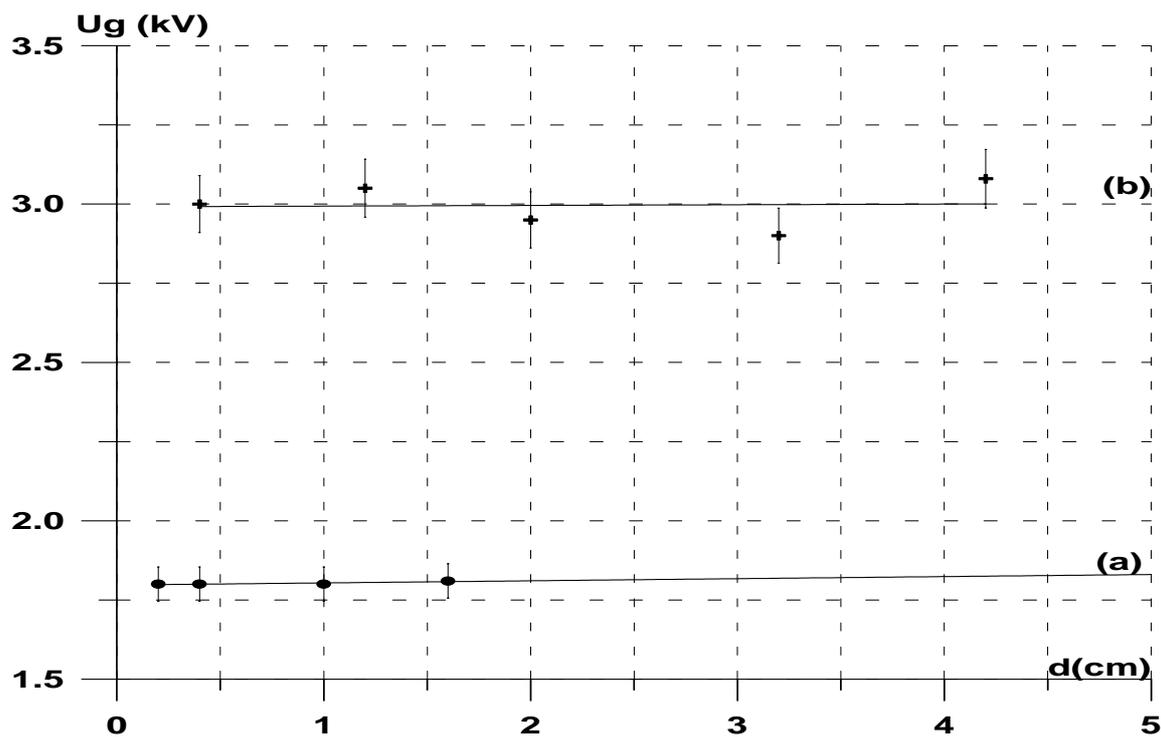


Fig.III-5 : Variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes en polarité négative. Rayon de courbure de la pointe $13\ \mu\text{m}$
 (a) : dans le Tétrachlorure de carbone, (b) : dans le n-Hexane

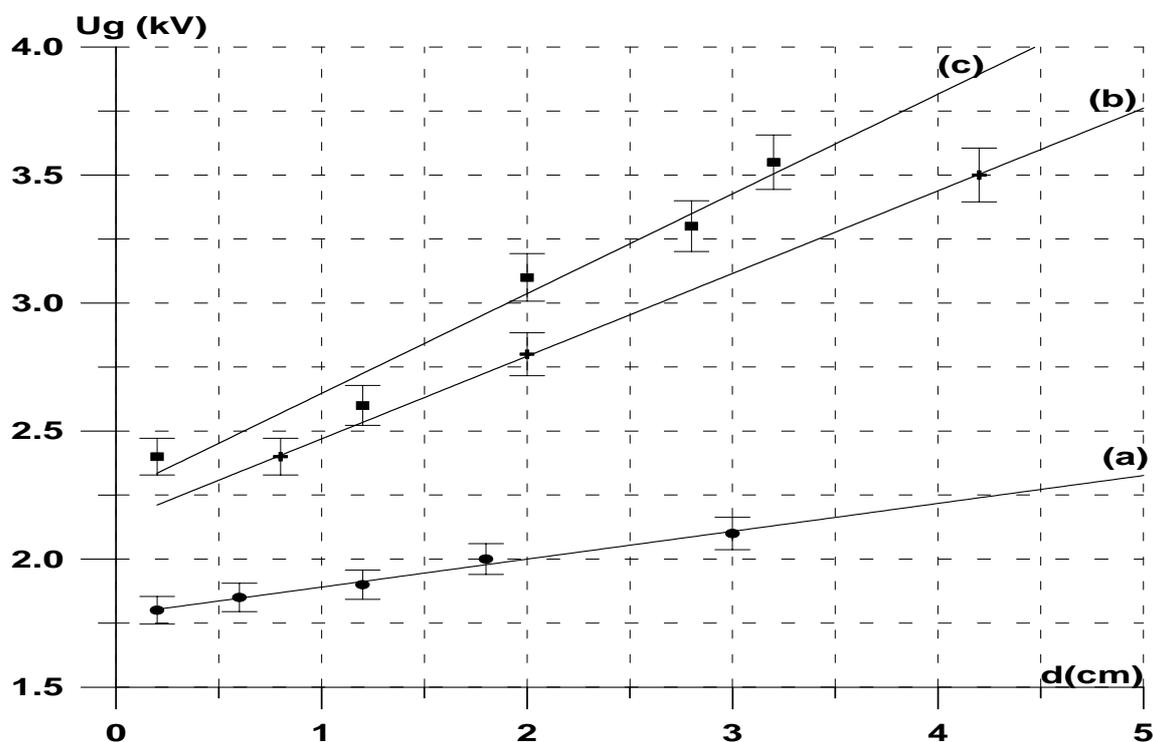


Fig.III-6 : Variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes en polarité positive. (a) : Tétrachlorure de carbone $r_p=13\ \mu\text{m}$,
 (b) : n-Hexane $r_p=11,3\ \mu\text{m}$, (c): Cyclohexane $r_p=11,3\ \mu\text{m}$

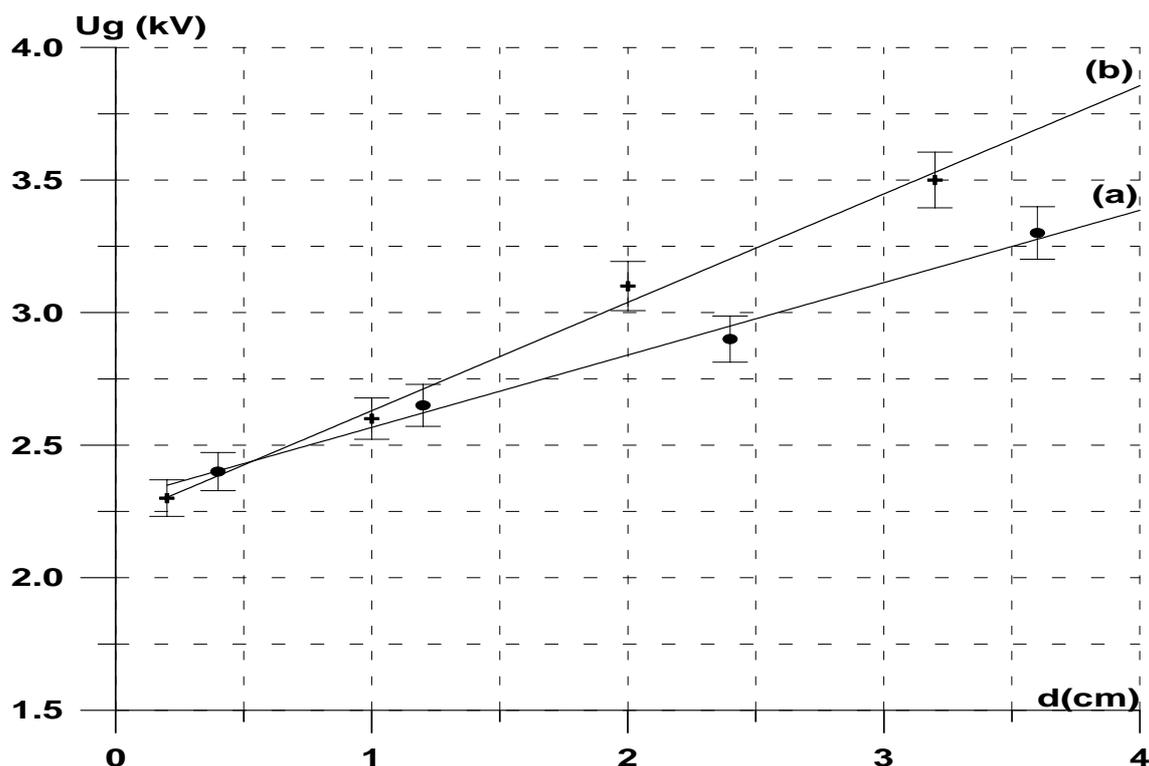


Fig.III-7 : Variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes dans le Cyclohexane en polarité positive.
Rayon de courbure (a) : $7,4 \mu\text{m}$, (b) : $11,3 \mu\text{m}$.

III-2-2 Influence du rayon de courbure de la pointe

Les résultats obtenus montrent que les mécanismes qui donnent naissance à la bulle dépendent de la polarité de la pointe.

En polarité positive, la tension de génération augmente avec le rayon de courbure de la pointe (Fig. III-8). Par contre, en polarité négative, elle diminue lorsque le rayon de courbure de la pointe croît (Fig.III-9).

Toutefois, le champ seuil de génération sur l'électrode pointe calculé, à l'aide d'un logiciel (Bela), utilisant les éléments finis, varie peu avec l'augmentation de la distance inter-électrodes et du rayon de courbure de la pointe. Ceci pour tous les liquides testés et les deux polarités. Sa valeur, pour les distances et rayons de courbures que nous avons considéré, est comprise entre 4 et 12 MV/m en polarité négative et 5 et 16 MV/m en polarité positive.

Pour un même liquide et des dimensions géométriques identiques (distance inter-électrodes et rayon de courbure), le champ de génération obtenu en polarité positive est approximativement égal à celui trouvé en polarité négative. Cette égalité de champ entre la polarité positive et négative est en faveur du phénomène d'injection au niveau de l'électrode pointe.

En plus de la justification de l'intervention du champ, cette dernière constatation confirme les observations faites sur les signaux enregistrés expérimentalement et les analyses chromatographiques. En effet, le courant d'injection conduit à une vaporisation générant ainsi une bulle gazeuse.

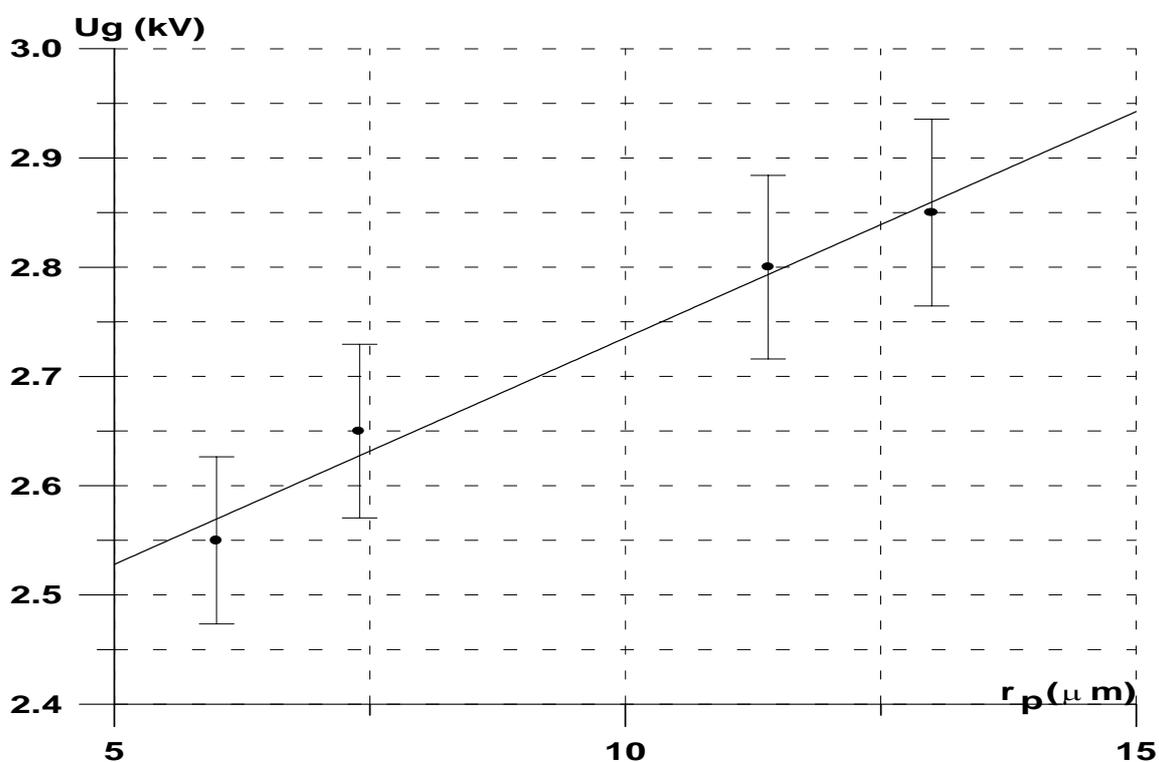


Fig.III-8 : Variation de la tension de génération en fonction du rayon de courbure de la pointe, en polarité positive, dans le n-Hexane.
Distance inter-électrodes 10 mm

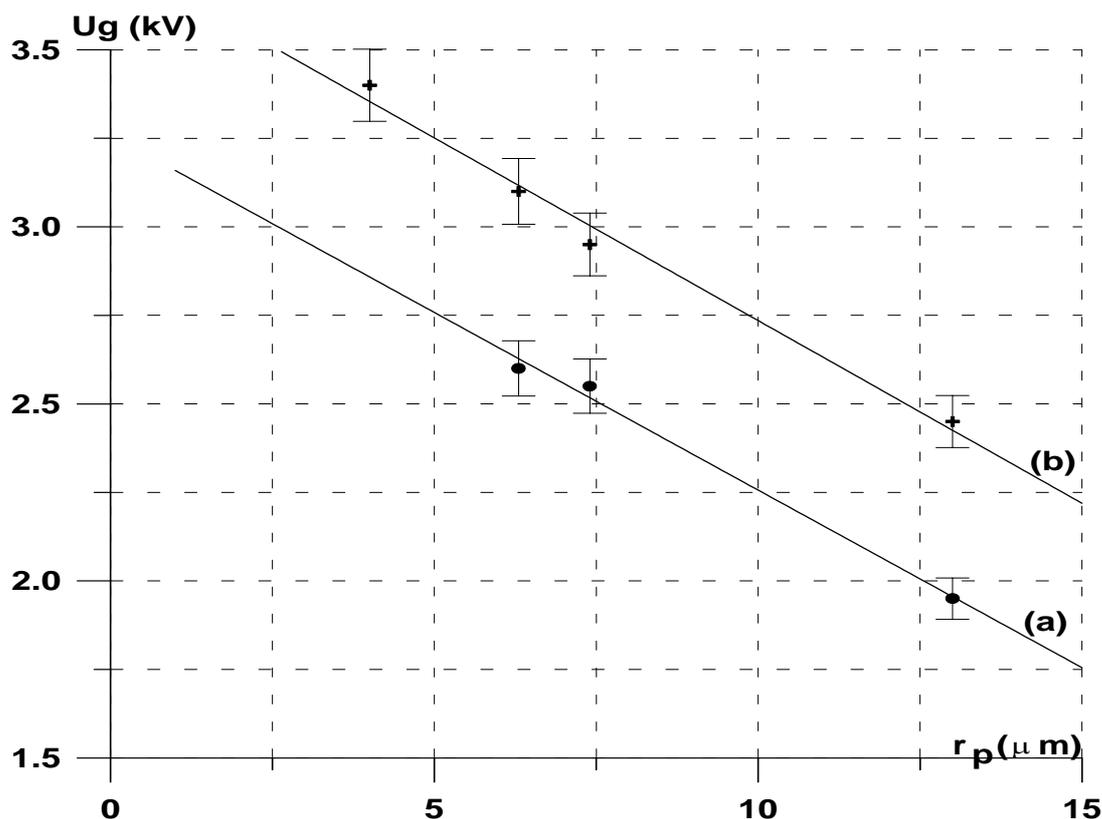


Fig.III-9 : Variation de la tension de génération en fonction du rayon de courbure de la pointe, en polarité négative, dans le n-Hexane. Distance inter-électrodes 10 mm

III-2-3 Influence de la structure du liquide

Les tensions de génération de la bulle gazeuse dépendent de la structure du liquide. Ces tensions sont plus élevées dans le n-Hexane (C_6H_{14}) et le Cyclohexane (C_6H_{12}) que dans le Tétrachlorure de Carbone (CCl_4) (Fig. III-4 et III-7). Les énergies de vaporisation de ces liquides (471 kJ/kg pour le Cyclohexane et 447 kJ/kg pour le n-Hexane) sont plus importantes (240 kJ/kg pour le Tétrachlorure de Carbone).

De plus, la permittivité diélectrique relative du Tétrachlorure de Carbone (2,24) est plus grande que celle du Cyclohexane (2,02) et du n-Hexane (1,89).

Les deux dernières observations confirment l'intervention des phénomènes de vaporisation dans la génération des bulles gazeuses. Cette vaporisation est la conséquence de l'effet joule suite à l'injection d'un courant.

Si l'on examine le cas du Tétrachlorure de Carbone, nous pouvons en effet remarquer que sa tension de génération est plus faible que celle des autres liquides. Or ce liquide est très stable donc difficile à dissocier [48] par contre son énergie de vaporisation

est faible. Ceci indiquerait que les propriétés thermiques jouent un rôle important dans le mécanismes de génération.

III-2-4 Influence des additifs

Les résultats obtenus semblent indiquer que la tension de génération est peu sensible à l'adjonction de certains additifs (Fig. III-10 et III-11). En effet, en ajoutant jusqu'à 1mole/l de Tétrachlorure de Carbone dans le n-Hexane, nous n'avons observé aucune variation de la tension de génération. Il en est de même avec 1 mole/l d'un composé à bas potentiel d'ionisation (le Diméthylanyline (DMA) et le Benzène) dans le n-Hexane. Ces constatations confirmeraient l'intervention des phénomènes d'injection lors de la génération. En effet, la création du courant est conditionnée par le contact électrode pointe-liquide. De plus la quantité d'additifs rajoutée étant très faible par rapport au volume du liquide de base, son influence sur l'ensemble reste insignifiante.

Aka [41] a relevé qu'en ajoutant du Tétrachlorure de carbone ou de l'iodobenzène, la tension de génération du Tetraester augmente avec la quantité d'additifs. Cette différence d'influence entre nos résultats et ceux rapportés par Aka, prouvent que la tension de génération dépend de la structure du liquide utilisé.

III-2-5: Energie de génération et dimension de la bulle

Les résultats ci-dessus confirment la nature gazeuse de la perturbation générée au voisinage de la pointe. Afin de confirmer l'intervention de la vaporisation, il est intéressant de considérer les énergies mises en jeu pendant la génération.

