

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE AUX UNIVERSITES

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT DE GENIE - ELECTRIQUE

3/91

Thèse de Magister

Présentée par : Slimane BOUAZABIA

LE 11 MAI 1991

INTITULEE :

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA
GENERATION DES BULLES GAZEUSES
EN CHAMP DIVERGENT

Présentée devant le Jury

Président : Mr M. E. ZAIM (Maitre de Conference)
Rapporteur : Mr A. BEROUAL (Professeur)
Examineurs : Mr A. BOUBEKEUR (Chargé de Cours)
Mr M. MOUDJAHED (Chagé de Cours)
Mr SA. DERADJI (Chargé de Cours)
Invités : Mr H. MOULAI (USTHB)
Mr M. LEBID (SONELGAZ)

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE AUX UNIVERSITES

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT DE GENIE - ELECTRIQUE

Thèse de Magister

Présentée par : **Slimane BOUAZABIA**

LE 11 MAI 1991

INTITULEE :

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA
GENERATION DES BULLES GAZEUSES
EN CHAMP DIVERGENT**

Présentée devant le Jury

Président : Mr M. E. ZAIM (Maitre de Conference)
Rapporteur : Mr A. BEROUAL (Professeur)
Examineurs : Mr A. BOUBEKEUR (Chargé de Cours)
Mr M. MOUDJAHED (Chagé de Cours)
Mr SA. DERADJI (Chargé de Cours)
Invités : Mr H. MOULAI (USTHB)
Mr M. LEBID (SONELGAZ)

DEDICACES

A mes très chers parents

A mes frères et sœurs ainsi que leur famille

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué sous la direction de Monsieur A.Bérroual, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, qu'il trouve ici l'expression de mes sentiments et le témoignage de ma gratitude pour son soutien sans relâche et les conseils qu'il n'a cessé de me prodiguer.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur A.Boubakeur, responsable du laboratoire de haute tension à l'ENP, pour ses encouragements et son aide constante.

Monsieur M.E.ZAIM, Maître de Conférence à l'ENP, me fait honneur de présider le jury de cette thèse. Qu'il en soit vivement remercié et qu'il croit en ma reconnaissance pour son soutien moral durant l'élaboration de ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur H.Moulai, Maître assistant à l'USTHB et chef de Département d'Electrotechnique à l'Institut de Techniciens Supérieur pour son aide et l'intérêt qu'il a témoigné à ce travail.

Je remercie MM. M.Moudjahed et S.A.Deradji, Chargés de cours à l'ENP d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Je remercie également Monsieur M.Lebid ingénieur SONELGAZ XP/HAMMA de faire partie du jury de soutenance.

Les analyses chromatographiques ont été réalisées par Melle Benhabyles et Mr Ahmed Zaid du Département de Génie-Chimique, qu'ils en soient vivement remerciés.

Je ne pourrai oublier toutes les personnes qui m'ont aidées dans l'élaboration de ce travail, en particulier Mr R.Tahmi.

S O M M A I R E

	<i>page</i>
INTRODUCTION.....	3
CHAPITRE I <u>SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE:</u>	5
1 GENERATION :.....	6
1-1 Phénomènes électronique -conduction-.....	6
1-1-1 Dissociation en volume et conduction renforcée par le champ:.....	6
1-1-2 Création de l'interface par des réactions électrochimiques:.....	8
1-1-3 Emission de champ:.....	9
1-1-4 Ionisation de champ:.....	10
1-1-5 Courant limité par charge d'espace:.....	10
1-2 Génération de cavité gazeuse:.....	11
1-2-1 Mécanismes de cavitation:.....	11
1-2-2 mécanismes thermiques:.....	12
1-3 Influence des variables d'état:.....	13
1-3-1 Influence de la pression:.....	13
1-3-2 Influence de la température:.....	13
1-4 Influence de la viscosité:.....	14
1-5 Influence de la polarité de la tension et de la géométrie des électrodes:.....	14
1-6 Détermination du temps de génération:.....	14
1-6-1 Méthode de Von Laue:.....	14
1-6-2 Méthode de variation du rayon de courbure de la pointe:.....	15
1-6-3 Méthode de variations du temps de montée de la tension:....	15
2 DYNAMIQUE DE LA BULLE:.....	16
2-1 Modèles de Watson:.....	16
2-2 Modèle de Rayleigh:.....	18
2-3 Modèle de Gilmore:.....	19

	page
2-4 Modèle contrôlé par le transfert thermique:.....	20
3 PROPAGATION:.....	20
3-1 Forme des streamers:.....	21
3-2 Vitesse des streamers:.....	21
3-3 Forme des courants et émission lumineuse:.....	22
3-4 Charge des streamers:.....	23
3-5 Effet de la pression:.....	24
4 ACTION DES ADDITIFS:.....	24
4-1 Effet sur le claquage:.....	24
4-2 Effet sur la propagation:.....	25
4-2-1 Additifs capteurs d'électrons:.....	25
4-2-2 Additifs ioniques:.....	26
4-2-3 Composés à bas potentiel d'ionisation:.....	26
5 MODELES D'EVALUATION DES VITESSES:.....	26
5-1 Modèle de Devins, Rзад et Schwabe:.....	26
5-2 Modèle de Félici:.....	27
5-3 Modèle de Béréal:.....	29
5-3-1 Modèle de propagation des streamers:.....	29
5-3-2 Modèle d'expansion de la bulle:.....	31
Conclusion:.....	34
CHAPITRE II : <u>TECHNIQUE EXPERIMENTALE:</u>	
1 PROCESSUS EXPERIMENTAL:.....	35
1-1 Source de tension:.....	35
1-2 Cellules d'essais:.....	35
1-3 Dispositif de mesure de courant et de la charge:...	39
1-4 Dispositif de detection des perturbations:.....	39
1-5 Enregistrement des différents signaux:.....	40
1-6 ANALYSE CHROMATOGRAPHIQUE:.....	40
1-7 LIQUIDES UTILISES:.....	41
1-7 MODE OPERATOIRE:.....	41

	<i>page</i>
CHAPITRE III : <u>GENERATION DE BULLES GAZEUSES:</u>	
INTRODUCTION:.....	43
1 IDENTIFICATION DE LA PERTURBATION:.....	43
2 NATURE PHYSIQUE DE LA PERTURBATION	
-CHROMATOGRAPHIE-:.....	47
3 INFLUENCE DE LA DISTANCE INTER-ELECTRODES:.....	47
4 INFLUENCE DU RAYON DE COURBURE DE LA POINTE:.....	50
5 INFLUENCE DE LA STRUCTURE DU LIQUIDE:.....	50
6 INFLUENCE DES ADDITIFS:.....	53
7 ENERGIE DE GENERATION ET DIMENSION DE LA BULLE:.....	53
 CONCLUSION:.....	 60
 DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS:.....	 61
 <u>CONCLUSION GENERALE:</u>	 66
 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES:.....	 68

N O M E N C L A T U R E

- A* : Terme indépendant du champ.
C : Celerité dans le vide.
C_p : Chaleur spécifique.
D : Diffusivité du liquide.
d : Distance entre le centre de courbure de la pointe et le plan.
E : Champ électrique.
E_{moy} : Champ électrique moyen.
E(R) : Champ électrique sur le front de la bulle.
e : Charge électrique élémentaire.- Fonction exponentielle.
G : fonction de Gilmore
H : Entalpie.
I : Courant électrique.
K : Constante des gaz parfaits.- Mobilité
K_D : Coefficient de dissociation.
K_R : Coefficient de recombinaison.
K_t : Conductivité thermique.
L₁ : Energie d'ionisation des molécules en phase liquide.
L_v : Chaleur latente.
m : masse de l'électron.
n : Nombre d'essais.
n₊ : Concentration d'ions positifs.
n₋ : Concentration d'ions négatifs.
n_t : Nombre d'essais où aucun claquage ne survient avant le temps *t*.
P : Pression.
P_{em} : Pression électromécanique.
P_n : Pression hydrostatique.
P_s : Pression superficielle.
P_g : Pression du gaz.
P_v : Pression du vide.
Q_f : Volume de fluide (gaz ionisé ou plasma) émis par unité de temps.

- q : Charge électrique.
 R : Rayon de la bulle.
 R_s : Rayon de la pointe du streamer.
 S : Surface.
 T : Température.
 T_{eb} : Température d'ébullition.
 T_{amb} : Température ambiante.
 t : Temps.
 t_p : Temps de propagation.
 t_g : Temps de génération.
 t_{ap} : Temps d'apparition d'une perturbation.
 t_m : Temps de montée d'une tension.
 V : Tension électrique.
 V_{EHD} : Vitesse électrohydrodynamique.
 $V(y)$: Terme de correction de la force image.
 V_1 : Potentiel d'ionisation de la phase liquide.
 W : Energie.
 Y : Coefficient de Zener.
 ϵ_0 : Permittivité diélectrique de l'air.
 ϵ_r : Permittivité diélectrique relative.
 ϵ : Permittivité diélectrique du milieu.
 Φ_v : Travail de sortie des électrons dans le vide.
 Φ_1 : Travail de sortie du métal.
 β : Facteur reliant le champ électrique sur la pointe à la tension appliquée.
 ρ : Masse volumique.
 ρ_v : Densité de vapeur dans la bulle.
 v : Vitesse de propagation du streamer.
 δ : Charge électrique surfacique.
 η : Constante de Planck.

* * * * *
* *I N T R O D U C T I O N* *
* * * * *

L'utilisation simultanée de techniques ultra-rapides d'enregistrement optiques et de mesures électriques, a permis de progresser de façon significative dans la compréhension des phénomènes de claquage et de préclaquage, dans les diélectriques liquides. Il a été observé que dans un système d'électrodes donné, soumis à un champ électrique, une perturbation dont l'indice de réfraction est différent de celui du liquide, prenait naissance, au voisinage de l'électrode acérée (phase de génération). Cette perturbation évoluant en streamer (zone ionisée revêtant la forme d'une arborescence) se propage (phase de propagation) et conduit au claquage; cette phase est de loin la plus étudiée.

S'il est maintenant établi qu'il existe une relation étroite entre la forme des streamers, leur vitesse de propagation, le courant qui les accompagne et la lumière qu'ils émettent qu'elles que soient la polarité des électrodes et la structure du liquide, il n'en demeure pas moins que certaines contradictions sont encore à relever quant à la nature physique de la perturbation. En effet, plusieurs théories ont été proposées pour expliquer les mécanismes qui sont à l'origine de cette perturbation. De façon générale, ces mécanismes peuvent être classés suivant deux groupes: l'un purement électronique et l'autre faisant intervenir des processus gazeux.