En se limitant au premier pic de courant et en admettant que la bulle générée est de forme sphérique, nous pouvons relier son rayon moyen R_m à l'énergie nécessaire à la vaporisation d'un volume v de liquide par la relation [38]:

$$W = \frac{V}{T} \left(\int_{T_{amb}}^{T_{eb}} C_p(T).dT + L_v \right) . P \quad \text{avec} \quad v = \frac{4}{3} . \pi . R_m^3 \quad (\text{III-1})$$

Génération de la bulle gazeuse en tension continue

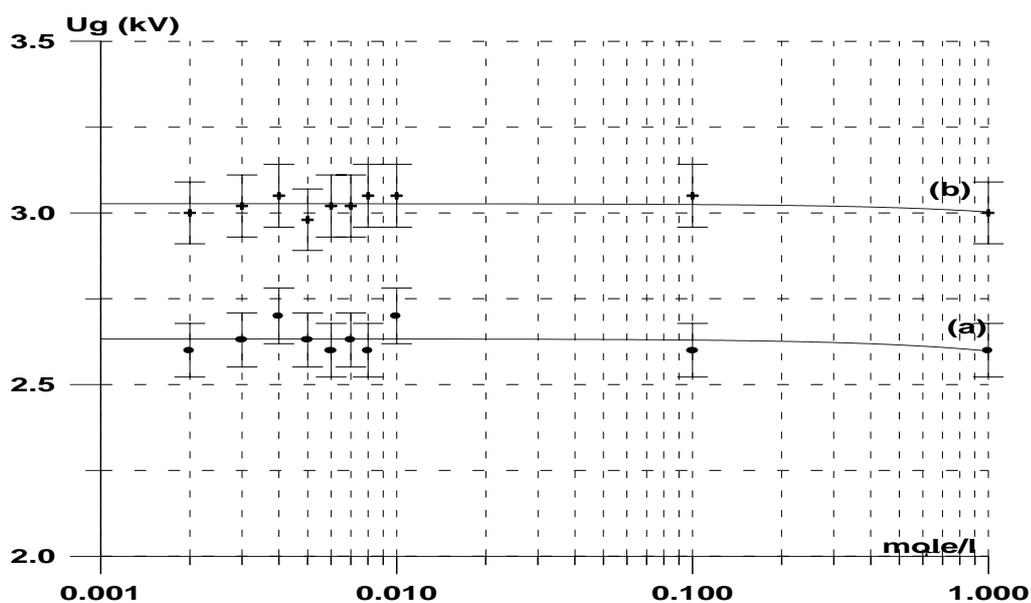


Fig.III-10 : Variation de la tension de génération en fonction de la concentration d'additifs, dans le n-Hexane. Distance inter-électrodes $d=2\text{mm}$, rayon de courbure de la pointe $r_p=6,3\ \mu\text{m}$. Polarité positive
(a): Tétrachlorure de Carbone, (b) Benzène.

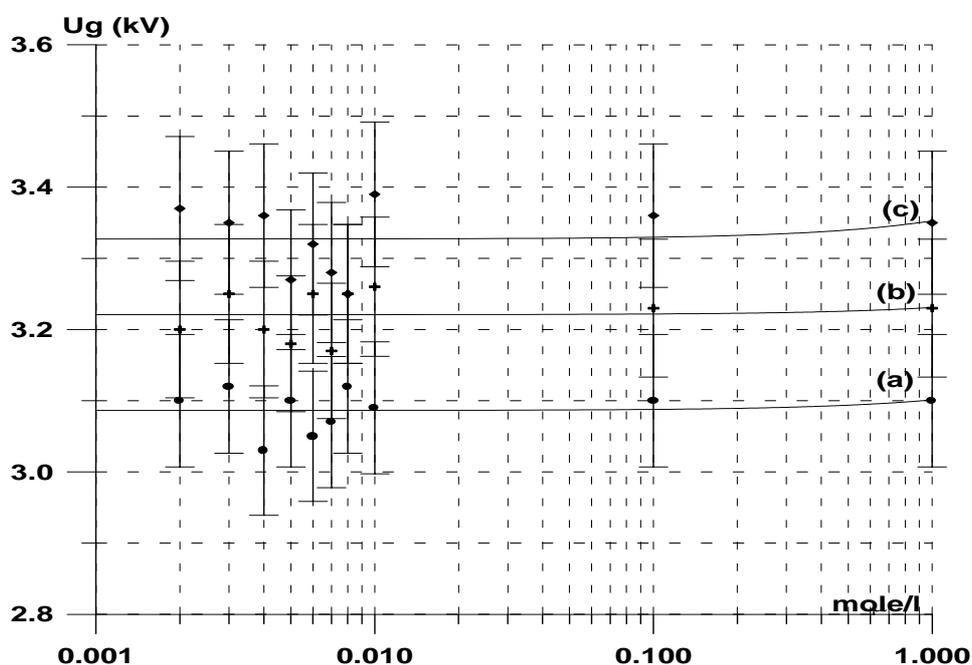


Fig.III-11 : Variation de la tension de génération en fonction de la concentration d'additifs, dans le n-Hexane. Distance inter-électrodes $d=2\text{mm}$, rayon de courbure de la pointe $r_p=6,3\ \mu\text{m}$. (a): DMA polarité positive, (b): Tétrachlorure de Carbone polarité négative (c): Benzène polarité négative.

$$d'où: R_m = \left(\frac{3RT_{eb}}{4\pi \int_{T_{amb}}^{T_{eb}} C_p (dT) + L_v} \cdot \left(\frac{W}{P} \right) \right)^{\frac{1}{3}} \quad (III-2)$$

avec

W: énergie injectée;

C_p: Chaleur spécifique;

L_v: Chaleur latente de vaporisation;

R: Constante des gaz parfaits,

T_{amb}: Température ambiante;

T_{eb}: Température d'ébullition;

P: Pression.

On peut ainsi déterminer le rayon moyen (R_m) de la bulle de gaz générée pour différentes distances inter-électrodes et une électrode pointe de rayon de courbure donné.

Les tableaux (III-1-a) et (III-1-b) donnent respectivement le rayon moyen de la bulle en fonction de la distance inter-électrodes pour les deux polarités dans le cyclohexane et les tableaux (III-2-a) et (III-2-b) dans le tétrachlorure de carbone.

Il ressort de ces tableaux, que pour un même rayon de courbure de la pointe et une même distance inter-électrodes, les énergies mises en jeu pour la génération de la bulle gazeuse sont plus importantes en polarité négative qu'en polarité positive pour un même liquide. De ce fait, le rayon moyen de la bulle est plus important en polarité négative. Cette différence serait à l'origine de l'apparition des streamers sous forme de buisson en polarité négative et filamentaire en polarité positive et de l'intervention de la pression de la bulle sur le liquide lors de la propagation des streamers. En effet, la faible dimension de la bulle de gaz, en polarité positive, induirait des pressions élevées permettant au streamer positif d'évoluer rapidement dans un espace plus réduit. Ceci serait à l'origine des streamers rapides et de forme filamentaire en polarité positive. Un raisonnement inverse en polarité négative expliquerait la forme touffue et lente des streamers négatifs.

D'autre part, en comparant les énergies de génération et les dimensions des bulles générées dans le Cyclohexane avec le tétrachlorure de Carbone (tableau III-3), on

remarque que, pour une distance inter-électrodes et un rayon de courbure de l'électrode pointe identique, les énergies ainsi que les dimensions des bulles sont plus importantes dans le Tétrachlorure de carbone que dans le Cyclohexane.

Comme nous l'avons précédemment indiqué, le Tétrachlorure de Carbone est plus facile à vaporiser que le Cyclohexane ; l'énergie de vaporisation du Tétrachlorure de carbone est de 240 kJ/kg alors que celle du Cyclohexane est de 471 kJ/kg. Ceci confirme l'intervention du mécanisme thermique dans la génération des bulles.

d (mm)	Q (pC)	W (nJ)	R _m (μm)
0.3	0.4	0.4	4.2
0.5	0.1	0.19	3.2
0.7	0.18	0.45	4.3
1.1	0.4	0.8	5.2
1.8	0.1	0.2	3.3
2.1	0.11	0.23	3.4
2.9	0.11	0.22	3.4
4.0	0.1	0.2	3.3

(a)

d (mm)	Q (pC)	W (nJ)	R _m (μm)
0.7	4.2	8.4	11.4
1.2	3.8	7.4	10.9
2.0	7.3	14.6	13.7
2.9	5.7	11.3	12.6
3.1	3.5	6.9	10.7
3.5	1.2	2.3	7.4
4.2	4.6	8.8	11.6

(b)

Tableaux III-1: Charge, énergie et rayon moyen de la bulle en fonction de la distance inter-électrodes, dans le Cyclohexane pour une électrode pointe de 13μm.

(a): polarité positive; (b): polarité négative.

d (mm)	Q (pC)	W (nJ)	R _m (μm)
0.4	1.2	2.3	7.4
0.6	11.2	21.3	10.1
1.9	3.2	6.2	10.3
3.0	5.8	11.9	12.8
3.4	4.8	9.3	11.8
4.2	17.1	37.6	18.8

(a)

d (mm)	Q (pC)	W (nJ)	R _m (μm)
0.5	14.1	27.3	16.9
1.0	13.3	25.6	16.5
1.8	13.2	26.8	16.6

(b)

Tableaux III-2: Charge, énergie et rayon moyen de la bulle en fonction de la distance inter-électrodes, dans le Tétrachlorure de carbone, pointe de 13μm.

(a): polarité positive; (b): polarité négative.

	Cyclohexane			Tétrachlorure de Carbone		
Polarité positive						
d (mm)	Q (pC)	W (nJ)	R _m (μm)	Q (pC)	W (nJ)	R _m (μm)
2.5	0.11	0.22	3.4	7.2	14.8	13.6
3.5	0.12	0.23	3.4	4.8	9.3	11.8
4.1	0.11	0.20	3.4	17	35.7	18.4
Polarité négative						
0.5	4	7.8	11.1	14.1	27.4	16.9
1	3.7	7.3	10.8	10	19.6	15.1
1.8	7.4	13.8	13.4	13.2	26.8	16.1

Tableaux III-3: Résultats comparatifs entre le Cyclohexane et le Tétrachlorure de Carbone. Rayon de courbure de la pointe 13μm.

Conclusion

Sous tension continue, l'injection de charges au niveau de l'électrode pointe, est à l'origine des phénomènes de génération dans les diélectriques liquides. Ainsi, l'énergie correspondante à ce courant induit permet de vaporiser localement le liquide pour former une cavité gazeuse.

La tension de génération dépend de la polarité, de la structure du liquide et du système d'électrodes (géométrie et dimensions).

III-3 Génération de la bulle gazeuse en tension alternative

Dans cette partie, nous présentons les résultats de l'influence des paramètres physiques et géométriques sur la tension de génération d'une bulle gazeuse sous tension alternative.

III-3-1 Influence de la distance inter-électrodes sur la tension de génération

Dans tous les liquides utilisés, la tension de génération est très peu affectée par la variation de la distance inter-électrodes (fig. III-12 à 16). Ces caractéristiques sont similaires à celles obtenues sous tension continue en polarité négative.

Comme il a été déjà rapporté (III-1-2, page 48), en observant les signaux obtenus expérimentalement (fig. III-3 (b)), nous remarquons que pour une tension égale au seuil de génération, le pic de courant apparaît lors de l'alternance négative de la tension. Par contre, pour des tensions plus élevées (fig. III-3 (c)), ces pics se manifestent aussi bien en alternance négative que positive. Par conséquent, la tension de génération en polarité négative est plus faible qu'en polarité positive.

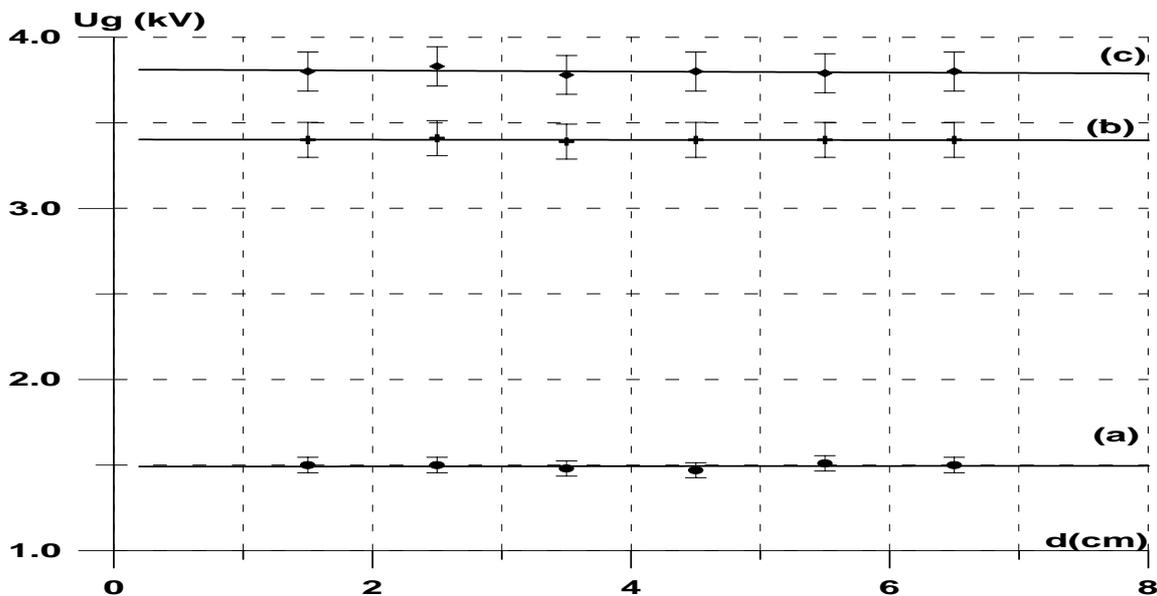


Fig. III-12: Variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes dans le n-Pentane. Rayon de courbure de la pointe (a): $6\mu\text{m}$; (b): $20\mu\text{m}$; (c): $40\mu\text{m}$

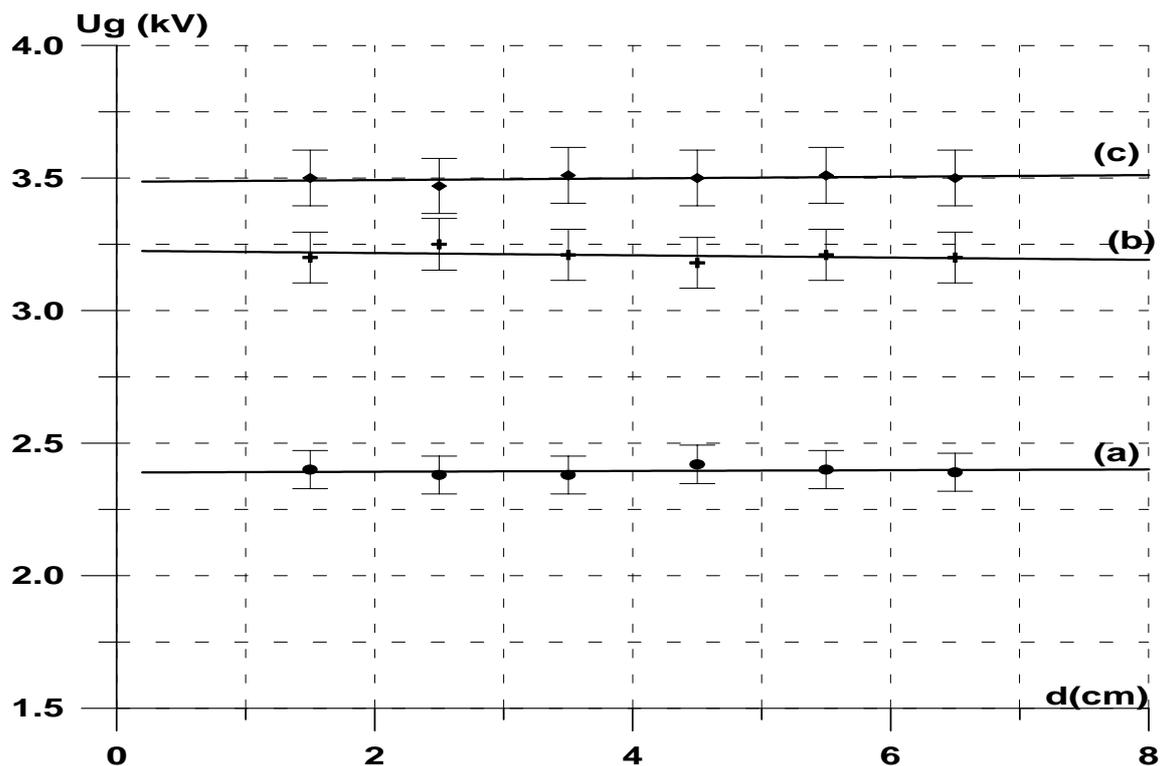


Fig. III-13: Variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes dans le n-Heptane. Rayon de courbure de la pointe
(a): $6\mu\text{m}$; (b): $20\mu\text{m}$; (c): $40\mu\text{m}$

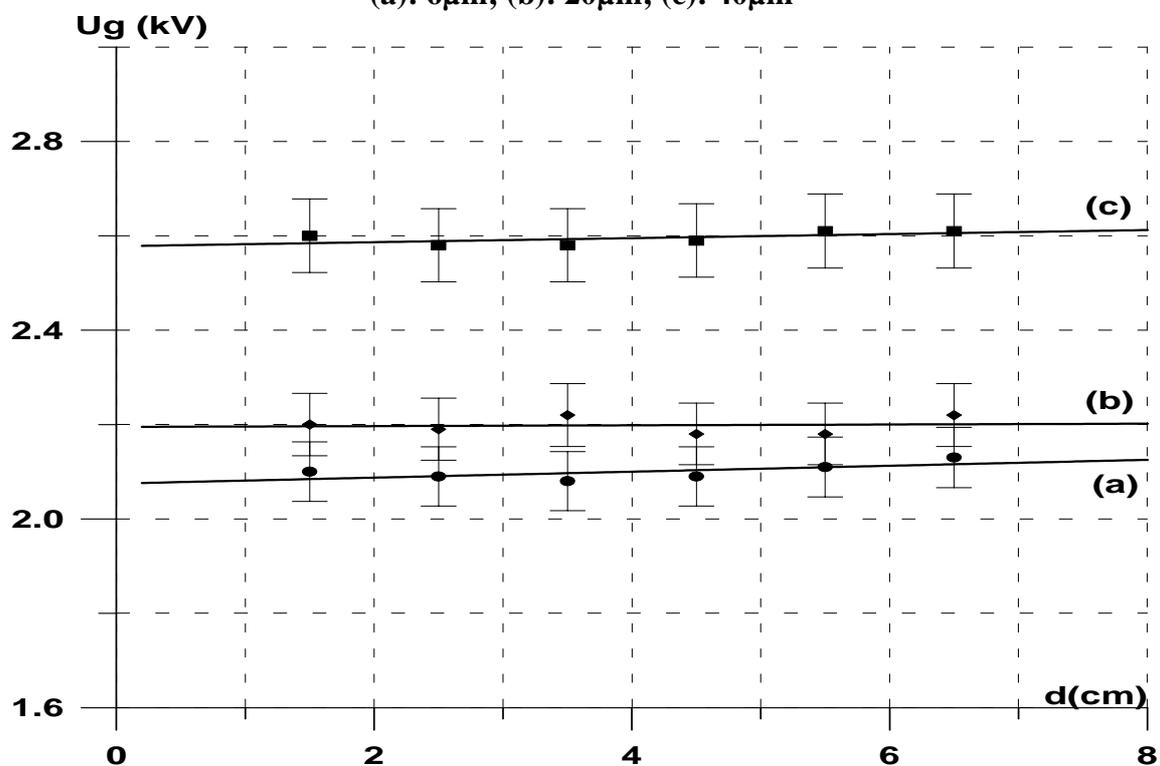


Fig. III-14: Variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes dans le Cyclohexane. Rayon de courbure de la pointe
(a): $6\mu\text{m}$; (b): $20\mu\text{m}$; (c): $40\mu\text{m}$

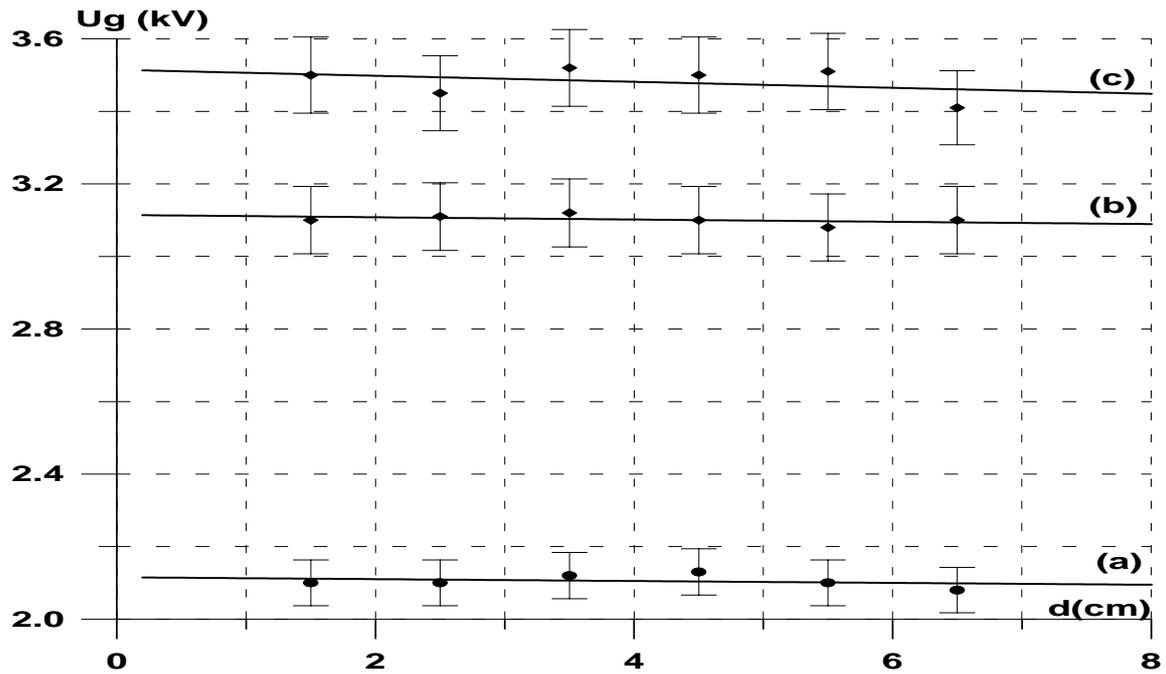


Fig. III-15: Variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes dans le Tétrachlorure de Carbone. Rayon de courbure de la pointe (a): $6\mu\text{m}$; (b): $20\mu\text{m}$; (c): $40\mu\text{m}$

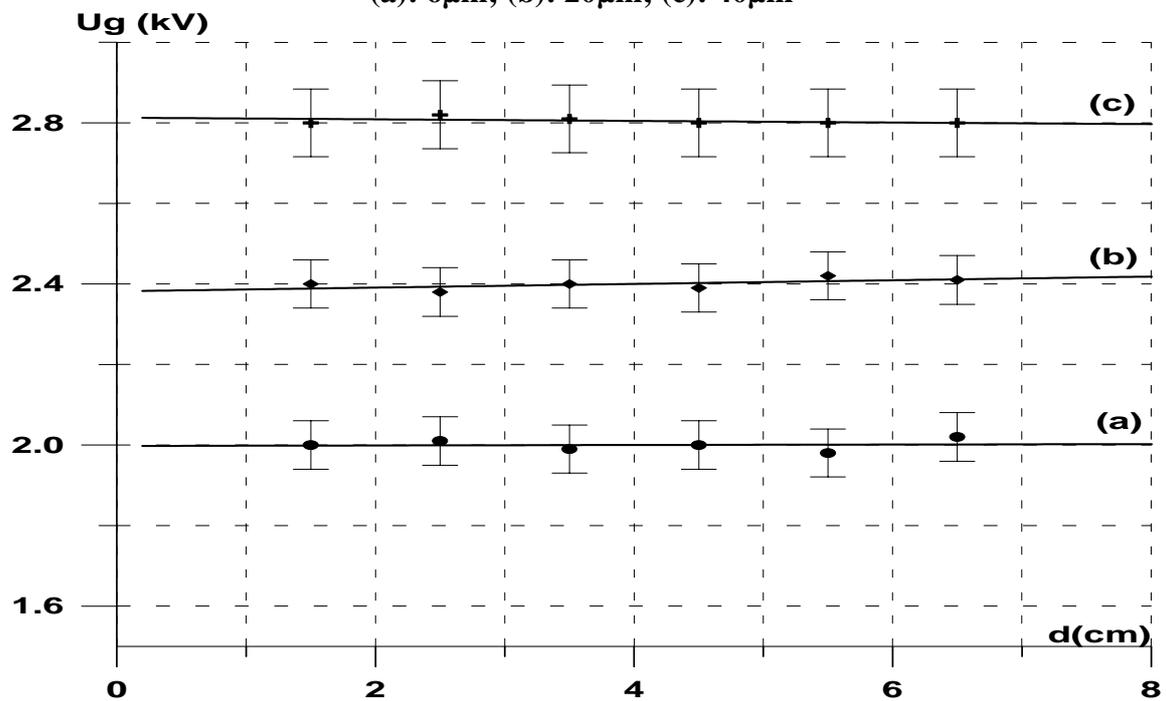


Fig. III-16: Variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes dans le Benzène. Rayon de courbure de la pointe (a): $6\mu\text{m}$; (b): $20\mu\text{m}$; (c): $40\mu\text{m}$

III-3-2 Influence du rayon de courbure de la pointe sur la tension de génération

Les différents résultats obtenus (tableau III-4 et III-5), pour des rayons de 6, 20 et 40 μm , montrent que la tension de génération est d'autant plus importante que le rayon de courbure de l'électrode pointe est élevé et ceci pour tous les liquides étudiés. Cette observation est en faveur de l'intervention du champ électrique.

	$U_g(\text{kV})$		
	$R_p= 6\mu\text{m}$	$R_p= 20\mu\text{m}$	$R_p= 40\mu\text{m}$
n-pentane	2,55	3,43	3,86
n-heptane	2,36	3,16	3,46
Cyclohexane	2,15	2,23	2,60
Tétrachlorure de carbone	2,03	3,10	3,43
Benzène	2,02	2,33	2,86

Tableau III-4 : Tension de génération en fonction du rayon de courbure de la pointe pour différents liquides utilisés. Distance inter-électrodes de 2,5cm

	$U_g(\text{kV})$		
	$R_p= 6\mu\text{m}$	$R_p= 20\mu\text{m}$	$R_p= 40\mu\text{m}$
n-pentane	2,52	3,40	3,76
n-heptane	2,36	3,13	3,53
Cyclohexane	2,10	2,28	2,60
Tétrachlorure de carbone	2,10	3,16	3,56
Benzène	1,95	2,40	2,83

Tableau III-5 : Tension de génération en fonction du rayon de courbure de la pointe pour différents liquides utilisés. Distance inter-électrodes de 3,5cm

III-3-3 Influence de la nature du liquide sur la tension de génération

Les paramètres que nous avons traités (permittivité, énergie de vaporisation et potentiel d'ionisation) ont été choisis dans le but de séparer les mécanismes purement électroniques de ceux qui font intervenir une phase gazeuse.

III-3-3-1 Influence de la permittivité

L'étude de l'influence de la permittivité sur la tension de génération a donné des résultats contradictoires, selon le rayon de courbure de l'électrode pointe considéré.

Pour un rayon de courbure de la pointe de $6\ \mu\text{m}$ et une distance inter-électrodes de $2,5\text{mm}$ (fig. III-16), la tension de génération décroît lorsque la permittivité augmente. Par contre, pour les rayons de 20 et $40\ \mu\text{m}$ (tableaux III-6), cette décroissance n'est pas établie.

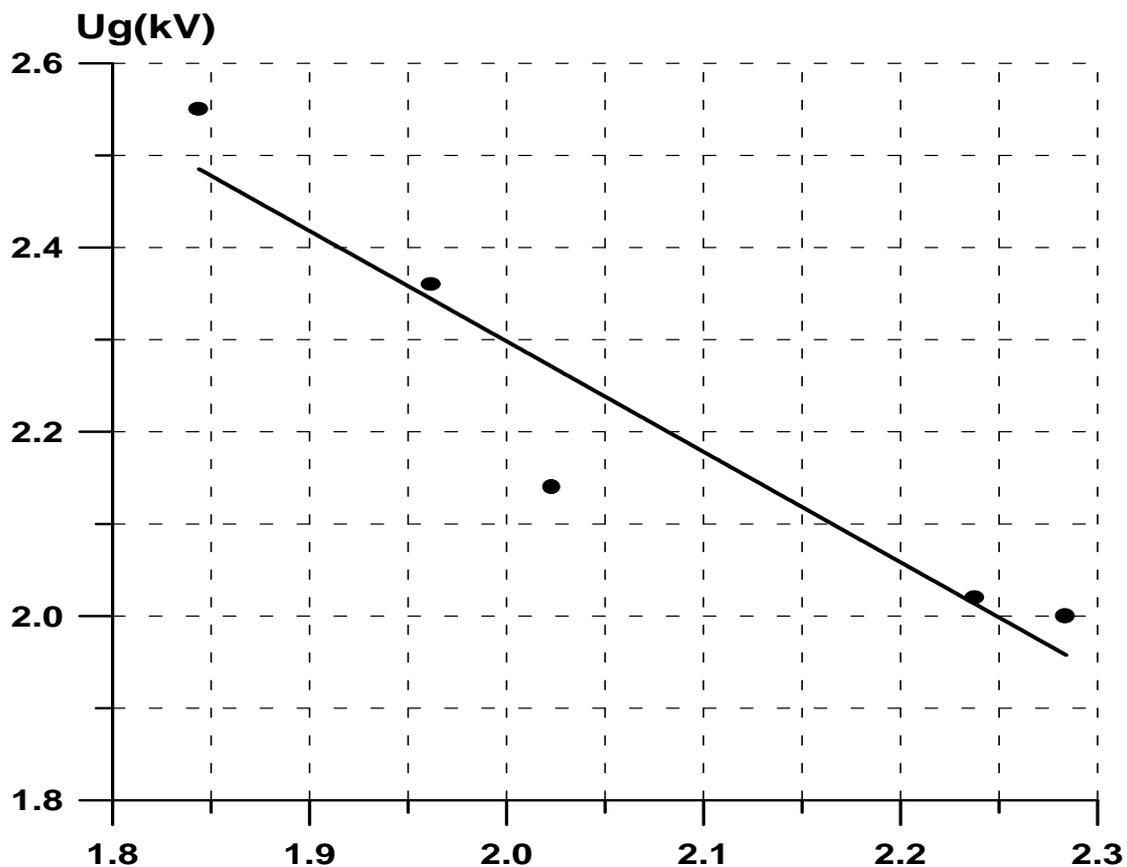


Fig. III-16 Influence de la permittivité du liquide sur la tension de génération. Distance inter-électrodes $d=2,5\text{cm}$, Rayon de courbure de la pointe $r_p=6\ \mu\text{m}$

De plus, en s'intéressant à la structure des liquides (pour ces deux derniers rayons), on constate que contrairement aux alcanes (n-pentane et n-heptane) dont la décroissance de la tension de génération en fonction de la permittivité est observée, les autres liquides (cyclohexane, tétrachlorure de carbone et benzène) génèrent des bulles gazeuses à des niveaux de tension indépendants de la valeur de la permittivité. Ces résultats mettent en évidence l'intervention de la nature physico-chimique du liquide et démontrent tout l'intérêt à examiner les autres caractéristiques (autre que la permittivité) des liquides pour mieux identifier l'influence de la structure de ces derniers.

	Permittivité	Tension de génération U_g (kV)			
		$R_p = 20\mu\text{m}$		$R_p = 40\mu\text{m}$	
		d=2,5 cm	d=3,5 cm	d=2,5 cm	d=3,5 cm
n-pentane	1,884	3,43	3,40	3,86	3,76
n-heptane	1,962	3,16	3,13	3,46	3,53
Cyclohexane	2,023	2,23	2,28	2,60	2,60
Tétrachlorure de carbone	2,238	3,10	3,16	3,43	3,56
Benzène	2,284	2,33	2,40	2,86	2,83

Tableau III-6 Tension de génération en fonction de la permittivité relative du liquide dans les liquides utilisés $r_p=20\mu\text{m}$ et $r_p=40\mu\text{m}$

III-3-3-2 Influence de l'énergie de vaporisation du liquide

Les caractéristiques thermiques d'un liquide sont représentées par : sa température d'ébullition, sa capacité calorifique et sa chaleur latente de vaporisation. L'examen de l'une de ces caractéristiques séparément est inutile pour la simple raison qu'aucun d'eux ne justifie à lui seul un état précis du liquide (plus facile à vaporiser ou le contraire). Pour cela, nous nous sommes intéressés à l'énergie de vaporisation (la température d'ébullition, la capacité calorifique ainsi que la chaleur latente interviennent conjointement).

L'énergie de vaporisation d'une mole d'un liquide, en négligeant la variation de la capacité calorifique en fonction de la température, est donnée par l'expression suivante :

$$Q = C_p \Delta T + L_v \quad (\text{III-3})$$

avec

C_p : Capacité calorifique en cal/mol.K,

ΔT : Ecart entre la température d'ébullition et la température ambiante,

L_v : Chaleur latente de vaporisation en cal/mol.

Les différentes chaleurs de vaporisation ainsi calculées sont données dans le tableau III-7, où apparaissent également les tensions de génération pour différents rayons de courbure.

	Q (kJ/kg)	U _g (kV)		
		R _p = 6μm	R _p = 20μm	R _p = 40μm
Tétrachlorure de carbone	240	2,03	3,10	3,43
n-pentane	424	2,55	3,43	3,86
Cyclohexane	471	2,15	2,23	2,60
n-heptane	480	2,36	3,16	3,46
Benzène	499	2,02	2,33	2,86

Tableau III-7 Tensions de génération en fonction de l'énergie de vaporisation des différents liquides utilisés. Distance inter-électrodes d=2,5 cm

Il ressort des résultats obtenus, en considérant les chaleurs de vaporisation, qu'une relation directe entre celles-ci et les tensions de génération est très difficile à établir. Et cela quelle que soit la forme géométrique de la structure du liquide considéré (chaîne linéaire ou cyclique).

III-3-3-3 Influence du Potentiel d'ionisation

L'étude de l'influence du potentiel d'ionisation sur la tension de génération est d'un grand intérêt pour l'identification de l'intervention des mécanismes purement électroniques. Les résultats obtenus (Tableau III-8), à l'instar de ceux trouvés dans le

cas de l'énergie de vaporisation démontrent que l'on ne peut établir un lien entre la tension de génération et le potentiel d'ionisation pour l'ensemble des produits.

Toutefois, pour les alcanes (n-heptane (9,90 eV) et n-pentane (10,35 eV)), l'augmentation du potentiel d'ionisation nécessite une tension (champ) de génération plus élevée. Ce qui confirme encore une fois l'importance de la structure.

	Vi (eV)	U _g (kV)		
		R _p = 6μm	R _p = 20μm	R _p = 40μm
Benzène	9.24	2.02	2.33	2,86
Cyclohexane	9.80	2.15	2.23	2.60
n-heptane	9.90	2.36	3.16	3.46
n-pentane	10.35	2.55	3.43	3.86
Tétrachlorure de carbone	11.47	2.03	3.10	3.43

Tableau III-8 Tensions de génération en fonction du potentiel d'ionisation des différents liquides utilisés. Distance inter-électrodes d=2,5 cm.

III-3-3-4 Influence des additifs capteurs d'électrons

Afin d'examiner l'intervention des mécanismes purement électroniques lors de la génération dans les diélectriques liquides, nous avons procédé à l'étude de l'influence d'un additif capteur d'électrons (le tétrachlorure de carbone CCl₄) sur deux liquides de structure simples, le n-pentane (C₅H₁₂) et n-heptane (C₇H₁₆). Pour ce faire, nous avons utilisé une pointe de rayon 6μm pour une distance inter-électrodes de 2,5mm.

Les résultats obtenus (fig. III-17 et III-18), montrent que l'ajout de faibles concentrations de CCl₄ (jusqu'à 0,3 mol/l) dans les deux liquides n'a aucune influence sur la tension de génération. Au delà de cette valeur, la tension de génération décroît pour se rapprocher de la valeur de la tension seuil de génération dans le tétrachlorure de carbone pur.

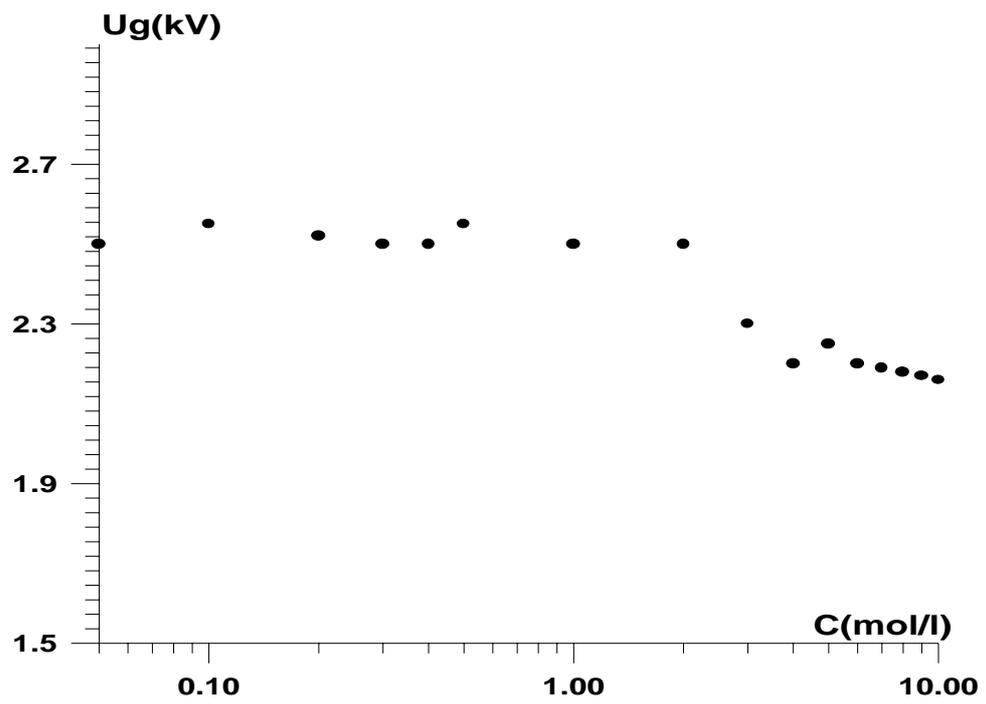


Fig. III-17 : Influence de l'addition du Tétrachlorure de carbone sur la tension de génération dans le n-pentane. $D=2,5\text{mm}$, $r_p=6\mu\text{m}$

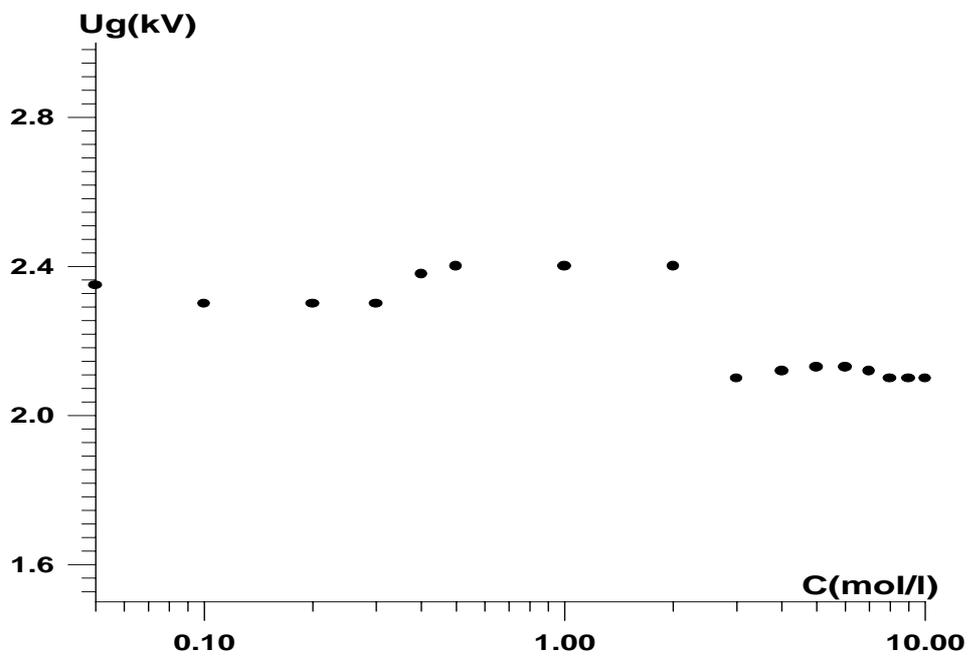


Fig. III-18 : Influence de l'addition du Tétrachlorure de carbone sur la tension de génération dans le n-heptane. $D=2,5\text{mm}$, $r_p=6\mu\text{m}$

Conclusion

Il ressort des résultats ci-dessus que les conditions de génération dans les diélectriques liquides dépendent de plusieurs paramètres et plus particulièrement :

- de la géométrie des électrodes (distance inter-électrodes et rayon de courbure de l'électrode pointe) ;
- des caractéristiques physico-chimiques du liquide étudié ;
- de la forme (alternative ou continue) et de la polarité de la tension appliquée.