Le but de notre travail est d'identifier la nature physique de la perturbation et d'apporter certains éléments de réponses quant aux processus physico-chimiques qui interviennent. Pour ce faire, nous considérerons plusieurs types de liquides de structures chimiques simples ou comportant des halogènes dans leurs molécules, ainsi que l'influence de paramètres géométriques (distance inter-électrodes, rayon de courbure de la pointe), dans un système d'électrodes pointe-plan. L'action de divers additifs (composés à bas potentiel d'ionisation ou capteurs d'électrons) sera également étudiée.

Dans le premier chapitre, nous exposerons les résultats rapportés par d'autres chercheurs concernant les phases de propagation et de génération dans les diélectriques liquides.

Nous présenterons, dans le second chapitre, les techniques expérimentales utilisées ainsi que les liquides testés.

Le troisième chapitre sera consacré aux résultats obtenus concernant l'identification de la perturbation et l'influence de divers paramètres tels que la distance inter-électrodes, le rayon de courbure de la pointe et la structure du liquide (pur ou contenant des additifs) sur la génération de cette perturbation. Les mécanismes à l'origine de la génération de cette perturbation seront également discutés.

* * * * *
* C H A P I T R E I *
* * * * *
* S Y N T H E S E B I B L I O G R A P H I Q U E *
* * * * *

INTRODUCTION :

Dans ce qui va suivre, nous allons résumer les résultats rapportés par d'autres chercheurs concernant les phénomènes précédant le claquage proprement dit des diélectriques liquides. En effet le claquage est précédé d'une phase de préclaquage pouvant être elle même séparée en deux :

- Une phase de génération durant laquelle peuvent se manifester simultanément ou successivement des phénomènes de diverses natures (électriques, optiques, électrohydrodynamiques, ...) entraînant au bout d'un certain temps, l'apparition d'une perturbation au voisinage de l'électrode où le champ est renforcé.

- Une phase de propagation de cette perturbation vers l'électrode opposée.

Nous nous intéresserons, dans ce chapitre, à ces deux phases et plus particulièrement à la génération. Nous considérons également l'influence de divers paramètres tels que la forme et l'amplitude de la tension appliquée aux électrodes, la distance inter-électrode et sa géométrie, ainsi que la pression hydrostatique, sur les caractéristiques (courant, charge, vitesse, ...) de cette perturbation .

1 GENERATION :

Il est bien connu que, dans un isolant gazeux, la décharge électrique est due à une avalanche électronique provoquée par ionisation des atomes de ce gaz. Cette ionisation est la conséquence de collisions inélastiques entre électrons libres et les atomes neutres du gaz. Les premières collisions sont générées par des électrons germes arrachés à la cathode et injectés dans le système ou créés par irradiation artificielle ou naturelle (rayon cosmique) .

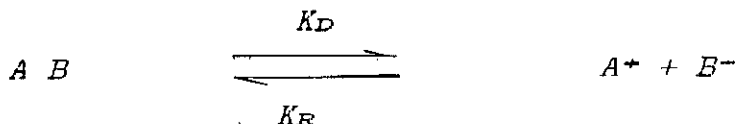
Dans les diélectriques liquides, deux théories ont été développées pour expliquer les mécanismes de génération, l'une relative à la formation d'une cavité gazeuse et l'autre purement électronique .

1-1 Phénomènes électroniques -Conduction- :

La conduction, dans un diélectrique liquide, est assurée par des charges injectées à l'interface métal/liquide à la cathode ou/et par ionisation du liquide [1]. Dans le cas de liquides non purifiés, le mécanisme peut être assuré par des porteurs ioniques préexistant dans le milieu ou par la dissociation de molécules de ce dernier [2] .

1-1-1 Dissociation et conduction renforcée par le champ:

La conduction est régie par un équilibre dissociation-recombinaison entre espèces neutres et des ions, qu'on peut schématiser, dans le cas d'ions monovalents par :



K_D : constante de dissociation.

K_R : constante de recombinaison.

A l'équilibre thermodynamique on a :

$$n_+ = n_- = \sqrt{\frac{K_D}{K_R}} n_0 \quad (I-1)$$

n_+ et n_- : concentration des ions respectivement positifs et négatifs.

n_0 : concentration des ions dissociables .

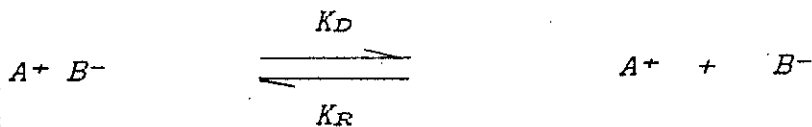
L'application d'un champ électrique, modifie l'équilibre initial par déplacement des ions. La dissociation des paires d'ions augmente du fait de l'abaissement de l'énergie de séparation des ions ΔW . Pour un dipôle favorablement aligné, dans le champ électrique (angle formé par le dipôle et le champ appliqué = 0)[3]:

$$\Delta W = \left[\frac{e^3 E}{\pi \epsilon_0 \epsilon_R} \right]^{1/2} \quad (I-2)$$

Le nombre d'ions libres est ainsi multiplié par un facteur proportionnel à :

$$\exp\left(\frac{\Delta W}{KT}\right) = \exp\left(\frac{e^3 E}{\pi \epsilon_0 \epsilon_R K^2 T^2}\right)^{1/2} \quad (I-3)$$

En faisant appel à la théorie générale des interactions, Onsager [2] modélise la distribution entre les ions libres et les ions liés (paires d'ions) par le schéma suivant:



avec la vitesse de recombinaison K_R indépendante du champ électrique et dont la valeur maximale vaudrait selon Laugevin :

$$K_R = \frac{e(n_+ - n_-)}{e} \quad (I-4)$$

Par contre, la constante K_D est une fonction croissante de la valeur absolue du champ E :

$$K_D = \frac{K_D(E=0) \cdot J_1 [(-8b)^{1/2}]}{(-2b)^{1/2}} \quad (I-5)$$

où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1 .

1-1-2 Création de l'interface :

L'introduction d'une électrode, dans des solutions d'électrolytes, conduit à l'apparition d'un phénomène d'association avec le métal. Une inhomogénéité prend naissance au voisinage de cette électrode d'où création d'une charge d'espace répartie en deux couches :

- **La couche compacte** : C'est la zone d'absorption, avec des interactions très fortes, à travers laquelle le transfert électronique entre l'électrode et le porteur dans le liquide a lieu. Son épaisseur est de l'ordre de deux fois la taille de la molécule .

- **La couche diffuse** : Elle se situe au delà de la limite de la couche compacte. Son étendue est caractérisée par la longueur de Debye L_D qui spécifie l'épaisseur de l'atmosphère ionique qui se forme autour d'un ion et dépend de la résistivité du milieu.

Si on applique un champ électrique supérieur à celui qui y règne, la couche diffuse sera détruite et les ions qui la constituent seront entraînés dans le liquide : il y a injection de charges .

Dans le cas de solvants non polaires ($\epsilon_r < 3$), les ions formés à une distance a de l'électrode sont soumis à la force-image dont l'énergie d'interaction entre un ion monovalent et le métal est :

$$W_{i-m} = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r a} \quad (I-6)$$

1-1-3 Emission de champ :

Il a été observé, dans certains cas, une augmentation rapide du courant qui s'atténue ensuite lorsque la tension appliquée dépasse une certaine valeur critique [2,3,4]. Selon ces auteurs, cet accroissement est dû à l'émission d'électrons par effet de champ. Il est régi par la loi de Fowler-Nordheim :

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

Φ_v (en eV) : travail de sortie des électrons dans le vide .

A : terme indépendant du champ .

$V(y)$: terme de correction de la force image .

$$y = \frac{e^3 E \Phi_v}{4\pi\epsilon} \quad (I-8)$$

β (en cm^{-1}) : facteur reliant le champ sur la pointe à la tension appliquée.

1-1-4 Ionisation de champ :

Ce mécanisme observé dans l'hydrogène et l'argon liquides [5], correspond au passage d'un électron du liquide au

métal par effet Tunnel. Il est caractérisé par une augmentation rapide du courant. En considérant que les molécules (ou atomes) sont sans interactions, l'expression du courant serait :

$$\ln(I) - \ln(B) - \left[\frac{1,03 \cdot 10^8 (L_1 - \phi_1) \phi^{1/2}}{\beta V} \right] \quad (I-9)$$

avec

β : indépendant du champ mais fonction du liquide .

L_1 (en eV) : énergie d'ionisation des molécules en phase liquide.

ϕ_1 : travail de sortie du métal .

1-1-5 Courant limité par charge d'espace :

Le champ régnant en tout point de l'espace est composé d'un champ harmonique appliqué et d'un champ dû à la charge d'espace, si la charge n'est pas très importante, ce dernier est négligeable. Dans le cas contraire, le champ total subit une distorsion par rapport au champ harmonique .

En approximant le système d'électrodes pointe-plan par une hyperboloïde-plan et en tenant compte de la présence de la charge d'espace, Coelho et Debeau [6] donnent l'expression du courant en fonction de la tension :

$$\sqrt{I} = \sqrt{\frac{\pi e K}{0,78 d}} V \quad (I-10)$$

K : mobilité

d : distance entre le centre de courbure de la pointe et le plan.

1-2 Génération de cavités gazeuses :

La génération de cavités gazeuses peut être due soit à des mécanismes thermiques tels que la vaporisation, soit à des mécanismes de cavitation sous l'effet d'une dépression à température constante [7,8,9] .

1-2-1 Mécanisme de cavitation :

Un liquide soumis à une dépression à température constante, donne naissance à des bulles ou cavités de vapeur ou de mélange de vapeur et de gaz. Dans les diélectriques liquides, la dépression peut être due à la présence de particules solides de très faibles dimensions en suspension ou attachées aux électrodes qui renforcent le champ électrique, lequel donnera naissance à une pression électromécanique (P_{em}) qui s'oppose à la pression hydrostatique (P_n) et aux pressions dues aux tensions superficielles (P_s). Elle peut aussi résulter des écoulements électrohydrodynamiques (EHD) qui, en vertu du théorème de Bernouilli, donnent une dépression :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho V_{EHD}^2 \quad (I-11)$$

ρ : masse volumique du liquide .