Toutefois, la génération est obtenue pour des niveaux de tension plus faibles en polarité négative qu'en polarité positive.

Afin d'établir et clarifier l'influence de chacun des paramètres, nous consacrons la première partie du chapitre suivant à une discussion de tous les résultats obtenus, en essayant de relever les mécanismes susceptibles d'intervenir durant la phase de génération et qui sont à l'origine de la formation de la bulle gazeuse. Par la suite, nous examinons la transition de cette bulle en streamer.

Chapitre IV

Transition de la bulle en streamer - Discussion

La première partie de ce chapitre est consacrée à la confrontation des résultats obtenus aussi bien sous tension continue qu'alternative. Nous discuterons ces résultats par rapport aux différents phénomènes physiques pouvant être à l'origine de la génération de la bulle de gaz. Enfin, nous nous intéresserons à l'identification des mécanismes susceptibles d'intervenir lors de la transition de la bulle de gaz en streamer.

IV-1 Discussion

IV-1-1 Nature de la perturbation

Les analyses chromatographiques des deux liquides (le n-Hexane (C_6H_{14}) et le n-Heptane (C_7H_{16})) ont révélé la présence de gaz n-Méthane (CH_4) dans le premier et de n-Propane (C_3H_8) dans le second. De plus, aucune trace de n-Pentane (C_5H_{12}) ou de n-Hexane (C_6H_{14}) respectivement dans les deux liquides testés, n'a été détectée. Ces absences de liquides, complémentaires des gaz produits, démontrent que les gaz ne sont pas formés par dissociation mais plutôt par vaporisation.

En examinant les signaux de courant obtenus lors des essais sous tension alternative (photo III-3 (a), (b) et (c)), nous constatons que le déphasage de $\pi/2$ entre le courant et la tension se maintient quelle que soit la tension appliquée. A partir de la tension seuil (photo III-3 (b)) de génération un pic de courant de forme triangulaire apparaît durant l'alternance négative. En augmentant la tension (photo III-3 (c)), ce premier pic sera suivi d'autres pics. De plus, des pics se manifestent aussi durant l'alternance positive.

La réduction de la valeur instantanée du courant confirme les résultats des analyses chromatographiques précédents dans lesquels nous avons relevé la présence de gaz. En effet, en assimilant notre système d'essais à deux électrodes sphériques concentriques de rayon r_p et r_p+d , sa capacité électrique s'écrira :

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\frac{1}{r_p} - \frac{1}{r_p + d}} \quad (\text{IV-1})$$

avec r_p rayon de la pointe et d distance inter-électrodes.

Etant donné que r_p (quelques μm) est très petit devant d (quelques mm), l'équation (IV-1) devient :

$$C = 4.\pi.\varepsilon_0.\varepsilon_r.r_p \quad (\text{IV-2})$$

Le courant du condensateur constitué par la pointe et le plan, sous tension alternative est :

$$I = C.\frac{du}{dt} + u\frac{dC}{dt} = I_f + I_p \quad (\text{IV-3})$$

Le premier terme $C.du/dt$ représente le fondamental du courant (déphasé de $\pi/2$ par rapport à la tension) et le second terme $u.dC/dt$ le pic qui apparaît lors de la génération. Ce dernier s'écrira :

$$I_p = 4\pi\varepsilon_0 u \frac{d}{dt}(r_p.\varepsilon_r) \quad (\text{IV-4})$$

La réduction de la valeur instantanée du courant capacitif, lors de l'apparition du pic I_p de courant, signifie que ce dernier est négatif. Pour que cela soit possible, eu égard à l'expression (IV-4), il faut qu'il y ait diminution :

- 1- Soit du rayon de la pointe r_p suite à un phénomène d'érosion du métal constituant la pointe ;
- 2- Ou bien de la densité du liquide, suite à une vaporisation locale entraînant une diminution de la permittivité ε_r .

IV-1-2 Origine de la bulle gazeuse

Les différents résultats obtenus confirment que la bulle gazeuse est la conséquence du courant dû à l'injection de charges au niveau de l'électrode pointe.

Après injection de ces charges, le courant de conduction ainsi créé fournit une énergie, par effet joule, suffisante pour vaporiser localement le liquide. L'injection étant due à l'effet de champ.

Cet effet de champ est noté aussi bien en polarité positive qu'en polarité négative sous tension continue. Les valeurs du champ de génération calculées, par un

logiciel basé sur les éléments finis, sont du même ordre de grandeur pour les deux polarités. Toutefois, la variation de la tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes et surtout sa diminution en fonction du rayon de courbure en polarité négative, laisse supposer que des mécanismes, autres que l'effet de champ, peuvent intervenir. Ces mécanismes seraient une conséquence des interactions à l'interface métal (électrode pointe)- liquide, représentées par les phénomènes de la double couche.

IV-1-3 Variation de la tension de génération en fonction des paramètres géométriques

Les différents résultats obtenus montrent que la tension de génération ne varie pas en fonction de la distance inter-électrodes, sous tension alternative et continue en polarité négative. Sous tension continue de polarité positive, cette caractéristique est croissante, pour les distances considérées.

L'augmentation de la tension de génération justifie l'intervention du champ électrique dans le deuxième cas. L'absence de variation, en polarité négative sous tension continue suppose que la double couche formée au niveau de la pointe est partie prenante dans les phénomènes de génération. En effet, dans le cas d'une électrode anode, selon Stern [6, 9], la largeur interne de Helmholtz contient des charges négatives (électrons). Pour injecter ces électrons dans le liquide, il faut vaincre la force d'attraction entre ces derniers et l'électrode.

La variation de la tension en fonction du rayon de courbure de la pointe confirme que le champ est le paramètre le plus influant lors de la génération sous tension alternative et continue en polarité négative. Par contre, en polarité positive (tension continue), en plus de l'effet de champ électrique, des mécanismes liés à la double couche interviennent.

IV-1-4 Influence des additifs sur la tension de génération

Contrairement à ce qui a été rapporté dans la littérature [1] concernant la phase de propagation, où l'on a noté que l'addition de composés, à bas potentiel d'ionisation, provoquaient une augmentation de la vitesse de propagation de streamers, sous tension

en créneau [1], aucun effet n'a été enregistré sur la tension de génération. Ceci quel que soit le type de tension appliquée (continue (positive et négative) et alternative) pour les liquides que nous avons testés.

Toutefois, l'addition du Tétrachlorure de Carbone [31] ou du Transclène [51] dans le Tétraester a montré que la tension de génération, dans le premier cas, et la tension de claquage dans le second, varient en fonction de la concentration de l'additif. Cette augmentation contredit les résultats que nous avons obtenus et dans lesquels nous n'avons observé qu'une seule variation de la tension lorsque la concentration de l'additif devient prépondérante devant celle du liquide testé. La nouvelle tension de génération sera égale à la tension de génération de l'additif.

Cette contradiction est due à la différence de structure des liquides utilisés. Elle démontre ainsi que les caractéristiques physico-chimiques interviennent dans le processus de génération.

IV-2 Etude de la transition de la bulle gazeuse en streamer

Les résultats que nous avons obtenus, nous ont permis de confirmer que la perturbation générée, lors de l'application d'un champ intense à un diélectrique liquide, est une bulle gazeuse dont le mécanisme prédominant dans sa création est la vaporisation locale due à l'injection de courant.

Aussi, nous nous sommes intéressés à l'évolution de cette bulle et sa transition vers le streamer. Pour ce faire, nous avons procédé à des essais en tension continue, durant lesquels nous avons appliqué des tensions supérieures aux tensions seuils de génération (début de propagation) des liquides utilisés.

Sachant que pour une tension continue, le signal courant, enregistré, est toujours formé d'un train de pics dont le premier génère une bulle gazeuse. Les autres pics, qui représentent la période de transition de la bulle en streamer, sont régis par les cycles expansion-implosion de la bulle [3, 18, 24] ou un régime de Trichel [23].

Pour examiner ces deux cas, nous évaluons la possibilité de décharge à l'intérieur de la bulle et estimons le champ électrique au bout de cette dernière. Les dimensions de la bulle seront tirées des mesures expérimentales du courant, charge et énergie du premier pic. Une attention particulière sera accordée au second pic pour l'étude de la décharge.

IV-2-1 Analyses du premier pic de courant

Durant ces essais, nous avons examiné l'influence de la variation de la distance inter-électrodes, pour un rayon de la pointe de $6\mu\text{m}$, sur le courant, la charge et l'énergie mis en jeu lors de la création de la bulle gazeuse et nous en avons déduit le rayon moyen de cette dernière en supposant qu'elle résulte de la vaporisation du liquide.

IV-2-1-1 Courant et charge électrique du premier pic

Dans tous les liquides étudiés, pour une tension fixe, l'amplitude du premier pic de courant (fig.IV-1 à IV-8) ainsi que sa charge électrique (fig. IV-9 à IV-14)) varient faiblement lorsque la distance inter-électrodes augmente. Cette décroissance est observée dans les deux polarités. Par contre, en augmentant la tension appliquée, le courant et la charge électrique croissent.

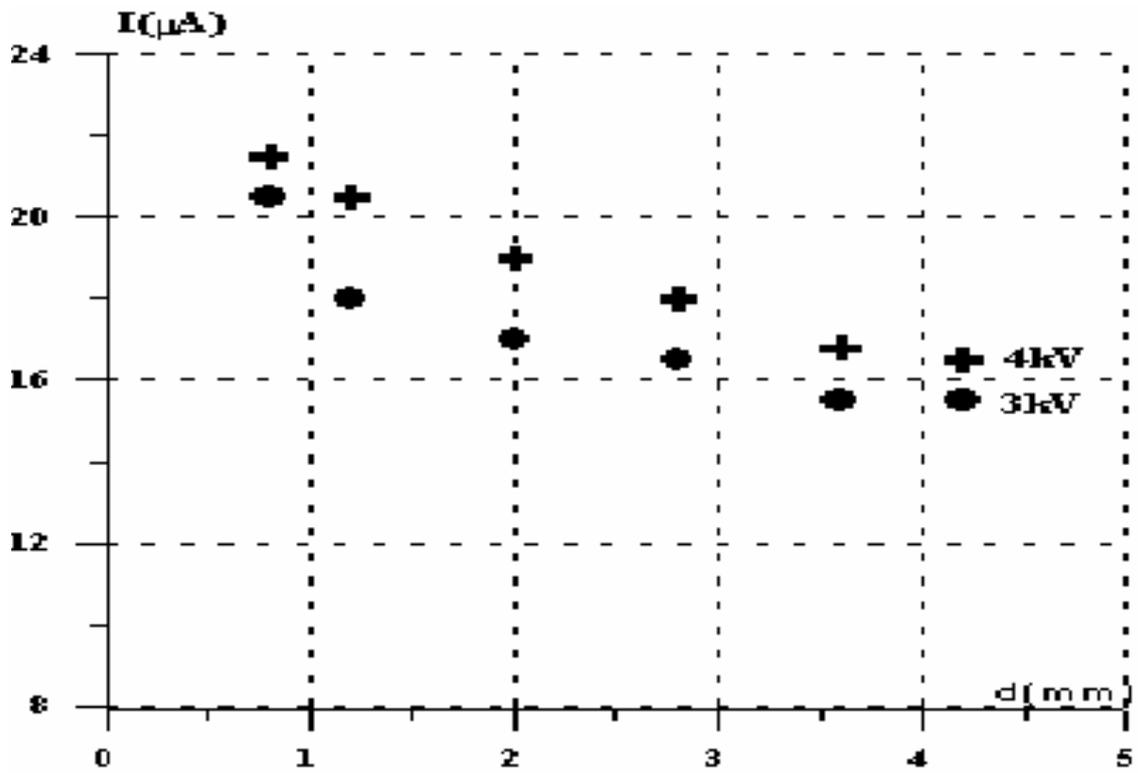


Fig.IV-1 : Variation du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, n-Heptane, polarité négative.

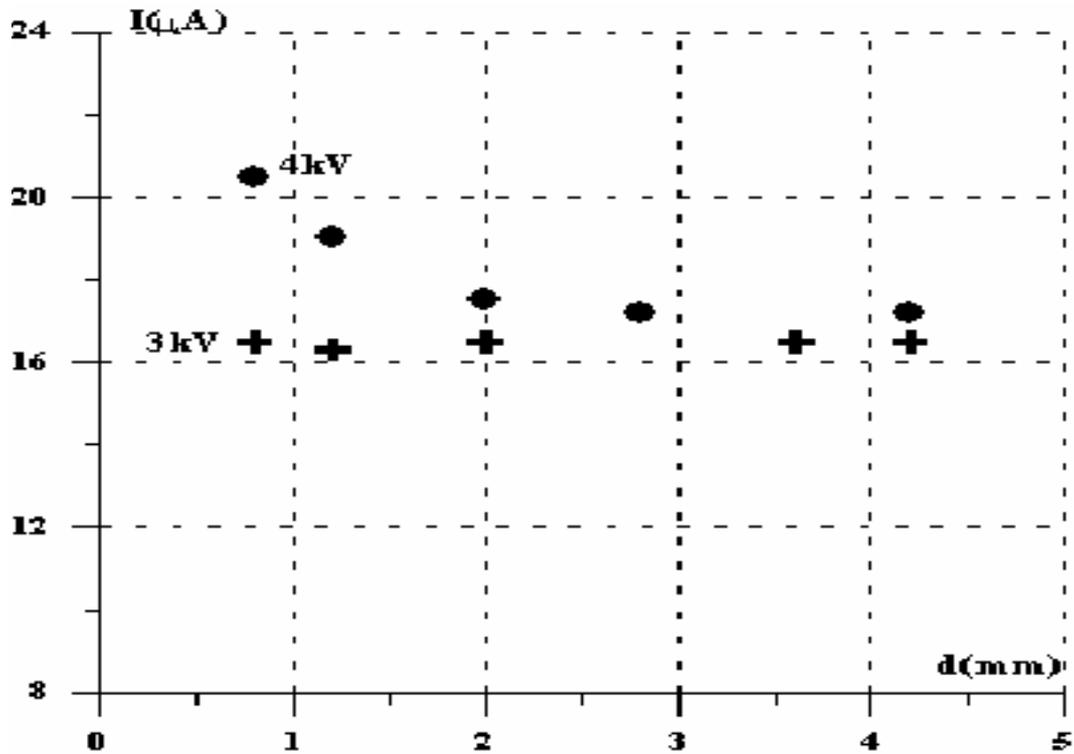


Fig.IV-2 : Variation du premier pic de courant en fonction de la distance inter-électrodes, n-Heptane, polarité positive.

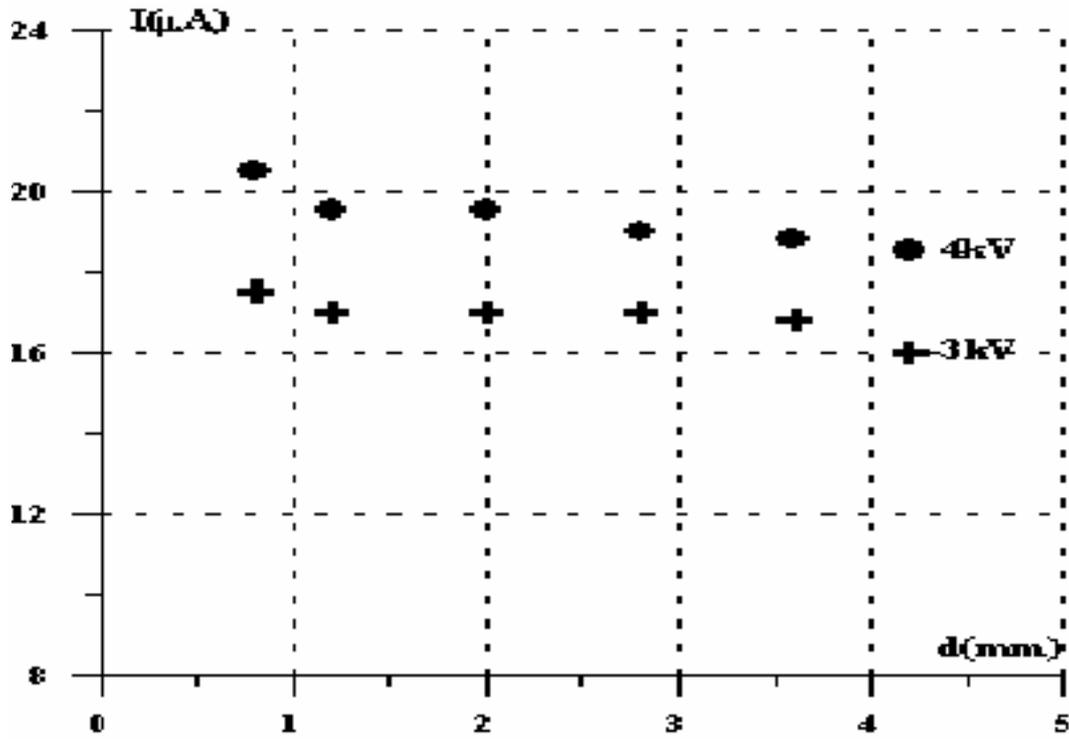


Fig.IV-3 : Variation du premier pic de courant en fonction de la distance inter-électrodes, Cyclohexane, polarité négative.

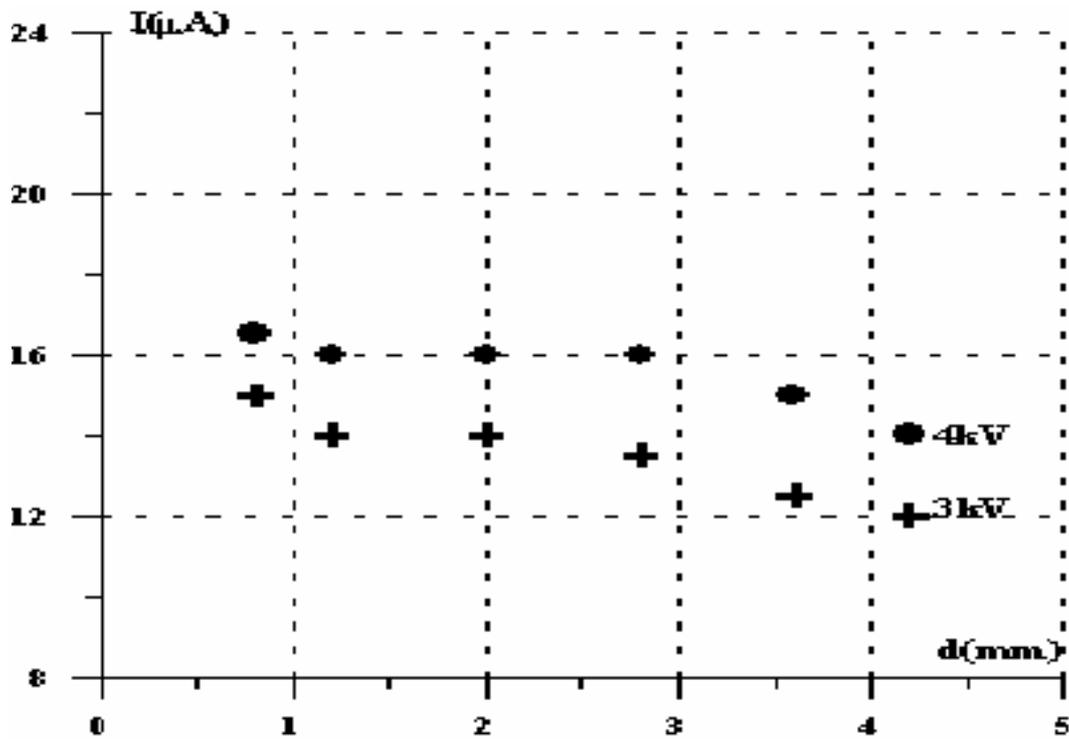


Fig.IV-4 : Variation du premier pic de courant en fonction de la distance inter-électrodes, Cyclohexane, polarité positive.

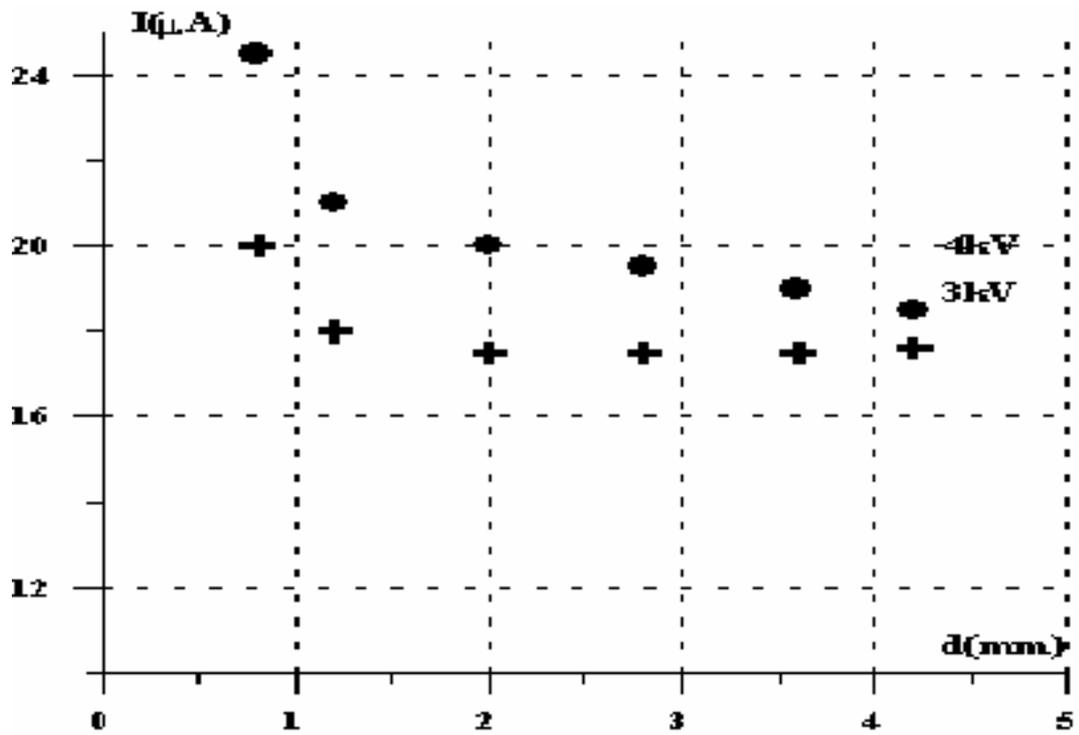


Fig.IV-5 : Variation du premier pic de courant en fonction de la distance inter-électrodes, Benzène, polarité négative.

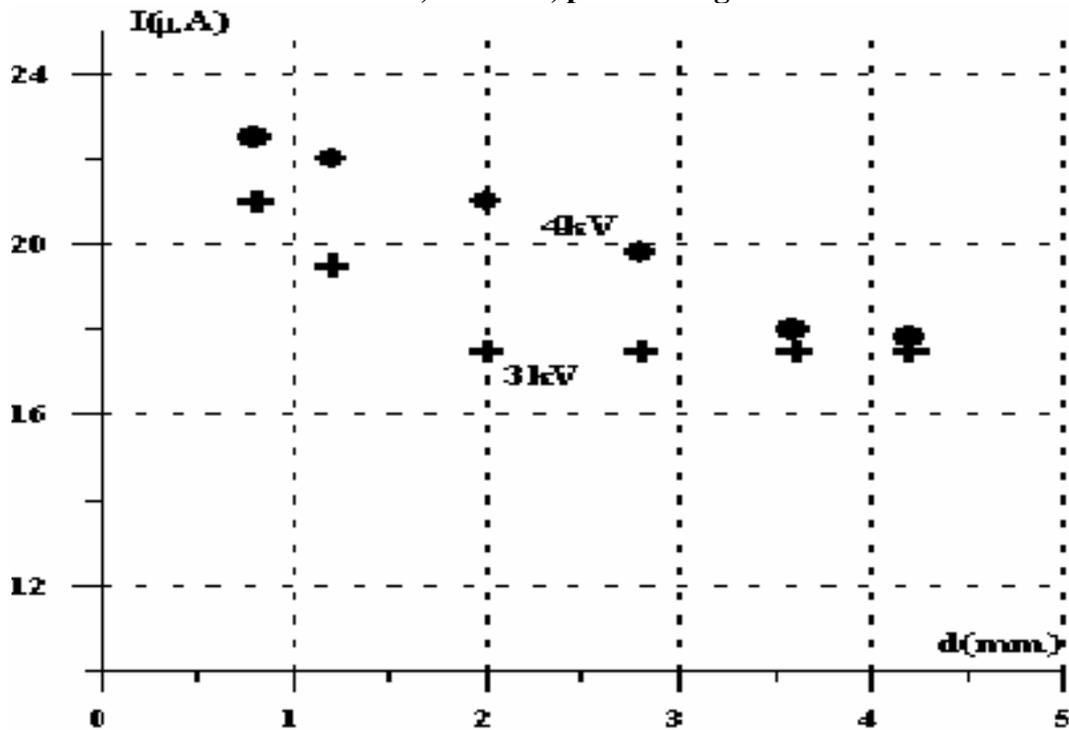


Fig.IV-6 : Variation du premier pic de courant en fonction de la distance inter-électrodes, Benzène, polarité positive.

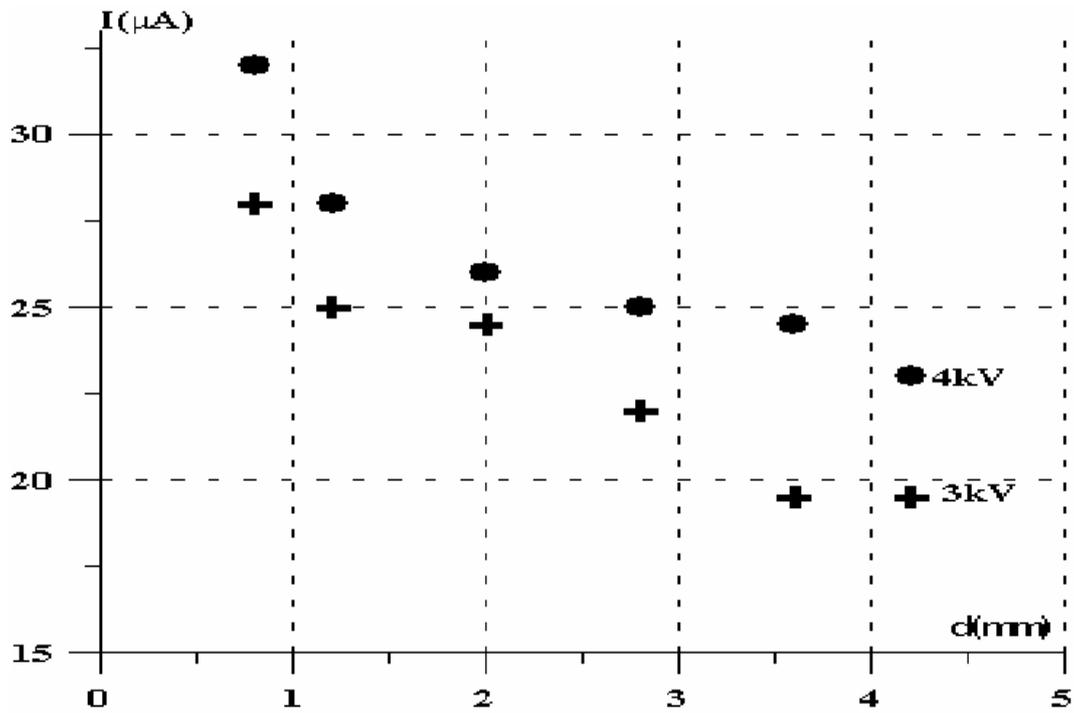


Fig.IV-7 : Variation du premier pic de courant en fonction de la distance inter-électrodes, Chlorobenzène, polarité négative.

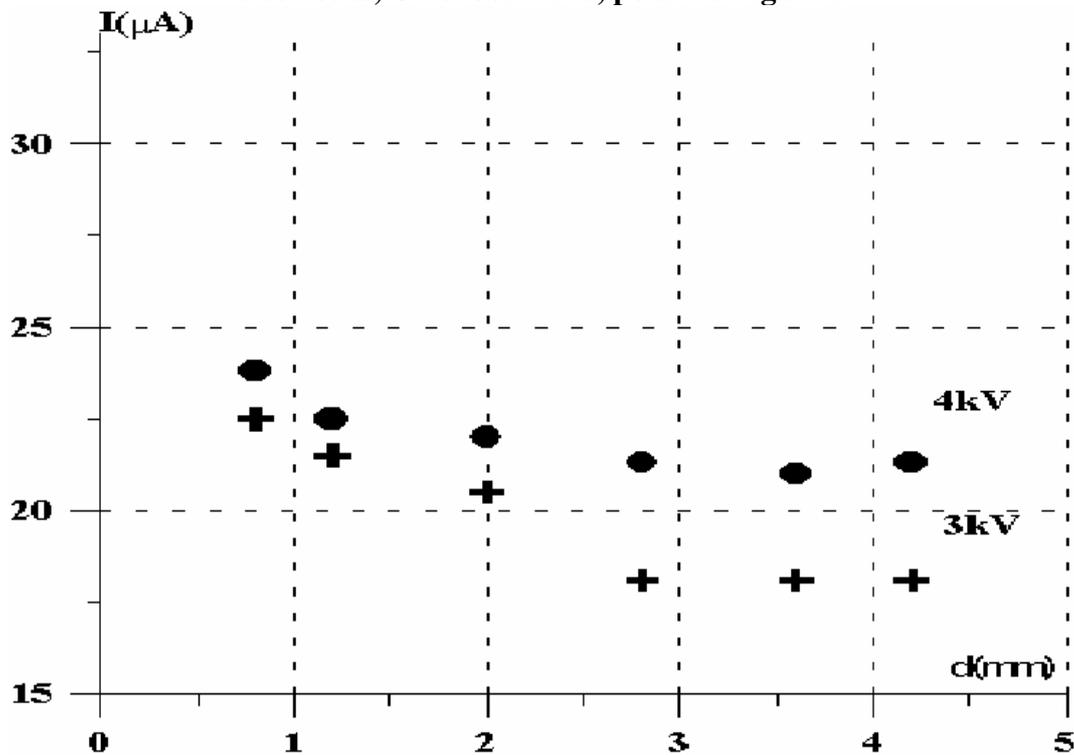


Fig.IV-8 : Variation du premier pic de courant en fonction de la distance inter-électrodes, Chlorobenzène, polarité positive.

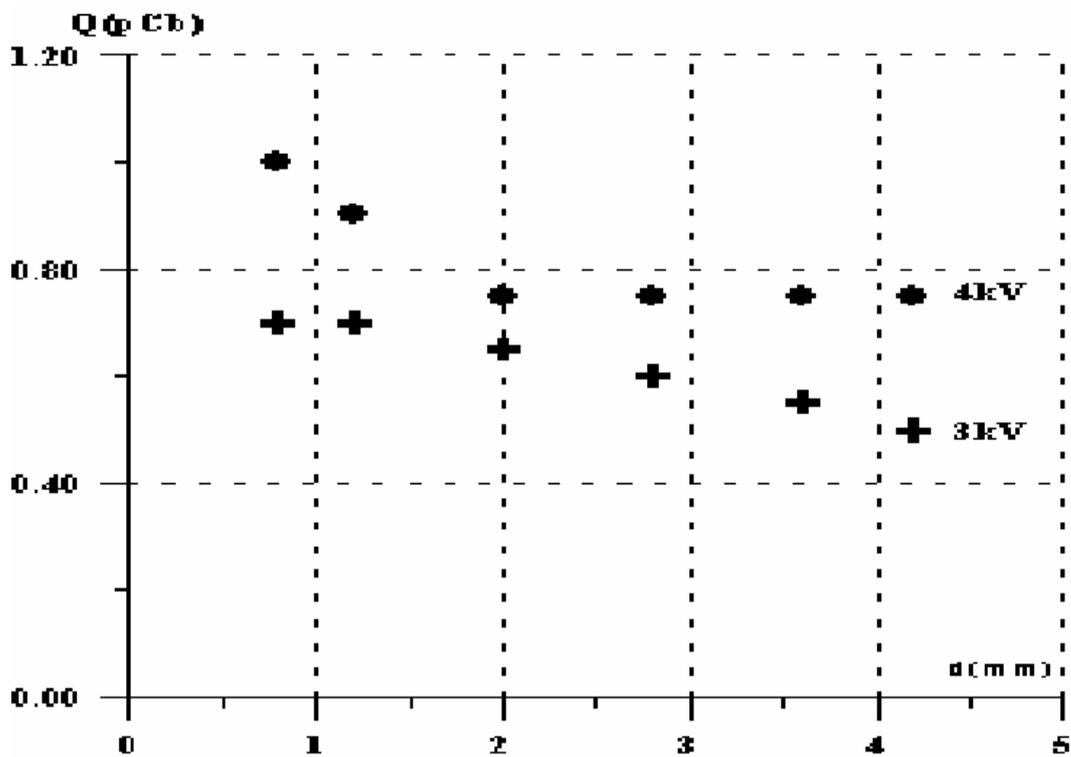


Fig.IV-9: Variation de la charge électrique du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, n-Heptane, polarité négative.

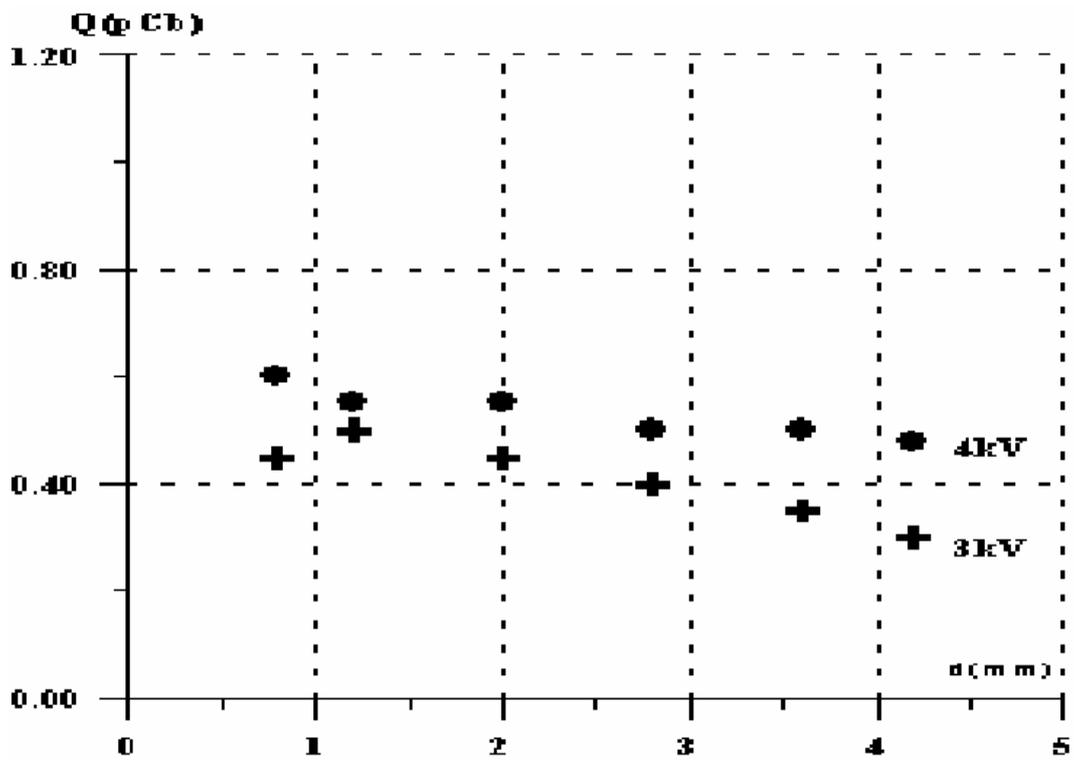


Fig.IV-10: Variation de la charge électrique du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, n-heptane, polarité positive

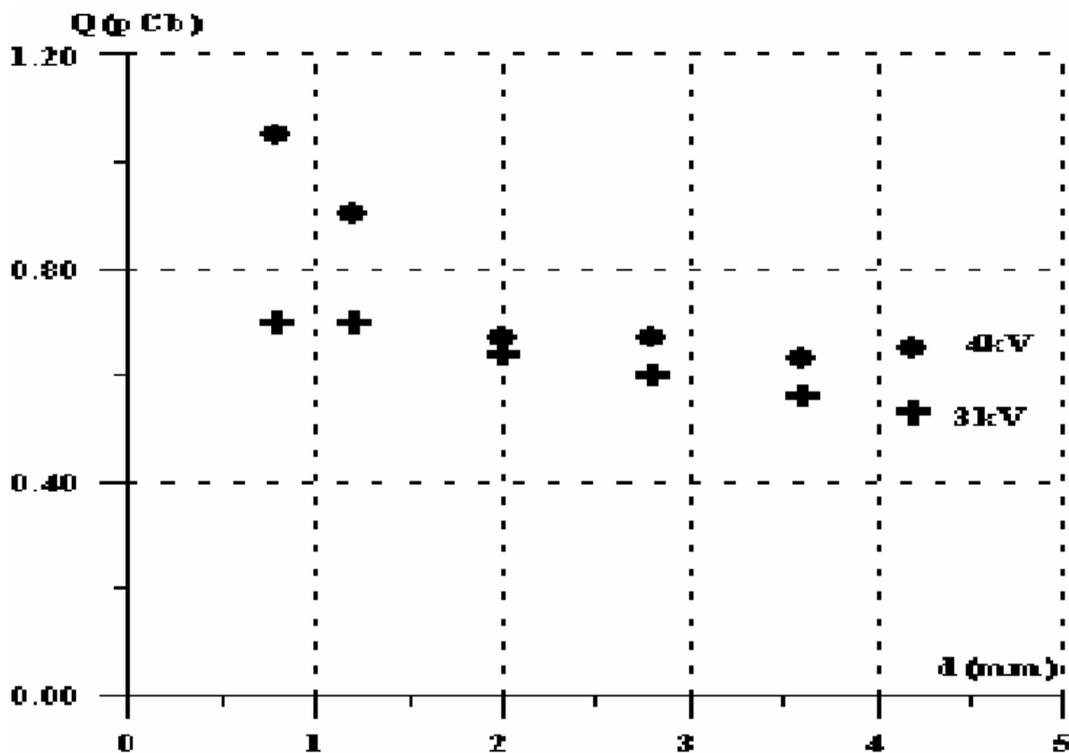


Fig.IV-11 : Variation de la charge électrique du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, Benzène, polarité négative.

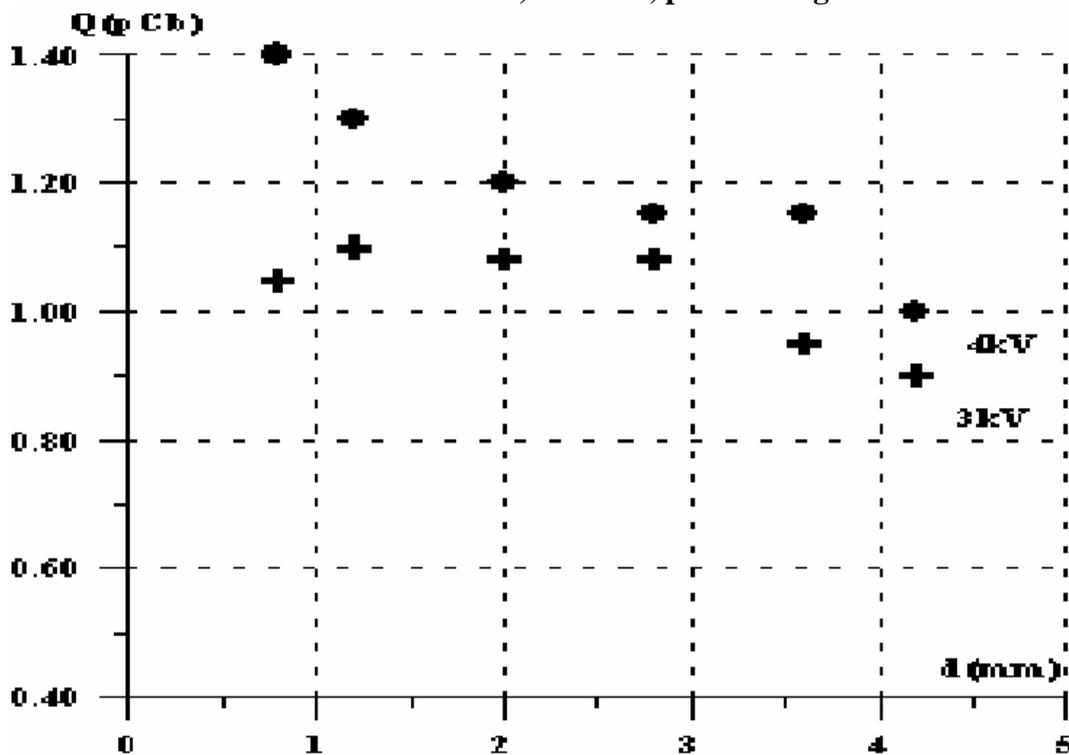


Fig.IV-12 : Variation de la charge électrique du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, Benzène, polarité positive.