V_{EHD} : vitesse électrohydrodynamique .

$$V_{EHD} = \sqrt{\frac{e}{\rho}} E \quad (I-12)$$

Les critères de formation de cavités gazeuses à satisfaire sont dans le premier cas $P_{em} = P_a + P_h$ et dans le second cas $\Delta P = P_a + P_h$.

1-2-2 Mécanismes thermiques :

* Modèle de Watson et Sharbaugh : [10]

Watson et Sharbaugh considèrent qu'une bulle de vapeur est générée, dans le liquide par une injection de courant à partir d'aspérités sur la cathode. Ce courant serait limité par la charge d'espace et aurait pour expression :

$$I-A.V^n \quad (I-13)$$

avec $1,5 < n < 2$.

Pour une tension impulsionnelle V , de durée t , l'énergie nécessaire à l'ébullition locale serait :

$$H-A.E^n.t \quad (I-14)$$

(E étant supposé proportionnel à V)

Par identification à l'énergie nécessaire à l'ébullition d'un volume du liquide donné, ils établissent un critère de claquage où :

$$H-C_p(T_{eb}-T_{amb})+L_v \quad (I-15)$$

T_{eb} : température d'ébullition .

T_{amb} : température ambiante .

L_v : chaleur latente .

Ce modèle n'a pu être vérifié que dans quelques liquides (les n-alcanes). Il reste limité du fait qu'ils utilisent une équation relative à un état stationnaire alors qu'il s'agit d'un régime transitoire.

Ce modèle a été repris Kao [11] tout en faisant intervenir la structure du liquide et en tenant compte du régime transitoire. Il suppose que la vaporisation est produite par un courant filamentaire. Si le courant est suffisant pour amener la température du liquide à son point d'ébullition, il y aura claquage.

En plus de l'effet de la température, de la pression et des propriétés thermiques, il prend en considération la variation de la mobilité avec la température .

Les observations faites par Dénat et Al [8], dans le cyclohexane ultra-pur en géométrie pointe-plan sont en faveur de ce mécanisme.

1-3 Influence des variables d'état :

1-3-1 Influence de la pression :

Il a été généralement constaté que quelle que soit la polarité du système, l'augmentation de la pression entraîne une croissance de la tension nécessaire à l'apparition de la perturbation [7,9,12,13]. En dépression (jusqu'à 10^{-5} bars) cette tension n'est pas altérée. Par contre, pour une rampe de tension, la pression de disparition du streamer croît avec le temps de montée de la rampe [12] .

1-3-2 Influence de la température :

Contrairement à la pression, la température n'influe que faiblement sur l'apparition de la perturbation. Les résultats de la variation de la température entre -60 et $+60^{\circ}\text{C}$, dans le cyclohexane, ont montré qu'en dehors de la zone de passage de la phase solide en liquide, la tension de génération n'est pas affectée [12].

1-4 Influence de la viscosité :

Contrairement à l'idée admise [9], le temps de génération t_g (supposé comme étant le temps nécessaire à une injection unipolaire de charges) n'est pas proportionnel à la viscosité. En effet, Béréal [12] n'a observé aucune croissance de t_g avec la viscosité η : ce qui remettrait en question l'intervention de mécanisme de cavitation induit par mouvement électrohydrodynamique.

1-5 Influence de la polarité de la tension et de la géométrie des électrodes :

Il a été rapporté, dans la plupart des travaux, que dans un système pointe-plan la tension de génération était sensiblement la même en polarité positive et négative, qu'elle augmenterait quand le rayon de courbure de la pointe croît. Pour un rayon de courbure donné et des distances inter-électrodes allant de 0,5 à 6 mm, la tension reste inchangée [7].

1-6 Détermination du temps de génération :

1-6-1 Méthode de Von Laue :

Cette méthode, développée dans les gaz puis appliquée aux liquides, consiste à considérer le nombre d'essais n_t où aucun claquage ne survient avant le temps t , sur une série de n essais. Si t_p (temps de propagation) et t_g ne sont pas négligeables, ils satisferont à la relation :

$$\frac{n_t}{n} = e^{-\frac{(t-t_p)}{t_g}} \quad (I-16)$$

La caractéristique $\ln(n_t/n)$ étant une droite en fonction de t , nous pourrions ainsi en déduire t_p et t_g [7,9]. D'autre part, la variation de t_g en fonction du champ moyen est sensiblement la même que dans les gaz (t_g proportionnel à $\exp(1/E_{moy})$). Ce qui suggère l'intervention de processus électronique dans la phase de génération.

1-6-2 Méthode de variation du rayon de courbure de la pointe :

Rzad et Al [14] ont montré que, sous tension rectangulaire faible, il est possible de séparer le phénomène de génération de celui de la propagation. Dans ces conditions, la tension et le temps de génération dépendent de la géométrie des électrodes et de la tension appliquée : t_g est d'autant plus grand que la tension appliquée et le rayon de courbure sont faibles.

Pour des tensions élevées, le temps de génération est négligeable.

1-6-3 Méthode de variation du temps de montée de la tension : [7,9,15]

Cette méthode mise au point pour une tension en créneaux, consiste à faire varier le temps de montée t_m pour une tension donnée U et à déterminer le temps t_{ap} nécessaire à l'apparition d'une perturbation de quelques μm sur la pointe.

Pour une tension de génération U_g donnée, les caractéristiques $t_{ap}=f(t_m)$, dans le cyclohexane pure, en pointe négative, sont quasi-linéaires ; ce qui a permis d'établir la relation suivante :

$$t_{ap} = t_g + A(V) \cdot t_m \quad (I-17)$$

lorsque $t_m \rightarrow 0$, $t_{ap} \rightarrow t_g$, par conséquent du tracé des courbes $t_{ap} = f(U)$ déduites de $t_{ap} = f(t_m)$, pour différentes valeurs de U , on peut obtenir par extrapolation (à $t_m = 0$), les variations de t_g en fonction de U . Les résultats montrent que t_g décroît de manière linéaire et rapide lorsque la tension augmente.

2 DYNAMIQUE DE LA BULLE :

Dés qu'une bulle gazeuse prend naissance, dans le liquide, elle se développe dans la direction du champ. Son évolution se ferait en quatre stades :

- Une phase initiale, très courte au cours de laquelle la tension superficielle est dominante .
- Suivie d'une phase durant laquelle le grossissement est contrôlé seulement par l'inertie du liquide .
- Puis d'une phase, où la diffusion thermique devient importante.
- Et, enfin, lorsque la taille de la bulle devient assez importante et que les phénomènes thermiques sont dominants.

Plusieurs modèles d'évaluation de la variation des dimensions de la bulle ont été proposés.

2-1 Modèles de Watson :

1er Modèle : [16]

La bulle qui apparaît sur une pointe négative est considérée comme une cavité de faible densité, sensiblement sphérique et au même potentiel que la cathode. En égalant le travail de la pression électrostatique à l'énergie cinétique,

il obtient la vitesse d'expansion de la bulle :

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{\epsilon}{3\rho}} E(R) \quad (I-18)$$

ρ : masse volumique .

ϵ : permittivité .

R : rayon de la bulle .

$E(R)$: champ électrostatique sur le front de la sphère conductrice.

L'approximation de $E(R)$ par un champ relatif à des hyperboloides donnée par

$$E(R) = \frac{U}{R\sqrt{2}} \quad (I-19)$$

conduit à :

$$\frac{dR}{dt} = \left(\frac{U}{R}\right) \left(\frac{\epsilon}{6\rho}\right)^{1/2} \quad (I-20)$$

2^{eme} Modèle : [17]

Dans ce modèle, il considère un point source hypothétique émettant un volume de fluide (gaz ionisé ou plasma) Q_F par unité de temps générant une surface de séparation similaire à un streamer. Cette région exerce une force :

$$F = \frac{2}{3} \cdot \rho Q_F \cdot v \quad (I-21)$$

dûe à une vitesse du streamer où

$$Q_p = \pi \cdot R_s^2 \cdot v \quad (I-22)$$

pour obtenir la variation du rayon, il identifie cette force électrostatique F_e sur une demi-sphère.

En considérant une sphère se déplaçant en laissant derrière elle un canal de rayon R_s , il obtient :

$$\frac{dR}{dt} = \left(\frac{U}{R_s}\right) \left(\frac{3e}{8\rho}\right)^{1/2} \quad (I-23)$$

2-2 Modèle de Rayleigh : [18]

Partant de l'équation différentielle qui détermine l'évolution de la bulle sphérique :

$$\frac{(P(R, t) - P_\infty)}{\rho} - R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 \quad (I-24)$$

où P_∞ est la pression à l'infini et

$$P(R, t) = P_v(T(b)) + P_g - \frac{2\sigma}{R} \quad (I-25)$$

est la pression de la bulle à l'interface. Rayleigh établit la loi de croissance de la bulle à l'interface en fonction du rayon, dans le cas d'une bulle sphérique vide, dans un liquide parfait et incompressible (P_∞ constante) où l'effet de la viscosité est négligé :

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{2}{3} \frac{P_\infty}{\rho} \left[\left(\frac{R_0}{R}\right)^3 - 1\right] \quad (I-26)$$

2-3 Modèle de Gilmore :

Ce modèle tient compte de la compressibilité du liquide ainsi que de la variation des autres variables qui en dépendent, ce qui a conduit à considérer que la fonction

$$G = (h(P) + \frac{1}{2}v^2) \quad (I-27)$$

se conserve le long des caractéristiques divergeantes de la vitesse

$$\frac{dR}{dt} = C + v \quad (I-28)$$

(C est la vitesse du son, et v la vitesse locale et h(p) l'enthalpie du liquide de P à P ∞) l'équation établie en coordonnées sphériques :

$$\frac{\partial G}{\partial t} + (C+v) \frac{\partial G}{\partial r} = 0 \quad (I-29)$$

avec

$$h(P) = \int_{P_0}^P \frac{dP}{\rho} = \frac{1}{n-1} (C^2 - C_0^2) \quad (I-30)$$

en considérant $v = dR/dt$, on obtient :

$$R \frac{dv}{dt} \left(1 - \frac{v}{C}\right) + \frac{3}{2} v^2 \left(1 - \frac{v}{3C}\right) - H \left(1 + \frac{v}{C}\right) + \frac{R}{C} \frac{dH}{dt} \left(1 - \frac{v}{C}\right) \quad (I-31)$$

Ce modèle prévoit un amortissement de 16% maximum (pour des bulles dans l'eau à pression atmosphérique) suite à la perte d'énergie liée aux phénomènes d'émission d'ondes de choc .

2-4 Dynamique contrôlée par le transfert thermique :

Ce modèle traite du cas de la croissance d'une bulle de vapeur, dans un liquide uniformément surchauffé. On définit la valeur de la surchauffe du liquide par la différence $(T-T_{ab})$ avec T_{ab} température d'ébullition de la vapeur correspondant à la pression appliquée P_{∞} et T température du liquide .

Plesset et Zwick [19] établissent l'expression de la vitesse de grossissement de la bulle :

$$\frac{dR}{dt} = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/2} \cdot \frac{K_t(T-T_{ab})}{L_v \cdot \rho_v \cdot D^{1/2}} \cdot \frac{1}{t^{1/2}} \quad (I-32)$$

Où $D=K/\rho C_p$ est la diffusivité du liquide, K_t sa conductivité thermique, C_p sa capacité calorifique et L_v sa chaleur latente, ρ_v est la densité de vapeur dans la bulle .

En pratique, la bulle n'est pas forcément sphérique . Sa forme dépend particulièrement du champ appliqué et des propriétés du liquide. Ce sujet ayant fait l'objet de plusieurs travaux tant théoriques qu'expérimentaux [20,21] ne sera pas développé dans ce travail.

3 PROPAGATION :

Les travaux récents de Dénat et Al [8] confirment les résultats rapportés par Béréal et Tobazéon [7,9,13] à savoir que la perturbation générée au voisinage de l'électrode acérée est une bulle gazeuse. Le comportement de cette bulle dépend du champ donc de la tension appliquée aux électrodes, du rayon de courbure de la pointe et de l'intervalle inter-électrodes. Si cette tension est suffisamment élevée par rapport à la tension de génération, la bulle peut évoluer en streamer et conduire éventuellement au claquage du diélectrique liquide. C'est du

mode de propagation de ce streamer, en particulier sa forme et sa vitesse que va dépendre l'intervention ou non du claquage .

3-1 Forme des streamers :

En général, dans les liquides, on observe des streamers filamenteux très rapides dont la vitesse moyenne dépasse celle du son et des streamers lents ayant une allure qui rappelle celle du buisson. Dans la plupart des travaux, il a été observé que, dans un système pointe-plan, les streamers lents apparaissent en polarité négative et les streamers rapides en polarité positive. Néanmoins, Mc Kenny et Mc Grath [22] ont observé les deux modes dans le n-hexane en pointe négative, Yamashita et Al [23], dans l'huile de transformateur, en pointe positive .

Béréal [7] a constaté, dans le cyclohexane, pour les deux polarités, qu'à partir d'un streamer subsonique (en forme de buisson) qui n'a traversé que partiellement l'intervalle inter-électrodes, il peut se développer un second streamer très fin de vitesse beaucoup plus élevée et que la probabilité d'apparition des streamers lents dépend de la tension, de l'intervalle inter-électrodes et de la pression . La probabilité d'apparition d'un mode supersonique croît avec la tension ou/et la pression ou/et l'intervalle inter-électrodes [13].

La température semble favoriser l'apparition des streamers subsoniques.

3-2 Vitesse des streamers :

Une relation très étroite lie la vitesse et la forme du streamer : les streamers rapides sont filamenteux et ceux

qui sont lents ont la forme d'un buisson. Si la vitesse d'un streamer négatif, dans un liquide, est comparable à celle d'un streamer positif, dans un autre liquide, les deux formes sont analogues [7,9,13,15]. Il semble que la vitesse du streamer dépend de la nature du liquide et non uniquement de la polarité de la pointe [7,13,15,24].

Plusieurs résultats ont été rapportés sur la répartition de la vitesse, ainsi d'après Devins et Al [25], la vitesse est constante dans le Marcol 70 (elle est proportionnelle à $VL^{-1/2}$) en pointe anode et variable en cathode. Allan et Hizzal [26] ont remarqué que, quelle que soit la polarité, le streamer se développe à une vitesse constante excepté aux niveaux des électrodes où le champ est renforcé. Lesaint et Al [24] confirmèrent ce résultat : la vitesse des streamers rapides est en moyenne constante entre les électrodes par contre les streamers lents sont caractérisés par une grande dispersion.

Plusieurs autres chercheurs [7,9,15,20] ont rapporté que la vitesse admet un minimum plus ou moins marqué entre le milieu et les deux tiers de la distance inter-électrodes, quelles que soient la forme des streamers et leur vitesse, dans la plupart des liquides.

3-3 Forme des courants et émission lumineuse :

Les courants et émissions lumineuses sont parfaitement corrélés à la forme et à la vitesse des streamers [7,9,15]. Leurs amplitudes et leurs formes dépendent de la distance inter-électrodes, de la polarité et de la tension appliquée aux électrodes. Pour les grandes distances ($L \geq 5$ cm), les résultats sont peu nombreux mais montrent l'existence de pics pour les deux polarités [9]. Pour les faibles distances

entre électrodes pointe-plan, le courant en pointe cathode est constitué de pics, alors qu'en pointe positive sa forme semble dépendre de la nature du liquide et de la forme de la tension appliquée.

3-4 Charge des streamers :

Heiman et Al [27] ont constaté que la variation de la charge moyenne en fonction du temps, en polarité positive, ne dépend pas du niveau de la tension appliquée : elle croît rapidement et se sature au bout d'une dizaine de nano-secondes.

Les résultats obtenus ultérieurement par d'autres auteurs ont mis en évidence le fait qu'en pointe négative, la charge augmentait par paliers, où chaque variation Q_1 est engendrée par un pic de courant [5,7,9,28,29].

D'après Béréal [28] cette variation par paliers correspond à l'évolution d'un streamer lent et qu'elle peut être également observée en pointe positive. Le temps entre chaque saut tend à diminuer avec l'augmentation de la vitesse. Pour des streamers très rapides (quelques km/s), la variation devient pratiquement continue. D'une façon générale, la charge des streamers rapides est beaucoup plus importante que celle des streamers lents quelle que soit la polarité : un streamer négatif rapide peut avoir une charge dont l'amplitude et la forme sont similaires à celles d'un streamer positif.

La variation de la charge théorique en fonction du temps correspondant au modèle de la sphère conductrice en expansion vers le plan décrit bien celle des streamers rapides [7,9].

3-5 Effet de la pression :

Sous l'action d'une pression, les propriétés isolantes d'un liquide sont généralement inaltérées [7,9,13,24,25,30].

Hizzal [24] a observé que pour les faibles tensions, le temps de retard au claquage croît avec la pression et que l'augmentation de la tension réduit son effet jusqu'à l'éliminer.

Dans la phase de préclaquage, on constate qu'une légère surpression réduit le streamer et dans certains cas l'anéantit. Il en est de même du courant et de la lumière émise par le streamer. Le même effet est observé pour les deux types de streamers. Néanmoins, il faut plus de pression pour la disparition des streamers rapides que pour les streamers lents [7,13,20]. La pression peut freiner la propagation du streamer et le dégénérer en un chapelet de microbulles .

Devins et Al [25] n'ont remarqué aucun effet sur les phénomènes de propagation en réduisant la pression .

4 ACTION DES ADDITIFS :

L'action des additifs est remarquable et d'une portée considérable pour la mise en évidence des mécanismes pouvant avoir lieu lors de la génération et de la propagation des streamers .

4-1 Effet sur le claquage :

L'étude de l'influence des additifs oxydables (azoxybenzène, benzophénone et benzil), non oxydables

(azobenzène, diphényle, anthracène) et des produits quinoniques (naphtaquinone, anthraquinone) sur l'huile de transformateur, en champ uniforme et non uniforme, a montré qu'il existe une concentration optimale pour tous les liquides où la tension de claquage est la plus élevée [31]. Cette concentration est indépendante de la nature du matériau des électrodes et de leur forme [32].

4-2 Effet sur la propagation :

Les additifs ont généralement pour effet d'accroître la vitesse des streamers en les rendant plus filamenteux [7,9,15,20,25]. Aucun additif jusqu'à ce jour n'a d'effet inverse.

4-2-1 Additifs capteurs d'électrons :

Pour une concentration de 0,05 mol/l de SF_6 ou de C_2H_5Cl dans l'huile naphénique ou dans le 2-2-4 triméthylpentane, aucun effet n'est décelable sur les streamers positifs [25]. Cependant des concentrations comparables de CCl_4 provoque une augmentation de la vitesse de deux fois [7,20]. La présence de composés à bas potentiel d'ionisation tels que la Diméthylaniline (DMA), dans l'huile naphénique ou 2-2-4 triméthylpentane [25] ou dans le cyclohexane [7,20] et du tétraméthylène paradiphénylamine (TMPD), dans le cyclohexane multiplie par un facteur de 2 à 3 la vitesse des streamers positifs les rendant plus filamenteux. Les streamers négatifs sont, dans le premier mélange inaltérés et très peu modifiés dans le second.

4-2-2 Additifs ioniques :

Afin d'évaluer les mécanismes thermiques et électrohydrodynamiques, on a ajouté (pour avoir une concentration de 10^{-3} mol/l) de l'aérosol (AOT) et du triisomylamonium de picrate (TIAP) (la conductivité avec de l'AOT est 200 fois plus grande qu'avec la TIAP) au cyclohexane, la vitesse reste inchangée avec l'AOT et double avec le TIAP. Pour une concentration d'AOT de 10^{-1} mol/l la vitesse en pointe négative est multipliée par un facteur de 10 [7,15] .

4-2-3 Composés polyaromatiques :

Ajoutés à une huile naphénique, ils accélèrent les streamers négatifs et positifs (ces produits possèdent un bas potentiel d'ionisation et sont des capteurs d'électrons) [9].

5 MODELES D'EVALUATION DES VITESSES :

5-1 Modèles de Devins , Rząd et Schwab : [25]

Pour les streamers positifs, ils supposent que les porteurs sont produits par effet Zener, comme dans les solides, le coefficient d'ionisation donné par Zener est :

$$\gamma = \frac{e \cdot E \cdot d}{\hbar} \exp\left[\frac{\pi^2 \cdot d \cdot V_1^2}{\hbar^2 \cdot e \cdot E}\right] \quad (I-33)$$

e, m : charge et masse de l'électron.

\hbar : constante de Planck.