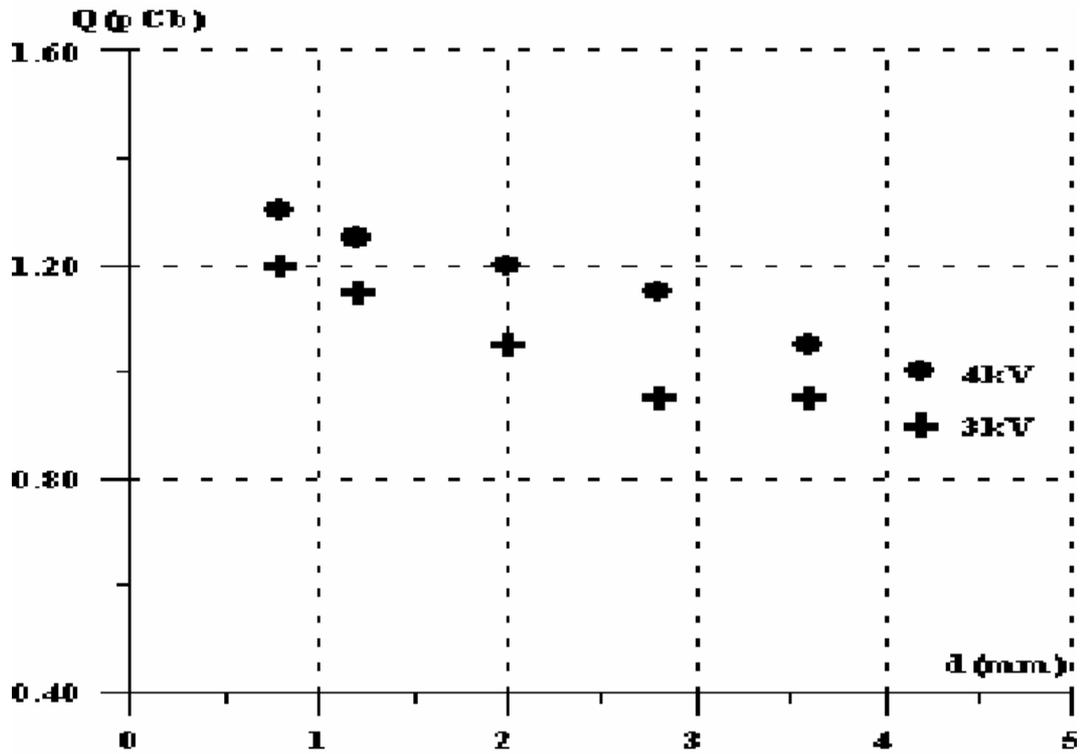


Fig.IV-13: Variation de la charge électrique du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, Chlorobenzène, polarité négative.

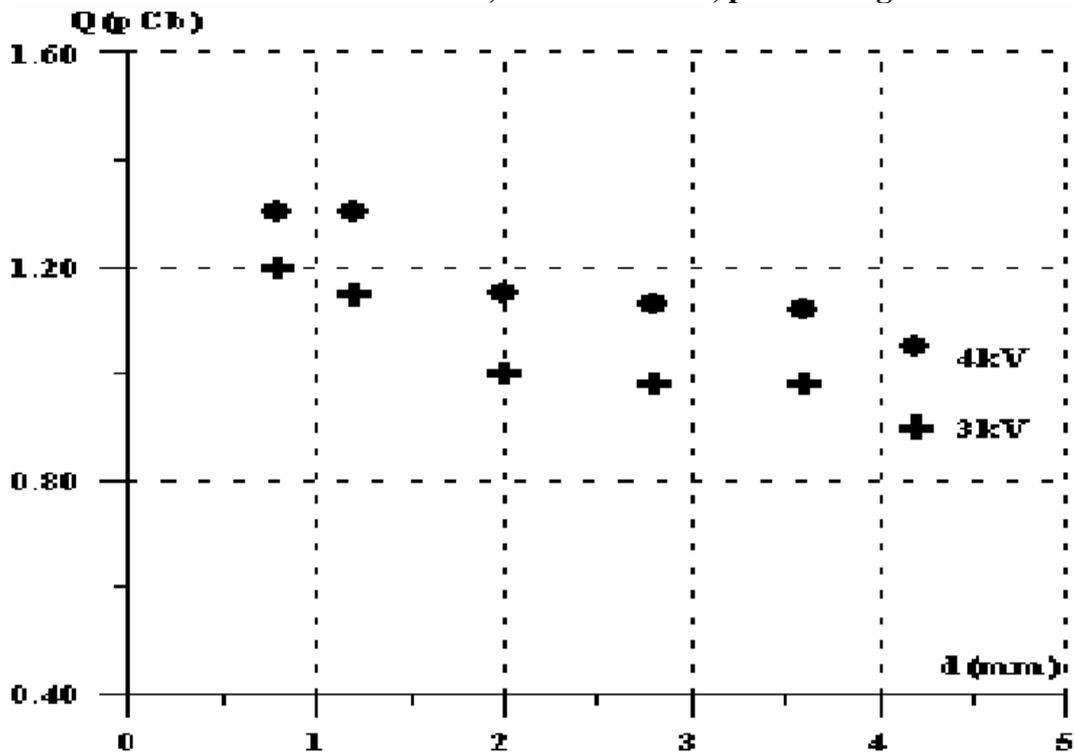


Fig.IV-14: Variation de la charge électrique du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, Chlorobenzène, polarité positive.

IV-2-1-3 Energie du premier pic

Les énergies mises en jeu par le premier pic (figures IV-15 à IV-18), sont presque invariables lorsqu'on change la distance inter-électrodes. Ceci quelle que soit la polarité de l'électrode pointe. Ce résultat confirme bien l'injection de charges au niveau de l'électrode pointe. En effet, pour pouvoir extraire des charges à l'électrode pointe, il est impératif de fournir une énergie suffisante pour vaincre la barrière de potentiel du métal. Cette énergie dépend de l'interface solide/liquide et non de la distance inter-électrodes.

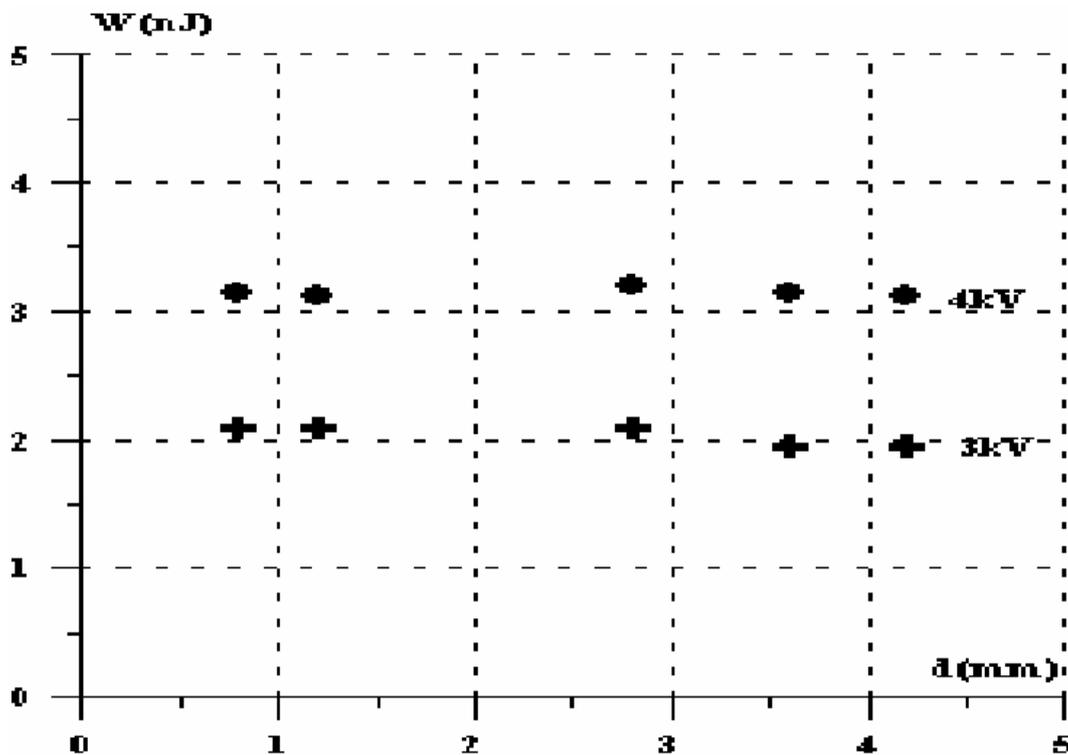


Fig.IV-15: Variation de l'énergie du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, n-Heptane, polarité négative.

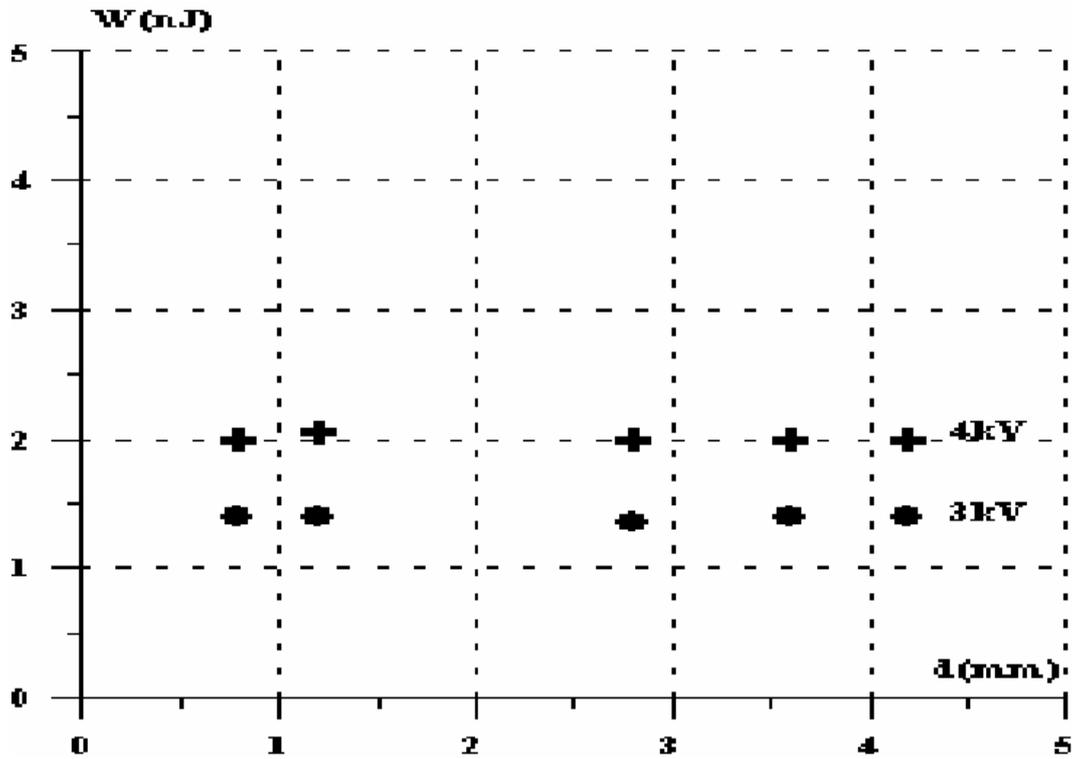


Fig.IV-16: Variation de l'énergie du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, n-Heptane, polarité positive.

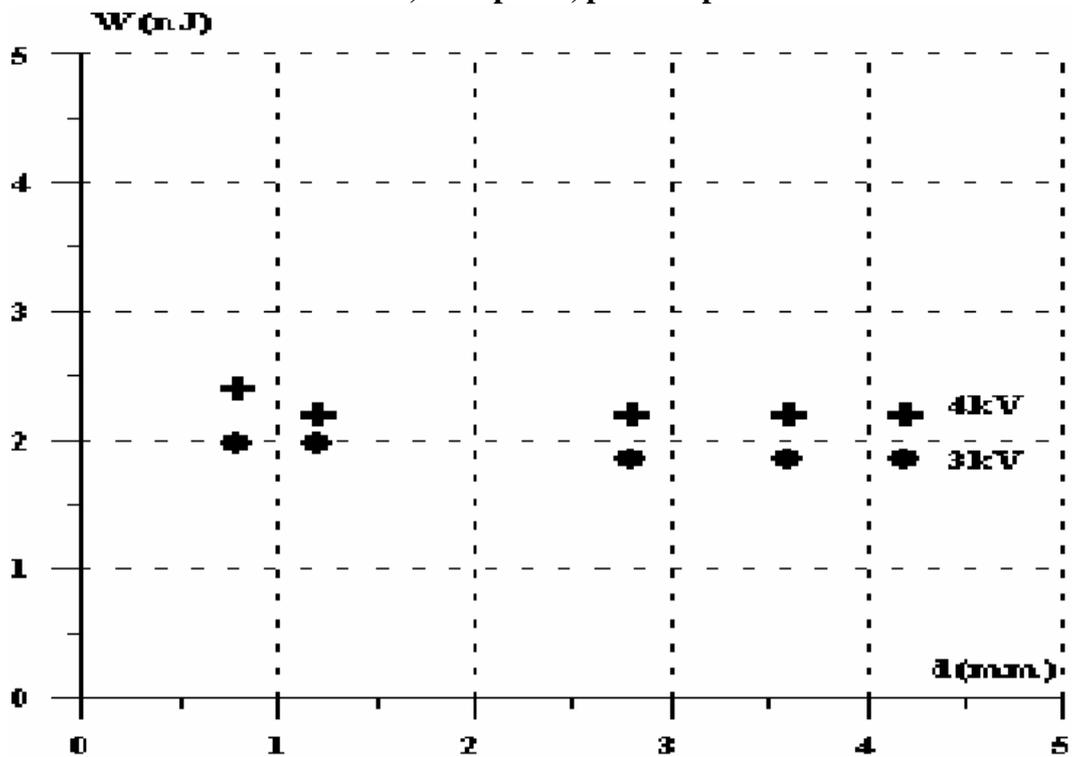


Fig.IV-17 : Variation de l'énergie du premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, Tétrachlorure de carbone, polarité négative

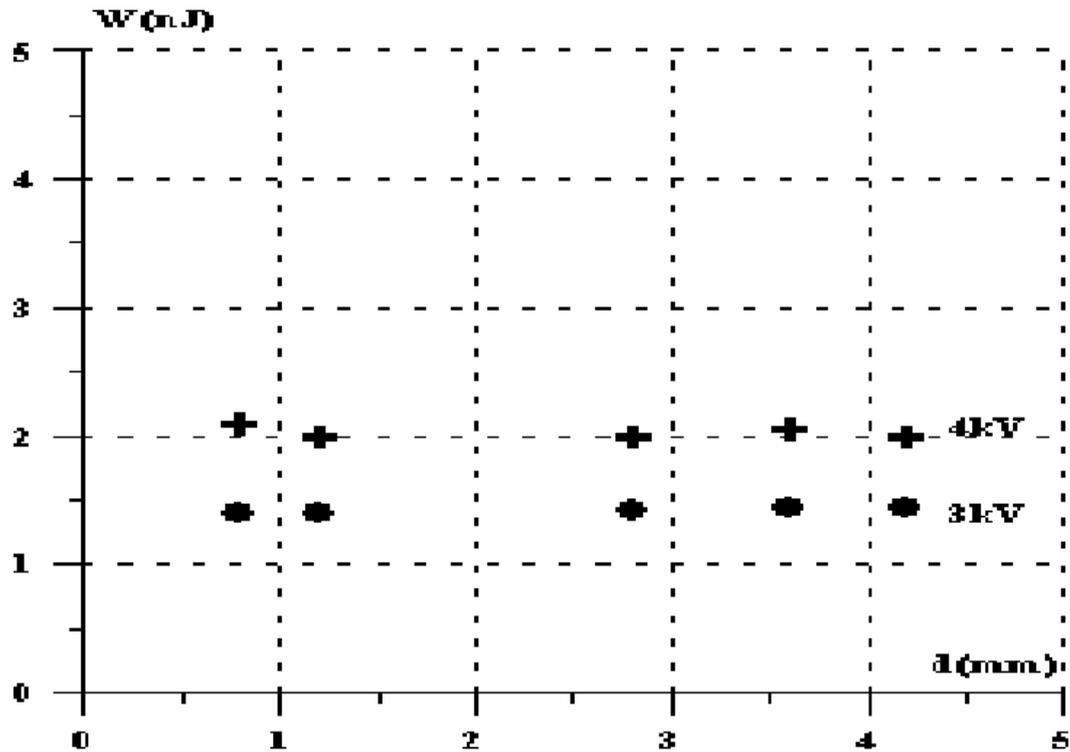


Fig.IV-18: Variation de l'énergie de premier pic en fonction de la distance inter-électrodes, Tétrachlorure de carbone, polarité positive.

IV-2-1-4 Dimension de la bulle

Pour déterminer la dimension de la bulle, nous avons exploité l'expression (III-2), en supposant que :

- La bulle, créée au voisinage de l'électrode pointe, est de géométrie sphérique et de rayon moyen R_m ;
- L'énergie injectée par le passage du premier pic de courant est totalement dépensée pour vaporiser le liquide.

Quelle que soit la polarité, les résultats obtenus (figures IV-19 à IV-21) montrent que, pour un même niveau de tension, le rayon de la bulle est pratiquement constant lorsqu'on augmente la distance inter-électrodes. Il augmente avec la tension appliquée. Toutefois, cette dimension est plus importante en polarité négative qu'en polarité positive. Cette dernière remarque expliquerait la tendance des streamers négatifs à être lents et de forme touffue contrairement aux streamers positifs dont la forme est généralement filamenteuse et la vitesse de propagation très élevée.

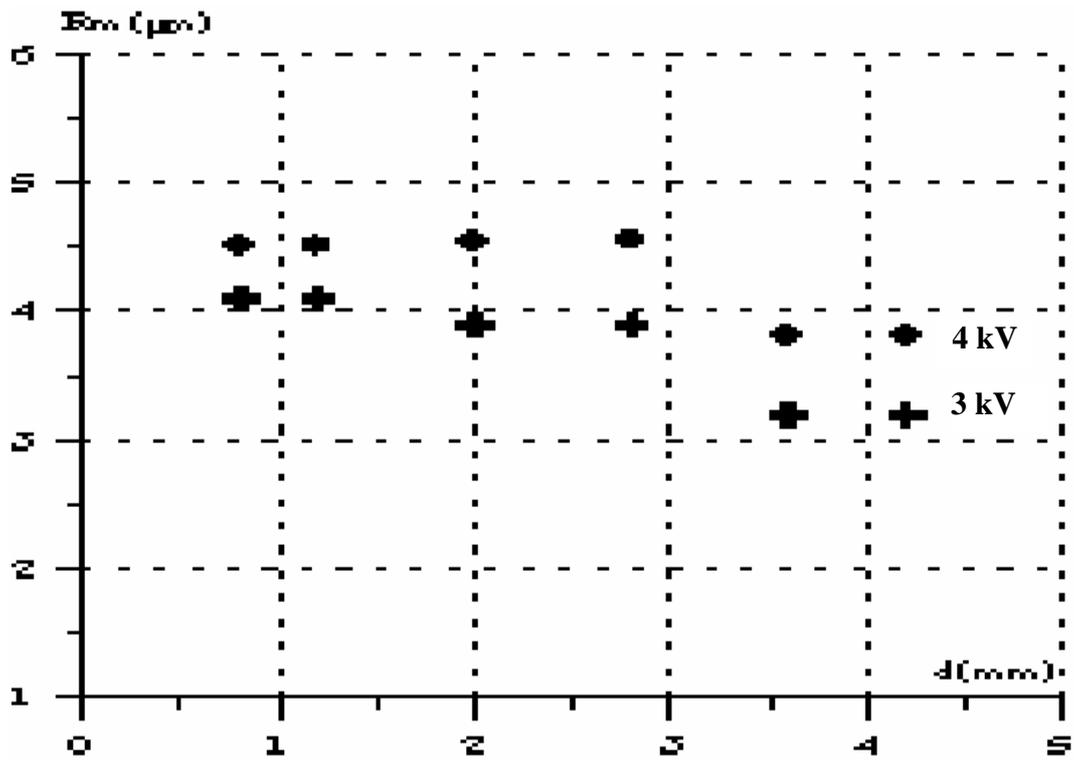


Fig.IV-19 : Variation du rayon moyen de la bulle en fonction de la distance inter-électrodes, n-Heptane, polarité positive.