V_1 : potentiel d'ionisation de la phase liquide.

d'où

$$v = \left(\frac{d \cdot e^3 \cdot E^3}{\pi \cdot m \cdot V_1} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{n}{C} \cdot r_s \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{\pi^2 \cdot m \cdot V_1^2}{\hbar^2 \cdot e \cdot E_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (I-34)$$

d : distance inter-moléculaire .

n : nombre de molécules par cm^3 .

C : concentration de porteurs de charges positifs et négatifs contenus dans un canal cylindrique de rayon r_s .

La propagation des streamers négatifs s'effectuerait en deux étapes, d'abord injection d'électrons puis ionisation du liquide, il en résulterait un plasma similaire à celui produit en polarité positive, la vitesse négative serait déterminée par le temps passé dans l'une ou l'autre étape.

Si ce modèle fait intervenir les processus électroniques, il n'en demeure pas moins que les valeurs de vitesse qu'il donne sont très sensibles à toute variation et ne correspond pas aux observations expérimentales .

5-2 Modèle de Felici : [21]

Le streamer est assimilé à un canal conducteur ionisé, schématisé par un cylindre très allongé, conducteur, de section S , de longueur L , dont à l'extrémité vive règne un champ électrique d'intensité quadratique E .

Le travail des forces appliquées à l'extrémité vive est, dans l'unité de temps

$$\left(\frac{e \cdot E^2}{2} \right) \cdot S \cdot v \quad (I-35)$$

Ce travail dépensé à ioniser le milieu, l'échauffer, le vaporiser et le déplacer est égal à l'accroissement de l'énergie du système à potentiels constants

$$V.I = \left(\frac{e.E^2}{2} \right) . S.v \quad (I-36)$$

d'où

$$I = \left(\frac{e.E^2}{2} \right) . \frac{S.v}{V} \quad (I-37)$$

La condition de propagation $R.I \ll V$ s'écrit:

$$\frac{e.E^2.v}{K.q.V^2} \ll 1 \quad (I-38)$$

où K est la mobilité des électrons et q leur densité de charges.

De plus, si le canal contient une phase gazeuse ionisée, le travail des forces électriques serait alors dépensé à créer cette phase au dépend du liquide à ioniser, puis à repousser le liquide au fur et à mesure que le canal avance. Dans le cas où la phase est la vapeur du liquide, la condition $R.I \ll V$ s'écrira:

$$\left(\frac{e.E^2.L.v}{K.q.V^2} \right) \frac{q.V_i}{\frac{eE^2}{2} - \frac{qU^2}{2} - L'} \ll 1 \quad (I-39)$$

$qE^2/2$: travail de déplacement par unité de temps.

L' : énergie totale de vaporisation et de décomposition.

qV_i : énergie d'ionisation par unité de temps.

ou encore

$$\left(\frac{2 \cdot V_i \cdot L \cdot \sqrt{\frac{e}{\rho}} \cdot E}{K \cdot V^2} \right) \frac{Y}{1 - Y^2 - \frac{2L'}{\epsilon E^2}} \ll 1 \quad (I-40)$$

avec

$$Y = \sqrt{\frac{q}{\epsilon}} \cdot \frac{v}{E} \quad (I-41)$$

5-3 Modèles de Béréal :

5-3-1 Modèle de propagation des streamers : [20]

L'énergie totale dont dispose le système n'est autre que l'énergie électrique. Elle peut être dépensée sous différentes formes. Soit W_c , la fraction d'énergie disponible pour le déplacement du streamer telle que :

$$W_c = \beta \cdot E_c \quad (I-42)$$

En supposant que le streamer comporte n branches assimilables chacune à un canal cylindrique, Béréal [20] donne une expression permettant de déterminer la vitesse à tout instant :

$$\sum \frac{1}{2} (\rho \cdot \pi \cdot r_j^2 \cdot dl_j) \cdot v_j^2 = \beta \sum q_j \cdot E_j \cdot dl_j \quad (I-43)$$

où r_j , dl_j , v_j , q_j , E_j sont respectivement le rayon de la branche j , son déplacement, sa vitesse, sa charge et le champ à son extrémité vive; dans le cas où W_c ne sert pas à repousser le liquide pour que le streamer avance, ρ est la masse volumique de la phase gazeuse .

Si on considère que toutes les branches ont le même rayon ($r_j=r$) et qu'elles se déplacent à la même vitesse, on aura :

$$v^2 - \left(\frac{2}{\rho \cdot \pi \cdot r^2} \right) - \left(\frac{\beta}{n} \right) \sum \left(\int_0^t i_j \cdot dt \right) \cdot E_j \quad (I-44)$$

i_j étant le courant du streamer à tout instant t .

Cette expression reflète parfaitement les observations expérimentales. En effet, le streamer est d'autant plus rapide que :

- le nombre de branches décroît (le streamer devient donc plus filamenteux) ;
- ou/et le rayon des branches décroît ;
- ou/et le champ à la tête vive de chaque branche augmente ;
- ou/et sa charge augmente ;
- ou/et l'énergie disponible au déplacement est importante .

Dans le cas de streamers lents dont les courants sont constitués de pics distincts, le courant devient indétectable et donc la vitesse selon l'expression ci-dessus serait négligeable; ce qui indique que la propagation s'effectue de façon discontinue, c'est à dire par sauts. Plus la fréquence des pics de courant est importante, plus la durée des paliers est courte; la propagation du streamer tend à devenir continue et la vitesse augmente; ce qui est le cas en présence d'additifs capteurs d'électrons [7,20] ou lorsqu'on augmente la tension. Les vitesses ainsi obtenues sont celles des streamers rapides. Plus la vitesse est importante, plus les paliers disparaissent et la propagation devient continue.

Pour les streamers lents, la charge varie par sauts. Chaque charge élémentaire contribue au déplacement partiel du streamer. A chaque fois qu'il y aura une décharge, il y aura émission de lumière et le champ s'annulera, d'où déplacement

par sauts. Le champ électrique, à la tête vive d'une branche entre deux décharges consécutives, prend des valeurs suffisantes (> 50 MV/cm d'après les résultats expérimentaux et théoriques [7]) pour déplacer le streamer. Les vitesses, ainsi obtenues, sont pour les hydrocarbures liquides simples, de l'ordre de quelques km/s. Cependant, cette vitesse deviendra nulle lorsqu'il y aura décharge ($E=0$). Il n'y aura déplacement qu'en deux décharges consécutives. La vitesse moyenne de propagation des streamers, pour tout l'intervalle inter-électrodes sera donc beaucoup plus faible. Elle dépendra du nombre de branches et des décharges élémentaires.

Par conséquent, le modèle décrit parfaitement le mode de propagation : continu ou par sauts .

5-3-2 Modèle d'expansion de la bulle :

Partant de l'hypothèse que la perturbation est une bulle conductrice se développant de la pointe vers le plan tout en restant sphérique durant son expansion, le travail effectué par toutes les forces agissant sur l'interface bulle-liquide est égal à :

$$W = \int_{R_0}^R 4 \cdot \pi \cdot R^2 (P_e + P_h + P_s - P_i) dR \quad (I-45)$$

où P_e est la pression électrostatique, P_h la pression hydrostatique, P_s la pression due à la tension superficielle et P_i la pression à l'intérieur de la bulle ; R_0 est le rayon initial et R à l'instant t .

En pratique, pour des tensions élevées, les pressions P_h , P_s et P_i sont négligeables par rapport à P_e . Dans ces conditions l'expression ci-dessus devient :

$$W = \int_{R_0}^R 4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot P_0 \cdot dR \quad (I-46)$$

Ce travail doit être égal à l'énergie cinétique E_c du liquide :

$$E_c = 2 \cdot \pi \cdot R^3 \cdot \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (I-47)$$

avec ρ la densité du liquide, ce qui nous donne :

$$\int_{R_0}^R 4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot P_0 \cdot dR = 2 \cdot \rho \cdot \pi \cdot R^2 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (I-48)$$

par différenciation, on obtient :

$$4 \cdot \pi \cdot R^3 \cdot P_0 = 2 \cdot \pi \cdot \rho \left[2 \cdot R^2 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + 2 \cdot R^3 \left(\frac{d^2R}{dt^2} \right) \right] \quad (I-49)$$

avec

$$P_0 = \frac{1}{\rho} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R \frac{d^2R}{dt^2} \right] \quad (I-50)$$

En admettant, dans une première approximation, que la densité de charge superficielle de la bulle dans la direction du champ a pour expression :

$$P_0 = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r (\epsilon_r - 1) \cdot E^2 \quad (I-51)$$

En prenant comme valeur du champ (dans un système pointe-plan) celle donnée par deux sphères concentriques :

$$E = \frac{U(L+R_0)}{R(L+R_0-R)} \quad (I-52)$$

U : tension appliquée aux électrodes .

L : intervalle inter-électrodes .

R_0 : rayon de l'électrode .

Pour les intervalles étudiés, $R_0 \ll L$, d'où :

$$E = \frac{U.L}{R(L-R)} \quad (I-53)$$

En combinant les expressions (I-51), (I-52) et (I-53), on obtient

$$\frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot \epsilon_r (\epsilon_r - 1) \left[\frac{U.L}{R(L-R)} \right]^2 - \frac{1}{\rho} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R \frac{d^2R}{dt^2} \right] \quad (I-54)$$

si la vitesse d'expansion de la bulle est considérée comme constante ($d^2R/dt^2=0$) on aura :

$$\frac{dR}{dt} = K \frac{U.L}{R(L-R)} \quad (I-55)$$

avec

$$K = \left[\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot (\epsilon_r - 1)}{3\rho} \right]^{1/2} \quad (I-56)$$

d'où par intégration :

$$R^2(3L-2R) - R_0^2(3L-2R_0) - 6.L.K \int_0^t U \cdot dt \quad (I-57)$$

Cette expression permet d'obtenir le rayon de la bulle à tout instant. Nous remarquons que R dépend également de la forme de la tension. La bulle aurait atteint l'électrode plane pour $R=L$.

D'après cette expression, on peut déterminer le temps

de génération d'une bulle de rayon donné R pour différentes formes de tension.

CONCLUSION

Il ressort de cette analyse, que la phase de propagation des streamers a été de loin la plus étudiée. La phase de génération a fait l'objet de très peu de travaux. Cependant, le streamer apparaît comme étant l'évolution naturelle d'une bulle gazeuse.

Les résultats rapportés concernant la génération de cette bulle sont surtout relatifs au cas de cyclohexane ultra-pur dans un système pointe-plan sous tension continue avec pointe cathode .

Dans ce qui va suivre, nous considérons différents liquides de structures chimiques simples ou comportant des halogènes dans leurs molécules ou en présence d'additifs . Nous étudierons particulièrement la génération de la bulle dans un système d'électrodes pointe-plan dans les deux polarités afin d'apporter éventuellement certains éléments de réponse quant à l'évolution de la bulle en streamer .

Nos investigations portent également sur l'influence de divers paramètres (la tension, l'intervalle inter-électrodes, le rayon de courbure de l'électrode pointe) sur les dimensions de la bulle générée.

*
* C H A P I T R E I I *
*
*
* T E C H N I Q U E S E X P E R I M E N T A L E S *
*

Le circuit d'essais est constitué d'une source de tension continue, d'une cellule d'essais et de dispositifs de mesure de courant (ou charge) et de détection de perturbation (fig.II-1).

1 PROCESSUS EXPERIMENTAL :

1-1 Source de tension :

La tension est fournie par un générateur de tension continue positive du type HEIZINGER de valeur maximale 20 kV et de puissance de 100 W.

1-2 Cellules d'essais :

L'une des cellules d'essais est constituée d'un corps en teflon (fig.II-2) et comporte un système d'électrodes pointe-plan interchangeables.

L'électrode acérée est une pointe dont le rayon de courbure r_p peut être varier de 1 à 20 μm . L'électrode plane est constituée d'un disque en laiton de 10 mm de diamètre .

Deux hublots en pyrex de 10 mm de diamètre permettent la visualisation des différentes perturbations pouvant prendre naissance dans l'intervalle inter-électrodes.

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

Afin de connaître la nature physique et la composition des gaz constituant la perturbation, une étude chromatographique a été effectuée.

Pour ce faire, nous avons utilisé une cellule d'essai similaire à la précédente mais dont l'un des bouchons est en silicone d'épaisseur 3 mm (fig.II-3). Celui-ci permettant de

prélever au moyen d'une seringue des échantillons de liquides ayant été soumis à une tension pendant un certain temps et de les analyser.

Le remplissage de la cellule s'est effectué sous vide (fig.II-4). La cellule étant au paravant nettoyée et séchée dans une étuve à 70° C pendant environ une heure.

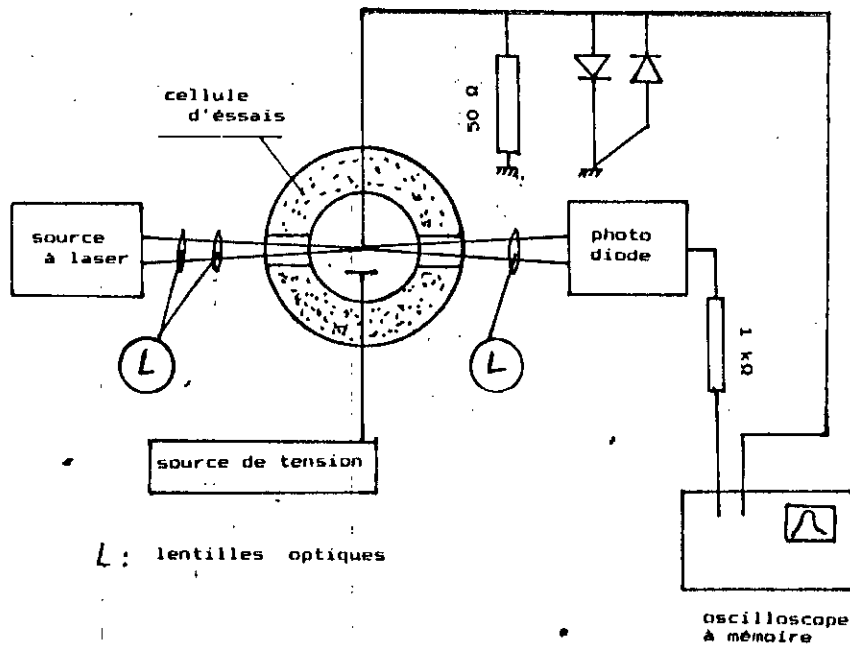
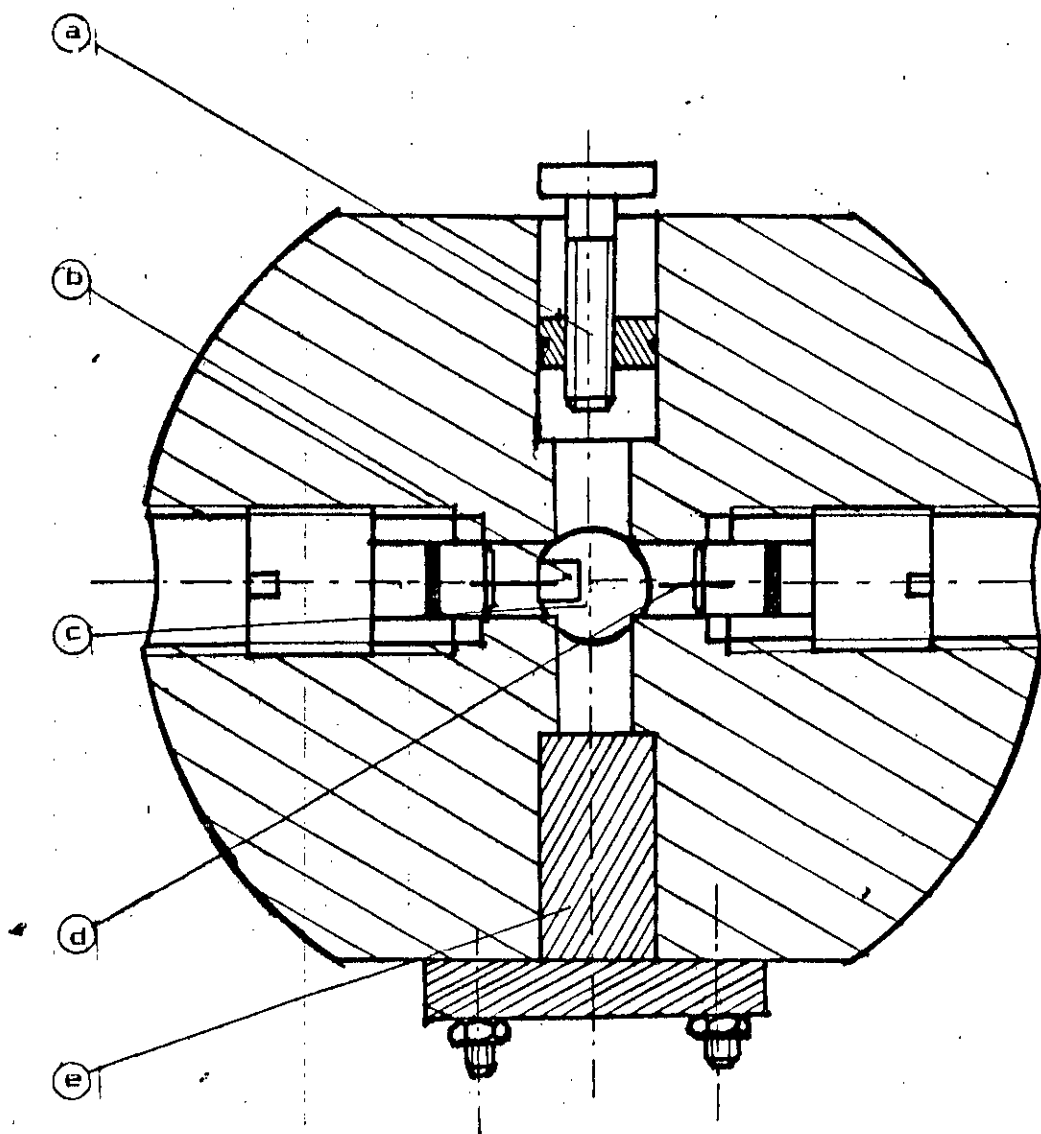


fig.II-1 : Dispositif expérimental

Les électrodes pointes ont été fabriquées au laboratoire par électrolyse. La méthode de fabrication a été décrite par ailleurs [1].

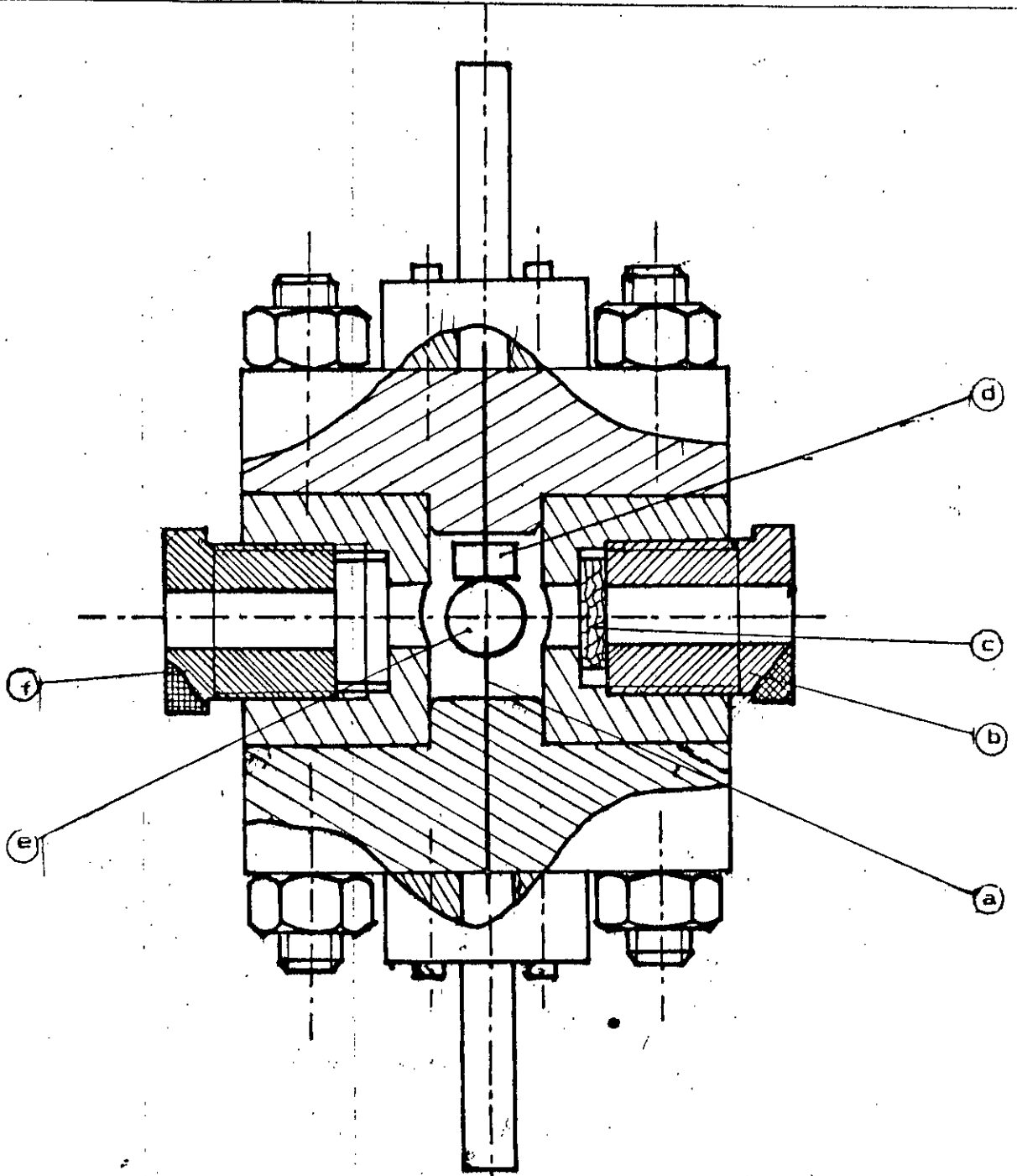
Les rayons de courbure des électrodes ont été contrôlés avant et après chaque série d'essais.