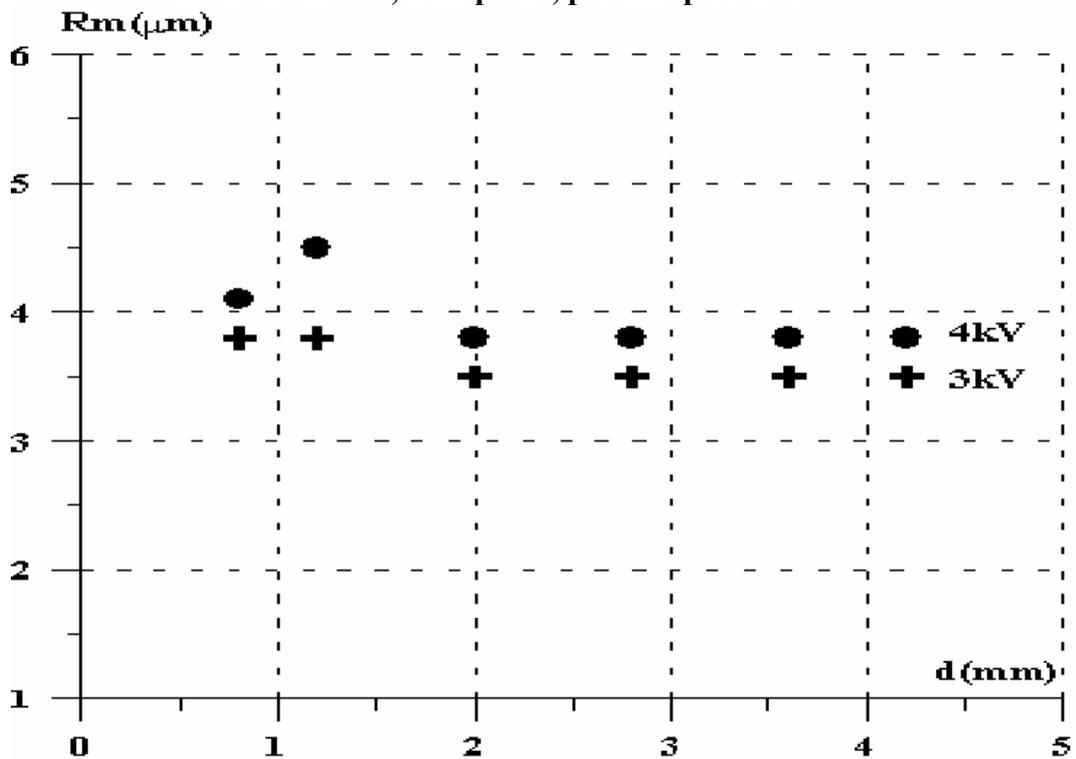


Fig.IV-20: Variation du rayon moyen de la bulle en fonction de la distance inter-électrodes, Tétrachlorure de carbone, polarité négative.

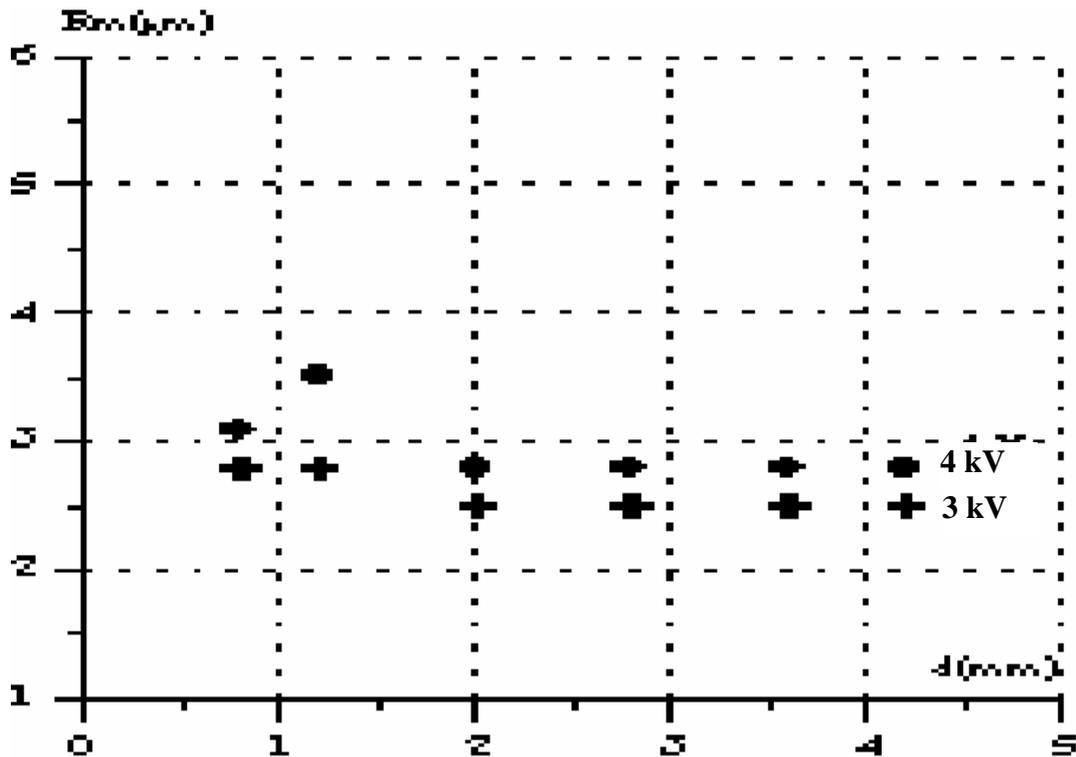


Fig.IV-21: Variation du rayon moyen de la bulle en fonction de la distance inter-électrodes, Tétrachlorure de carbone, polarité positive.

IV-2-2 Transition de la bulle en streamer

Afin de vérifier la possibilité de décharge à l'intérieur de la bulle de gaz, nous avons comparé le courant généré par une éventuelle décharge de Townsend à l'intérieur de cette dernière avec l'amplitude du courant mesuré lors des essais. Cette amplitude est représentée par le deuxième pic de courant. Pour ce faire, nous supposons que:

- 1- La bulle est de géométrie sphérique et résulte de la vaporisation locale du liquide.
- 2- Le champ électrique à l'intérieur de la cavité est uniforme. Vu la dimension très réduite de la bulle (quelques micromètres) devant la distance inter-électrodes (quelques millimètres), la variation de cette dernière est faible.
- 3- La pression à l'intérieur de la bulle égale à la pression hydrostatique du liquide au niveau de l'électrode pointe.

IV-2-2-1 Décharge de Townsend

Après création de la cavité gazeuse par vaporisation locale du liquide, des décharges électriques peuvent y apparaître, si le champ à l'intérieur dépasse une valeur seuil. Vu les dimensions de la bulle, ces décharges seront, si elles ont lieu, du type Townsend [49].

Le mécanisme de Townsend est basé sur la multiplication électronique par collisions. Il dépend essentiellement de deux coefficients :

- α : dit premier coefficient de Townsend. Il représente le nombre d'électrons (ou d'ions positifs) créés par un électron par unité de longueur, et dépend principalement du rapport du champ électrique sur la pression appliquée.
- γ : Le second coefficient de Townsend. Il est défini comme étant le nombre d'électrons arrachés à la cathode par un ion positif incident. Ce coefficient dépend du champ appliqué et de la nature du matériau de la cathode.

• Calcul du premier coefficient de Townsend α

En considérant la deuxième hypothèse, selon laquelle le champ à l'intérieur de la bulle est uniforme et à partir de la mesure de la charge Q injectée par le premier pic de courant, nous calculons le premier coefficient de Townsend par l'expression suivante :

$$\alpha = \frac{\alpha^*}{\Phi} = \frac{\alpha^*}{2R_m} \quad (\text{IV-5})$$

avec Φ : diamètre maximal de la bulle (diamètre de la bulle)
 R_m : rayon moyen de la bulle calculé à partir de l'expression III-2.

$$\alpha^* = \frac{\text{Nombre de porteurs de charges}}{\text{Nombre de particules neutres}} = \frac{N}{N'} \quad (\text{IV-6})$$

avec $N=Q/e$

e : charge élémentaire d'un électron ($1,6 \cdot 10^{-19} \text{Cb}$)

Sachant que dans une mole ($V=22,4$ l), il y a N_A (nombre d'Avogadro) molécules neutres, pour une bulle de gaz de volume V' , le nombre total de molécules neutres N' sera égale à:

$$N' = \frac{V' N_A}{22,4 \cdot 10^{-3}} \quad (\text{IV-7})$$

avec $V' = \frac{4}{3} \pi R_m^3$

$$\alpha^* = \frac{3 \cdot 22,4 \cdot 10^{-3}}{4 \pi R_m^3 N_A e} \quad (\text{IV-8})$$

En combinant les expressions III-2, IV-6, IV-7 et IV-8, nous obtenons :

$$\alpha^* = \frac{22,4 \cdot 10^{-3} \cdot Q \cdot p \cdot \int_{T_{amb}}^{T_{eb}} C_p(T) dT + L v}{e \cdot N_A \cdot R \cdot T_{eb} \cdot W} \quad (\text{IV-9})$$

Le courant d'une décharge de Townsend est donné par l'expression :

$$I = I_0 e^{\alpha \Phi} = I_0 e^{2\alpha R_m} \quad (\text{IV-10})$$

avec I_0 courant de premier pic.

En effet, avant l'éventuelle décharge de Townsend, le système est parcouru par un courant d'amplitude égale à celle du premier pic.

L'expression (IV-10) permet d'estimer le courant créé par la décharge de Townsend dans la bulle gazeuse. Expérimentalement, il représente le second pic de courant.

Dans le tableau IV-1, nous présentons les résultats d'une comparaison entre les courants théoriques calculés à partir de l'équation (IV-10) et la valeur du deuxième pic de courant mesurée lors des essais.

d(mm)	U(kV)	Polarité négative		Polarité positive	
		I _{mesuré} (μ A)	I _{Théorique} (μ A)	I _{mesuré} (μ A)	I _{Théorique} (μ A)
0,7	1	8	8	12	12
	1,5	8	8	8	8
	2	7,3	7,3	10	10
	2,5	6,6	6,57	14	14
	3	6,3	6,29	12	12
	3,5	4,3	4,26	16	16
	4	5	4,98	16	18

Tableau IV-1 : valeur du courant théorique et expérimental pour les deux polarités dans le n-Heptane.

Nous pouvons ainsi constater que les valeurs théoriques sont identiques à celles que nous avons mesurées. Ceci prouve qu'après création de la bulle, il y'a décharge à l'intérieur de cette dernière.

• Evaluation du critère de Townsend

Pour apprécier l'effet de cette décharge sur l'évolution de la bulle vers le streamer, nous avons, dans cette partie, tenté de vérifier le critère de Townsend pour une décharge autonome.

Pour qu'il y ait une décharge autonome, il faut que la condition suivante soit vérifiée :

$$\gamma(e^{\alpha^*} - 1) \geq 1 \quad (\text{IV-11})$$

Cela nécessite la connaissance des valeurs de γ (second coefficient de Townsend). Dans notre cas, la cathode est en cuivre et le gaz généré du n-Méthane $\gamma=0,042$.

En prenant comme exemple, un rayon $R_m=2,32\mu\text{m}$, $\alpha=1,88.10^{-14}\text{ cm}^{-1}$, la charge $Q=0,424\text{pC}$, la pression $p=1\text{atm}$, le premier terme du critère de Townsend est très petit devant l'unité. De plus, en calculant la tension nécessaire pour que la décharge soit autonome, on obtient des valeurs très élevées, de l'ordre du Méga-Volts, dépassant très largement les valeurs expérimentales. Ce qui signifie que le critère de Townsend n'est jamais vérifié.

Les résultats obtenus montrent que la décharge qui se produit dans la bulle ne peut pas être autonome, ce qui explique l'extinction des bulles générées dans les liquides après quelques millisecondes.

• **Evaluation du champ électrique sur le front de la bulle**

Dans le but d'évaluer le mécanisme expansion-implosion de la bulle, nous examinons les champs électriques avant et après génération de la bulle. Le calcul est établi par un logiciel basé sur les éléments finis (Bela 1.0 [50] combiné au LUA Script 5.0 [51]).

Les valeurs de champ de génération sous tension continue, ont été calculées au chapitre III. Le programme que nous avons réalisé nous permet d'introduire la tension de génération, la charge, l'énergie, le liquide utilisé et les dimensions géométriques (rayon de courbure de la pointe et la distance inter-électrodes) du système (fig. IV- 22 et IV-23). Il nous permet de calculer le champ de génération et d'estimer le rayon moyen de la bulle. Il compare le champ sur le front de la bulle avec le champ de génération, pour deux cas :

- sans charge à la surface de la bulle
- en supposant que la charge mesurée est uniformément répartie sur la surface de cette même bulle.

Dans le cas où l'on suppose que la surface de la bulle est neutre électriquement, les champs sur la surface de cette dernière sont généralement inférieurs (approximativement de 25 %) aux champs de génération, pour tous les liquides examinés quelle que soit la polarité de la tension appliquée. Cette baisse de champ serait

à l'origine de la réduction du volume de la bulle après sa formation par vaporisation donc de son implosion.

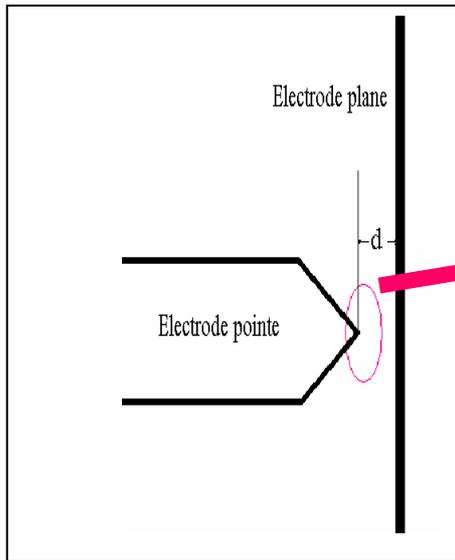


Fig. IV-22: Représentation du schéma établi pour la simulation

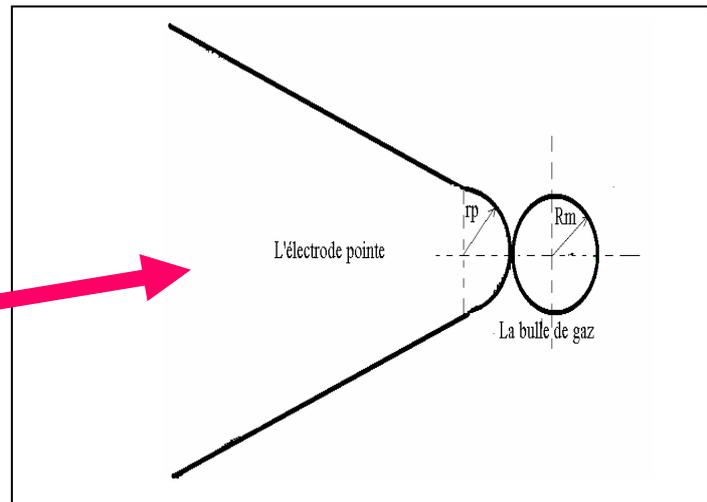


Fig. IV-23: Agrandissement du voisinage de la pointe en présence de la bulle de gaz

Le second cas paraît improbable du fait que les champs trouvés, lorsque l'on suppose que la charge mesurée est uniformément répartie sur la surface de la bulle, sont opposés au champ de génération ce qui supposerait que la bulle ne peut en aucun cas se développer et qu'elle est instantanément étouffée par l'action jumelée des champs de la pointe et du liquide. Bien que ce cas paraît improbable, il justifie néanmoins la présence de la charge à l'intérieur de la bulle renforçant ainsi la possibilité d'une décharge partielle à l'intérieur de celle-ci.

Conclusion

Il ressort de l'ensemble des résultats obtenus, que :

- La perturbation générée est une bulle gazeuse résultant de la vaporisation locale du liquide.

- Une fois la bulle de gaz générée, des décharges partielles du type Townsend, se produisent à l'intérieur de cette dernière.
- Pour les niveaux de tensions du même ordre de grandeur que la tension de génération, la bulle de gaz implose et se dissout dans le liquide, l'énergie injectée dans le liquide étant insuffisante pour entretenir son expansion. Le champ électrique sur son front lui aussi est insuffisant pour que la bulle évolue en streamer.

Conclusion Générale

Les analyses chromatographiques effectuées sur des échantillons de diélectriques liquides soumis à un niveau de tension supérieur à son seuil de génération confirment la nature gazeuse de la perturbation. L'examen du n-Hexane et du n-Heptane a montré la présence de n-Méthane dans le premier et de n-Propane dans le second.

Le banc d'essais réalisé a permis d'identifier l'origine de la bulle gazeuse. En effet, l'enregistrement simultané des signaux électrique (courant) et optique (atténuation d'un signal lumineux émis par un faisceau laser et concentré sur l'électrode pointe et son voisinage immédiat ; le suivi du signal lumineux (atténuation ou non) est effectué au moyen d'une photodiode placée du côté opposé de la cellule d'essai) a permis de mettre en évidence le fait que la bulle gazeuse résulte d'un échauffement local du liquide suite à l'injection d'une impulsion de courant.

Bien que la concentration du champ soit le facteur essentiel qui intervient dans l'injection de charges, au voisinage de la pointe, les interactions chimiques (difficiles à identifier) à l'interface métal (électrode) – liquide ne peuvent être négligées. Les charges arrachées au métal par le champ sont injectées dans le liquide, créant un courant dont l'énergie dégagée, par effet joule, vaporisera le liquide.

La difficulté à identifier, les différentes interactions qui interviennent, réside dans l'impossibilité à explorer les gaz dissous en temps réel. Le procédé utilisé ne permet pas de prélever la totalité des produits générés pendant l'application de la tension. Après l'extinction de cette dernière, les produits générés pourraient se recombinaison pour former à nouveau le liquide de base. Toutefois, ces interactions sont étroitement liées aux caractéristiques du liquide, particulièrement sa structure chimique.

L'examen des énergies mises en jeu lors de la génération de la bulle gazeuse confirme bien que la vaporisation est le mécanisme le plus impliqué dans sa formation.

Pour un liquide donné parmi ceux étudiés et pour les mêmes conditions géométriques (distance inter-électrodes, rayon de courbure de la pointe), sous tension continue, la génération de la bulle est atteinte pour un niveau de tension plus faible en

polarité négative qu'en polarité positive. Sous tension alternative, la génération apparaît plus tôt dans l'alternance négative. Ce résultat est similaire à ceux trouvés dans les gaz où l'effet couronne apparaît en polarité négative avant la polarité positive.

L'étude du deuxième pic de courant, enregistré après formation de la bulle de gaz, démontre qu'une décharge a lieu à l'intérieur de cette cavité. Cette décharge est du type Townsend dans les gaz. De plus, l'examen de la répartition du champ sur la surface de la bulle ainsi formée, justifie l'intervention d'un mécanisme expansion-implosion de la bulle gazeuse.