a: bouchon de remplissage.
b: électrode plane.
c: hublot de visualisation.

d: électrode pointe.
e: bouchon de vidange.

fig.II-2 : Cellule utilisée lors des essais



a: électrode pointe.
 b: bouchon de remplissage.
 c: bouchon en silicone.

d: électrode plane.
 e: hublot de visualisation.
 f: bouchon de vidange.

fig.II-3 : Cellule utilisée pour les prélèvement des échantillons pour l'analyse chromatographique .

1-3 Dispositif de mesure de courant et de la charge :

Le courant correspondant à la perturbation est déduit de la tension mesurée aux bornes d'une résistance de 50Ω placée en série avec la cellule d'essais ($I=U/R$).

Comme dans la plupart des cas, le courant est constitué de pics discrets irrégulièrement espacés, nous avons utilisé un système permettant d'intégrer le courant et d'en déduire la charge Q grâce à l'insertion d'une capacité en série avec l'électrodes ($Q=C.U$). Ainsi l'énergie électrique disponible, dans le système serait égale à $W=Q.U$.

Deux diodes rapides (type 1N4148) montées en tête bêche et placées en parallèle avec la résistance de mesure de courant, permettent de protéger l'entrée de l'oscilloscope contre d'éventuelles surtensions.

1-4 Dispositif de détection des perturbations :

La détection de la perturbation est basée sur le fait qu'elle soit caractérisée par son indice de refraction différent de celui du milieu (liquide diélectrique) dans lequel elle prend naissance.

Ainsi, un faisceau laser (très fin) éclairant une zone au voisinage de la pointe serait atténué dès l'apparition d'une perturbation. Une photo-diode rapide placée de l'autre côté de la cellule d'essai pouvant suivre l'évolution du signal lumineux.

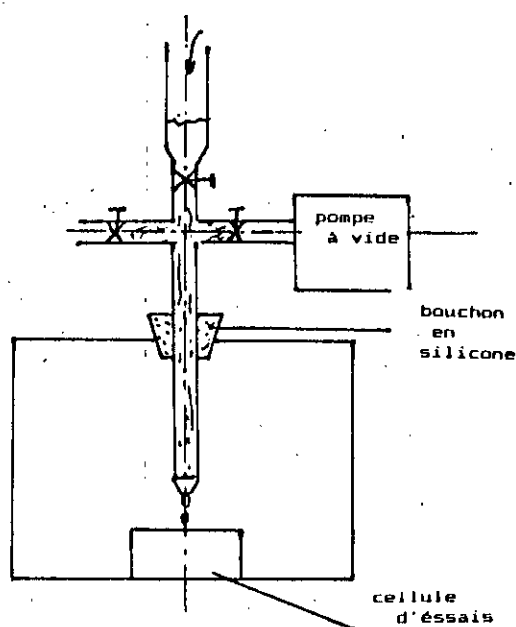


fig. II-4 : Enceinte de remplissage de la cellule.

1-5 Enregistrement des différents signaux :

Le signal lumineux issu de la photo-diode ainsi que le courant correspondant à la perturbation, sont enregistrés simultanément sur un oscilloscope à mémoire de type TEKTRONIX 468.

1-6 Analyse chromatographique :

Les analyses chromatographiques des échantillons dans lesquels ont été générés des perturbations (bulles de gaz ou streamers) à un certain niveau de tension, ont été réalisées au moyen d'un chromatographe du type PYE UNICAM 304 dont la colonne capillaire est en méthyle silicone "OV 101". La température de la colonne est de 50° C.

1-7 Liquides utilisés :

Les liquides utilisés sont le cyclohexane (C_6H_{12}), le *n*-Hexane (C_6H_{14}) et le tétrachlorure de carbone (CCl_4).

Plusieurs types d'additifs (composés à bas potentiel d'ionisation et capteurs d'électrons) ont été testés :

- Le Benzène (C_6H_6) ,
- La *N-N'* Diméthylaniline (DMA) ,
- ainsi que le tétrachlorure de carbone (CCL_4).

Les caractéristiques de ces liquides sont données dans le tableau II-1 .

	<i>n</i> -hexane	cyclohexane	tétrachlorure de carbone	diméthylaniline	benzène
Température d'ébullition (T_{eb}) en °C	69	81,4	76,8	194,2	80,1
Chaleur latente (L_v) en Cal/g	89,1	93,1	52,1	80,8	107
Chaleur spécifique (C_p) en Cal/g °C	0,3646		0,14	0,418	0,3254

Tableau II-1 : Caractéristiques thermiques des liquides utilisés.

1-8 Mode opératoire :

Avant chaque remplissage (qui nécessite environ une heure), la cellule d'essai est nettoyée avec de l'acetone puis

sechée dans une étuve à 70 °C pendant environ une heure.

Pour une distance inter-électrodes et un rayon de courbure données, plusieurs essais (jusqu'à 20) sont réalisés sur un liquide étudié. Entre chaque essai le liquide est laissé au repos durant un temps moyen d'environ 3 minutes.

Les valeurs de la tension, de la charge et de l'énergies ainsi déterminées sont données par la moyenne arithmétique avec un intervalle de précision égal à 2 fois l'écart type σ .

* * * * *
* *C H A P I T R E I I I* *
* * * * *
* *G E N E R A T I O N D E B U L L E S* *
* * * * *
* *G A Z E U S E S* *
* * * * *

INTRODUCTION :

Dans ce chapitre, nous présenterons nos résultats expérimentaux concernant l'identification de la perturbation ainsi que l'influence de divers paramètres tels que la distance inter-électrodes, le rayon de courbure de la pointe, la structure du liquide, l'action des additifs (capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation) ainsi que la polarité sur la génération de la bulle.

Les résultats d'une analyse chromatographique des échantillons de liquide, dans lesquels ont été générées des perturbations seront également exposés.

Sur la base de ces résultats, nous discuterons des mécanismes de génération de cette bulle de gaz.

1 IDENTIFICATION DE LA PERTURBATION :

Lorsque la tension appliquée aux électrodes atteint un certain seuil U_s , nous observons l'apparition d'une impulsion de courant très brève (de quelques dizaine de nanosecondes) suivie le plus souvent d'un train d'impulsions plus ou moins importantes.

Au premier pic de courant correspond une atténuation du signal lumineux (fig. III-1) légèrement en retard à celui du courant, ce qui confirme les résultats rapportés par Denat et Al [8], à savoir que la bulle est une conséquence du premier pic de courant.

Ceci est observé non seulement dans le cyclohexane mais aussi dans les liquides étudiés. En fig. III-2 nous donnons un exemple d'oscillogramme de courant dans le tétrachlorure de carbone.

D'autre part, étant donné que nous ne disposons pas de moyens de visualisation photographique de cette perturbation et au vu des observations d'autres chercheurs [5,7], nous considérons que cette bulle est sphérique. Cette hypothèse pourrait introduire certaines erreurs d'interprétation surtout dans le cas où la pointe est anode : Dans ce cas, la perturbation pouvant évoluer en streamer rapide ; sa forme serait elle aussi cylindrique (filament).