Nous espérons réaliser, dans un avenir proche, un banc d'essais permettant d'analyser, en temps réel, les gaz formés lors de la génération en élargissant l'étude à d'autres formes de tension comme les tensions impulsionnelles (onde de foudre par exemple).

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] **A. Bérroual**, "Phénomènes de propagation et de génération des streamers dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous créneau de tension", Thèse d'Etat es Sciences Physiques. INPG, Grenoble, 1987.
- [2] **J.P. Gosse**, "Conduction électrique et phénomènes prédisruptifs dans les liquides", troisième Journées Maghrébines des Sciences des Matériaux, Alger, Avril 1992.
- [3] **N. Felici, B. Gosse, J.P. Gosse**, "La conduction dans les liquides diélectriques, Idées modernes et progrès récents, Aspects électrochimiques et électrohydrodynamiques", Extrait de la R.G.E. t. 85, pp. 861-874, Nov. 1976.
- [4] **J.A. Cross** "Electrostatics: Principles, problems and applications", ed. Adam, Hilger, 1987.
- [5] **O. Hiroyuki, F. Kunoï**, "Electrical phenomena at interfaces, fundamentals, measurements and applications", Marcel Dekker AG, 1998.
- [6] **T.J. Lewis**, "Basic Electrical Process in Dielectric Liquids", IEEE, Trans. on Electr. Ins., Vol1, N°4, August 1994, pp. 630-643.
- [7] **N. J. Félici, J.P. Gosse**, "Injection d'ions par des électrodes métalliques dans les hydrocarbures liquides de résistivité élevée", Rev. Phys. Appl. (F), Vol.14, p.629, 1979.
- [8] **N. J.Félici, J.P. Gosse, Solofomboahangy** "Liquid flow electrification and zeta potential in hydrocarbons", J; Elec. Vol. 12, p. 369, 1981.
- [9] **W. Rottenberg**, " Etude des phénomènes de préclaquage dans les huiles isolantes dans des systèmes d'électrodes couvertes de couches minces ", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 31 Mai 2000.
- [10] **T. Mechlia, B. Gosse, A. Denat, J.P. Gosse**, "Electrophoretic Determination of the charge at the liquid-solid interface: Relation with conduction phenomena", IEEE Trans. On Electr. Ins. Vol. EI-20 N°2, p. 365, 1985.
- [11] **M. Nemamcha, B. Gosse, J.P. Gosse, A. Denat**, "Injection d'ions dans le cyclohexane entre électrodes recouvertes de couches minces", Revue de Physique Appliquée, Vol. 22, pp. 1055-1063, 1987.
- [12] **S. Shimizu, H. Murata, M. Honda**, "Electrostatics in power transformers", IEEE Trans. On Power App. & Syst. Vol. PAS-98 N°2, p. 1244, 1979.

- [13] **R.J. Hunter**, " Zeta potential in colloid science, Principles and applications", Edité par R.H. Ottewill et R.L. Rowell, Academic Press, 1981.
- [14] **L. Nachbaur, P.C. Nkinamubanzi, A. Nonat et J.C. Mutin**, "Electrokinetic properties which control the coagulation of silicate cement suspensions during early age hydration ", Journal of Colloid and Interface Science, 202, pp. 261-268, 1998.
- [15] **J. Israelachvill**, " Intermolecular and surface force"s, Academic Press limited, 1992.
- [16] **N.J. Felici**, " high-field conduction in dielectric liquids revisited", IEEE trans. Electr. Insul. Vol EI-20, pp. 233-238, 1985.
- [17] **R. Fournie**, "Les isolants en électrotechnique, concepts et théorie", Editions Eyrolles, 1986
- [18] **R. Kattan, N. Bonifaci, A. Denat**, "Etude de la génération des bulles dans les hydrocarbures liquides générées par les impulsions de Trichel", J. Phys. III, France pp. 1209-1216, 1991.
- [19] **A. Denat, M. Haidara, R. Kattan, N. Bonifaci**, "Phénomènes prédisruptifs dans les hydrocarbures et les gaz comprimés", Journées d'études de la société des électriciens et électroniciens sur les isolants électriques, Paris, Nov. 1989.
- [20] **P. Gournay**, "Génération des phénomènes de préclaquage dans les hydrocarbures liquides en géométrie pointe-plan", FIRELEC, 2^{ème} J.C.G.E., Avril 1994.
- [21] **M. Brouche, J.P. Gosse, B. Gosse**, "Conduction des liquides aromatiques en géométrie pointe-plan", J. Phys. III, France, pp. 1111-1121, Juin 1993.
- [22] **M. Brouche**, "La conduction électrique dans les liquides diélectriques", Thèse de Doctorat 3^{ème} Cycle, INPG, Grenoble, 1994.
- [23] **M. Haidara**, "Etude de la conduction des liquides diélectriques en champ divergent", Thèse de Doctorat 3^{ème} Cycle, INPG, Grenoble, 1988.
- [24] **R. Kattan**, "Etude de la formation et de la dynamique de bulles dans les hydrocarbures liquides générées par les impulsions de courant en champ électrique intense", Thèse de Doctorat Université Joseph Fourier, Grenoble, 1990.
- [25] **A. Denat, O. Lesaint, R. Tobazéon**, "Progrès récents dans la compréhension des mécanismes prédisruptifs et disruptifs dans les liquides isolants", Journées d'études de la société des électriciens et électroniciens sur les isolants électriques, Paris, Nov. 1989.
- [26] **S. Bouazabia**, "Contribution à l'étude de la génération des bulles gazeuses en champ divergent", Thèse Magister ENPA Alger, 1991.

- [27] **N. Felici**, "Liquides et gaz : les mécanismes de claquage sont-ils comparables ?", Journées d'études de Grenoble. Conduction et Claquage dans les Liquides Isolants, Mars 1986.
- [28] **A. Denat, J.P. Gosse, B. Gosse**, "Conduction du cyclohexane très pur en géométrie pointe-plan", Journées d'études de Grenoble, Conduction et claquage dans les liquides isolants, Mars 1986.
- [29] **N.J. Felici**, "La conduction électrique dans les liquides diélectriques, Phénomènes d'instabilité et de transport : mécanismes chimiques et hydrodynamiques", Journal de Physique, Colloque C1, supplément au N°1, t. 37, pp. 117-128, Jan. 1976
- [31] **R. Coelho et J.P. Gosse**, "Les idées actuelles sur le claquage liquides diélectriques", Ann. Phys. t. 5, pp. 255-266, 1970.
- [32] **A.C.T. Briggs, A. Bérroual et F. Buret**, "The dynamics of dc predisruption in liquid insulating media", IEEE Transaction of Dielectrics and Electrical Insulation Vol.1, N°03, pp. 371-376, June 1994.
- [33] **F.M.J. Mc Cluskey, A. Denat**, "Bubble formation in synthetic insulating liquids in a pulsed divergent electric field ", IEEE Transaction of Dielectrics and Electrical Insulation Vol.1, N°4, pp. 672-679, 1994.
- [34] **M. Haidara, A. Denat**, "Impulsions de Trichel dans les hydrocarbures liquides et les gaz comprimés", Journées d'études de Toulouse. Conduction et claquage dans les isolants liquides, Sep. 1989.
- [35] **R. Kattan, A. Denat**, "Etude de la génération de bulles dans les hydrocarbures liquides initiées par les impulsions de TRICHEL Journées d'études de Toulouse. Conduction et claquage dans les isolants liquides, Sep. 1989.
- [36] **A.L. Wintenberg, M.O. Pace, T.V. Blalock, V. Foust**, "Prebreakdown current pulses in n-hexane and other dielectric fluids", IEEE Transaction of Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 24, N°1, pp. 67-74, 1989.
- [37] **P. Gournay**, "Génération et propagation des streamers positifs dans quelques hydrocarbures", Thèse de Doctorat, INPG, Grenoble, 1994.
- [38] **O. Lesaint, R. Kattan, A. Denat**, "Generation and growth of gaseous bubbles in hydrocarbon liquids under high divergent field", 9th I.C.D.L. Conference record, Grenoble July 1987.
- [39] **A. Bérroual, R. Tobazéon**, "Prebreakdown phenomena in liquid dielectrics", IEEE Transaction of Dielectrics and Electrical Insulation Vol.EI-21, N°4, pp. 613-627, 1986.

- [40] **A. Bérroual, R. Tobazéon**, "Propagation et génération des streamers dans les diélectriques liquides", *Revue de Physique Appl.* N°22, pp. 1117-1123, Sep.1987.
- [41] **T. Aka-N'Guni**, "Contribution à l'étude des phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquide- Modèles de génération et de propagation", Thèse de Doctorat, Ecole Doctorale électronique, électrotechnique et automatique, E.C.L., 2000-20, Lyon 2000.
- [42] **T. Aka-N'Guni and A.Bérroual**, "Bubble dynamic and transition in liquid dielectrics under a high voltage divergent electric field", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34(2001) pp.1408-1412, 2001.
- [43] **T. Aka-N'Guni and A. Bérroual**, "Modelling of multi-channel streamers propagation in liquid dielectrics using the computation electrical network", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34(2001) pp.1408-1412, 2001.
- [44] **F. Bitam**, "Etude des mécanismes de préclaquage dans les diélectriques liquides sous tension alternative", Mémoire de magister, Université Mouloud Mameri, Tizi-Ouzou, 1986.
- [45] **Lord Rayleigh**, "On the pressure developed in a liquid during the collapse of spherical cavity", *Phil. Mag.*, Vol.34, N°200, pp.344-354, 1917.
- [46] **P.B. Mc Grath, H.I. Marsden**, "Dc- induced prebreakdown events in n-hexane", *IEEE Transaction of Dielectrics and Electrical Insulation* Vol.EI-21, N°4, pp. 669-672, 1986.
- [47] **A. Larsson, M. Bengtsson**, "The sequence of events in mid-gap laser-triggered, Electrical breakdown in liquid dielectrics", *IEEE trans. Electr. Insul.* Vol 9,N°3 pp. 349-352, 2002.
- [48] **R.H. Perry, C.H. Chilton** "Chemical Engineer's Handbook", MC Graw Hill, Fifth edition, 1973.
- [49] **E. Kuffel, W.S. Zaengl**, "High Voltage Engineering", ed. Pergamon Press. 1984, pp.344-354.
- [50] **D. Meeker**, "BELA, Finite Element Electrostatics Solver," Version 1.0, dmeecker@ieee.org, <http://femm.berlios.de>, 2003.
- [51] **R. Ierusalimschy, L.H. De Figueiredo, W. Celes**, "Lua 5.0 Reference Manual ", lua@tecgraf.puc-rio.br, Abril 2003.
- [52] **J.P. Gosse, B. Gosse, A. Denat**, "La conduction électrique des liquides diélectriques", *R.G.E.* Oct. 1985, pp. 733-744.

- [53] **R. Tobazéon, R. Coelho, W.H. Vanderschvern**, "Conduction électrique dans les liquides ", Techniques de l'Ingénieur, D225, 1984.
- [54] **A. Denat**, "Etude de la génération électrique dans les solvants non polaires", Thèse de Doctorat, INPG, Grenoble, 1982.
- [55] **P. Atten**, "Phénomènes électrohydrodynamiques et leur influence sur la conduction et le claquage des liquides", Journées d'études de Grenoble, Conduction et claquage dans les liquides isolants, Mars 1986.
- [56] **Note de A. Bérroual, R. Tobazéon, présentée par N. Felici** "Effets de la pression hydrostatique sur les phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides", C.R. Acad., Sc., Paris, t. 303, série II, N°12, pp. 1081-1084, 1986.
- [57] **A. Bérroual, R. Tobazéon** "Propagation des streamers dans les diélectriques liquides", C.R. Acad., Sc., Paris, t. 303, série II, N°4, pp. 279-284, 1986.
- [58] **O. Lesaint, P. Gournay, R. Tobazéon**, "Investigations on transient currents associated with streamer propagation in dielectric liquids", IEEE Transaction of Dielectrics and Electrical Insulation Vol.26, N°4, pp. 699-707, 1991.
- [59] **P. Gournay, O. Lesaint, R. Tobazéon**, "Etude expérimentale et modélisation des courants associés à la propagation des streamers positifs dans divers liquides isolants", 1^{ère} Conférence des jeunes chercheurs en Génie-électrique, Avr.1992
- [60] **R. Tobazéon**, "Les diélectriques liquides : préclaquage et claquage", Techniques de l'Ingénieur, D226, D227, 1986.
- [61] **R. Tobazéon**, "Claquage dans les liquides : situation actuelle", Journées d'études de Grenoble, Conduction et claquage dans les liquides isolants, pp. 78-87, Mars 1986.
- [62] **N. Felici**, "Conduction et électrisation dans les liquides diélectriques/ deux phénomènes apparentés de nature électrochimique", Journées d'études de Grenoble. Electroynamique, conduction et transport de charges, Mars 1983.
- [63] **F. Guerbias**, "Etude de la génération des bulles gazeuses dans les diélectriques liquides et leur transition au streamer", Thèse Magister, ENPAIger, 1994.
- [64] **O. Lesaint**, "Claquage et préclaquage dans l'huile minérale sous tension alternative", Thèse de Doctorat, INPG, Grenoble, 1987.
- [65] **P. Rain**, "Etude des phénomènes prédisruptifs et disruptifs à grande distance dans l'huile minérale de transformateur sous tension alternative", Thèse de Doctorat, INPG, Grenoble, 1992.

- [66] **P. Rain, O. Lesaint, R. Tobazéon**, "Phénomènes disruptifs et prédisruptifs sous tension alternative dans de grands intervalles d'huile de transformateur", R.G.E. pp. 17-25, Jan. 1993.
- [67] **M. Noel**, "Influence de la pureté du SF₆ sur son interaction avec des parois ou des électrodes en aluminium", Rapport de DEA de Chimie et de Génie des Procédés Industriels, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 1988.

Travaux scientifiques de l'auteur

Publications Internationales

- * A.Béroual et **S.Bouazabia**: “*Mechanisms involved in the generation of gaseous bubbles in liquid dielectrics under DC voltage*”, Archives of Electrical Engineering, Vol. XLVIII, N°3, 1999, pp. 295-303.
- * A .Mekhaldi, D.Namane, **S.Bouazabia** et A.Béroual: “*Flashover of discontinuous pollution layer on HV insulators*”, IEEE, Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Volume 6, N°6, Décembre 1999, pp. 900-906
- * A .Mekhaldi, **S.Bouazabia** et A.Béroual: “*Electrical arc inception and propagation phenomena on polluted insulating surfaces under AC high voltage*”, Archives of Electrical Engineering, Vol. XLVII, N°3, 1998, pp. 257-271, ISSN 0004-0746.

Publications Nationales

- * **S.Bouazabia** et A.Béroual: “*Génération des bulles gazeuses en champ divergent*”, Algerian Journal of Technology, Vol.10, 1994, N° 9, pp.115-122
- * **S.Bouazabia**, L. Hadjout, M. Boulahbal, ”Modélisation d’une décharge surfacique dans un système cercle-cercle sous tension alternative”, Workshop, MEM’05, ENP, 13 et 14 avril 2005, AJOT, Numéro Spécial, pp. 113-118.

Communications internationales

- * **S.Bouazabia**, et A.Béroual: “*Génération des bulles gazeuses dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous tension continue*”, Journées Tunisiennes d’Electrotechnique et Automatique, Gabes 1991, ET13
- * A .Mekhaldi et **S.Bouazabia**: “*Conduction phenomena on polluted insulating surfaces under ac high voltage*”, 9th ISH, Graz (Austria) August 28- september 1, 1995, N°3174
- * A .Mekhaldi, D.Namane, **S.Bouazabia** et A.Béroual: “*Empirical model of high voltage insulator under nonuniform pollution*”, 11th, ISH, 22-27 August 1999, Conference Publication N°467, pp. 4.233.P2 – 4235.P2
- * **S. Bouazabia**, D. Namane et A .Mekhaldi, ”Effet de la discontinuité de la couche polluante sur les phénomènes de conduction surfacique sur les isolateurs de haute tension”, 17^{ème} Journées Tunisiennes d’Electrotechnique et d’Automatique, 5, 6 Novembre 1997, Nabeul-Tunisie.
- * **S. Bouazabia**, L. Hadjout, M. Boulahbal, R. Ibtouen «Reproduction d’une décharge surfacique dans un système pointe cercle», 5^{ème} Conférence Internationale sur les charges Electriques dans les matériaux Non Conducteurs 22-26 Novembre 2004 Sfax, Tunisie

Communications Nationales

- * **S.Bouazabia** et A .Mekhaldi: “Étude du courant de fuite sur les isolants pollués ”, CEA’94, AJOT, Vol.1, Mars 1995
- * **S.Bouazabia**, F.Bitam, F.Guerbas et A.Béroual: “*Identification de la perturbation générée dans les diélectriques*”, 2^{ème} CNHT, Tizi-Ouzou, 17,18 et 19 Nov.1997.
- * F.Bitam, **S.Bouazabia** et M.Megherbi: “*Modèle phénoménologique du processus de préclaquage dans les diélectriques liquides* ”, CNHT’97, Tizi-Ouzou, 17,18 et 19 Nov.1997, pp.162-166
- * D.Namane, A .Mekhaldi, A.Béroual et **S.Bouazabia**: “*Influence de la largeur de la couche de pollution sur le courant de fuite des isolateurs* ”, ”, CNHT’97, Tizi-Ouzou, 17,18 et 19 Nov.1997, pp.11-14
- * A .Mekhaldi, **M.Teguar**, A.Béroual et **S.Bouazabia**: “*Phénomènes de conduction des surfaces polluées, approche par un modèle théorique*”, CNHT’97, Tizi-Ouzou, 17,18 et 19 Nov.1997, pp.1-7
- * F.Guerbas, **S.Bouazabia** et A.Béroual: “*Etude des Phénomènes de génération dans les diélectriques liquides sous tension continue* ”, CNHT’97, Tizi-Ouzou, 17,18 et 19 Nov.1997, pp.79-82
- * A .Mekhaldi, D.Namane et **S.Bouazabia**: “*Influence de la discontinuité de la couche polluante sur la tension de contournement d’un isolateur*”, COMAEI’98, Béjaïa 08-09 Dec. 1998, pp. 287-289.
- * **S. Bouazabia**, L. Hadjout, K. Imarazene, L. Saoudi « Détermination de la dimension fractale d’une décharge électrique sur les surfaces isolantes uniformément polluées », 5eme Conférence Nationale sur la Haute Tension, Oran, 01-03 Décembre 2003.

ملخص

عملنا عبارة عن مساهمة لدراسة العوامل الفيزيائية التي تنتج كرية غازية، و فحص حالة تحولها إلى شجيرات كهربائية في العوازل السائلة ذات هيئة كيميائية بسيطة. وذلك تحت تأثير توتر كهربائي مستمر (موجب و سالب) و توتر جيبي. النتائج المحصل عليها تبين أن الكرية الغازية تتكون بعد تبخر محلي للسائل بتأثير التيار الكهربائي. بعد إنشاء الكرية الغازية، من نوع "طوزند" تظهر داخلها و تؤدي إلى إنشاء شجيرات كهربائية.

الكلمات الهامة: عوازل سائلة، كرية غازية، شجيرات.

Résumé

Notre travail est une contribution à l'étude des phénomènes de génération de la bulle gazeuse et à l'examen des conditions de sa transition en streamer, dans les diélectriques liquides à structure chimique simple, sous tensions continue (polarité positive et négative) et tension alternative. Les résultats obtenus montrent que la bulle gazeuse est créée par vaporisation locale, par effet joule, suite au passage d'une impulsion de courant. Après création de la bulle gazeuse, des décharges partielles, régies par le mécanisme de type Townsend, ont lieu à l'intérieur de cette bulle et conduisent à la formation de streamer.

Mots clefs : Diélectriques liquides, bulle gazeuses, streamers.

Summary

Our work is a contribution to study the gaseous bubble generation phenomena and to examine its transient conditions to streamer, in simple chemical structure dielectric liquids, under continuous (positive and negative polarities) and alternating voltages. The obtained results show that the gas bubble is created by local vaporization (Joule effect), after a current impulse. After gaseous bubble creation, partial discharges, controlled by the Townsend mechanism, will take place inside this bubble and will lead to the formation of streamer.

Key words: Dielectric liquids, gaseous bubble, streamers.