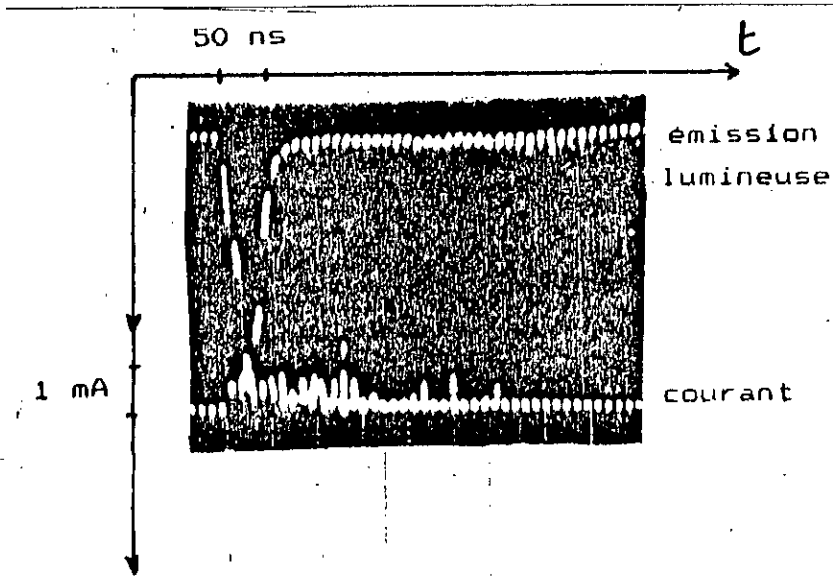


fig.III-1 : oscillogramme de courant et lumière

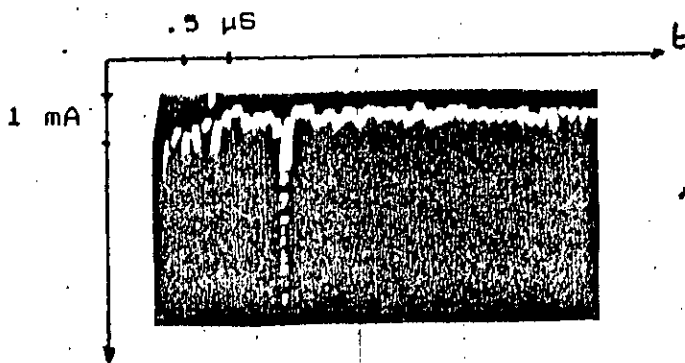


fig.III-2 : oscillogramme de courant

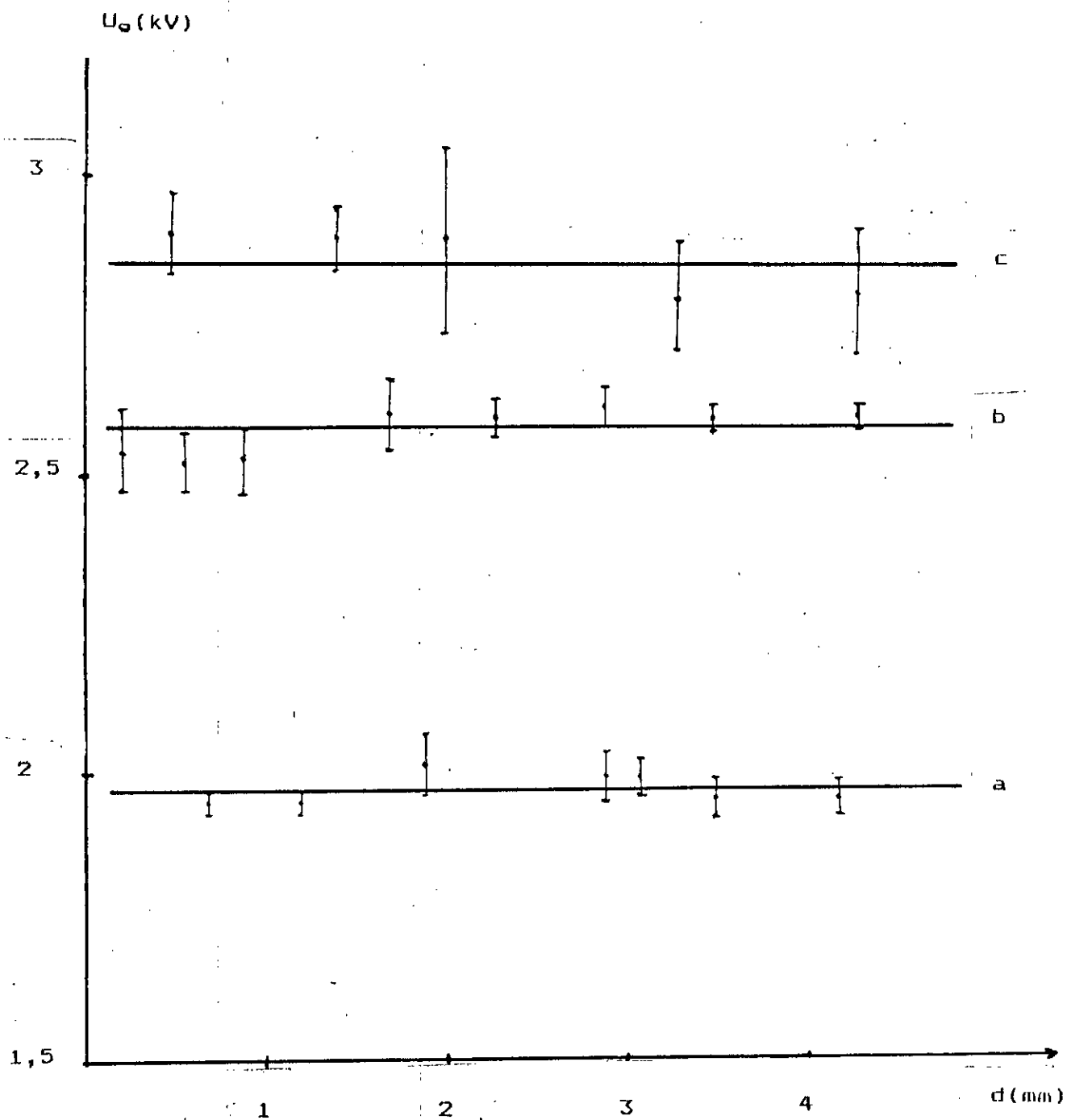


fig.III-3 : tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes en polarité négative, dans le cyclohexane

- (a) : rayon de courbure de la pointe 13 μm
- (b) : rayon de courbure de la pointe 7,4 μm
- (c) : rayon de courbure de la pointe 6,3 μm

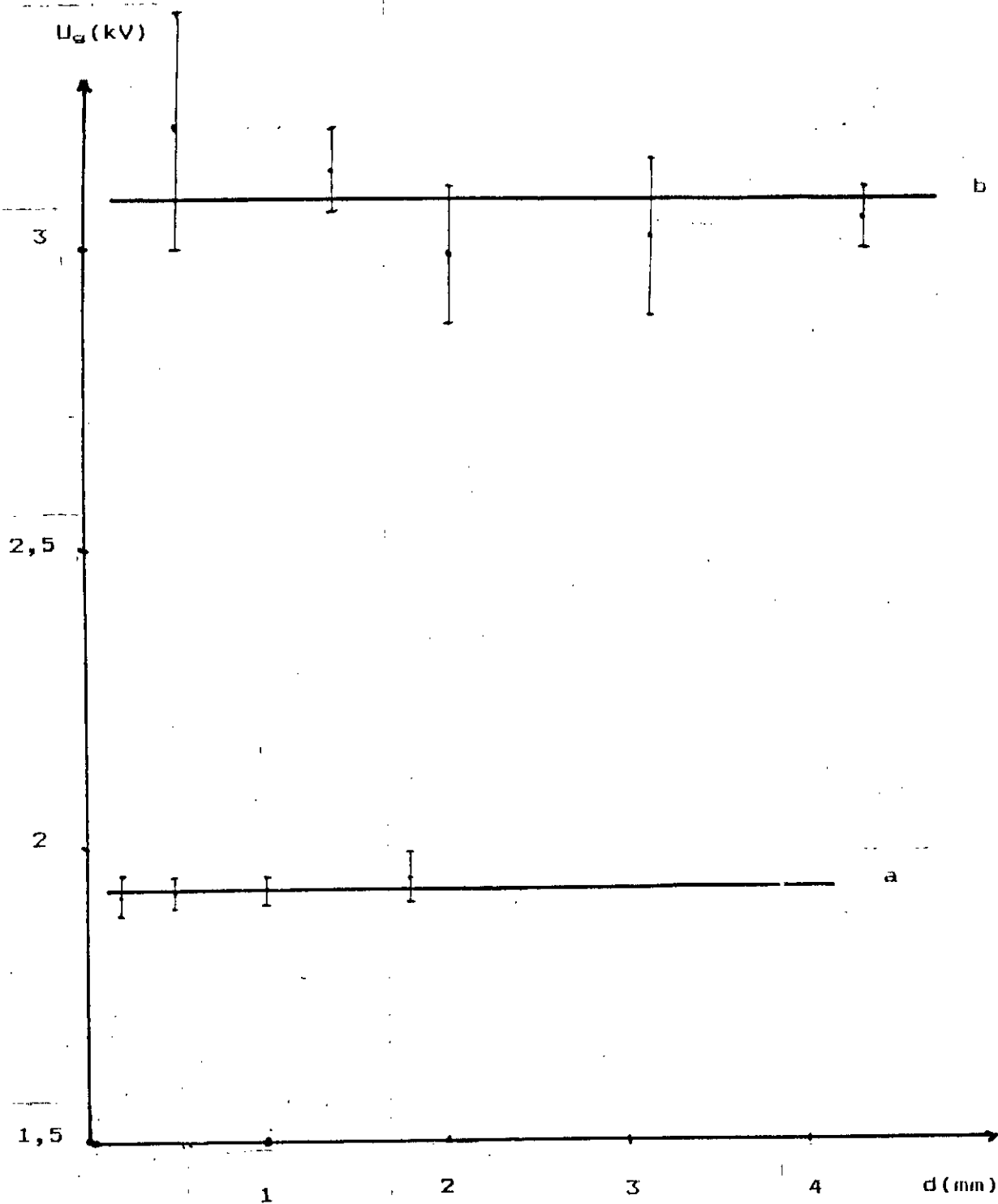


fig.III-4 : tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes en polarité négative.
(a) : dans le tétrachlorure de carbone $r_p=13 \mu\text{m}$
(b) : dans le n-hexane $r_p=6,3 \mu\text{m}$

2 NATURE PHYSIQUE DE LA PERTURBATION : - CHROMATOGRAPHIE -

Dans le but de connaître la nature physique de la perturbation détectée par la photo-diode, nous avons effectué une analyse chromatographique des échantillons de liquides avant et après essais. Deux liquides ont été considérés : il s'agit du n-hexane (C_6H_{14}) et du n-heptane (C_7H_{16}).

L'analyse chromatographique effectuée sur le n-hexane a révélé la présence de méthane (CH_4) et de n-propane (C_3H_8). Aucune trace de n-pentane (C_5H_{12}) n'a été trouvée et ce dans le cas des deux polarités. En ce qui concerne le n-heptane, aucune trace de n-pentane ou de n-hexane n'a été observée.

L'absence de n-hexane et de n-pentane, qui sont des liquides, indique que la formation des gaz observés est due à la vaporisation du liquide. Ceci exclut à priori l'intervention de mécanismes de dissociation de la molécule au niveau de la phase de génération de la bulle. Cependant, une analyse du spectre de lumière en temps réel accompagnant la génération de cette perturbation serait très bénéfique puisqu'elle nous enseignerait sur les espèces créées et donc sur les mécanismes mis en jeu.

3 Influence de la distance inter-électrodes :

En polarité négative, la distance inter-électrodes d n'a pratiquement aucune influence sur la tension de génération U_g et ce dans tous les liquides testés (fig. III-3 et III-4).

La tension U_g reste constante pour des distances d variant de 0,2 à 4,3 mm et des rayons de courbure r_p de la pointe allant de 6,3 à 13 μm . Par conséquent, c'est le champ local qui est à l'origine de la bulle.

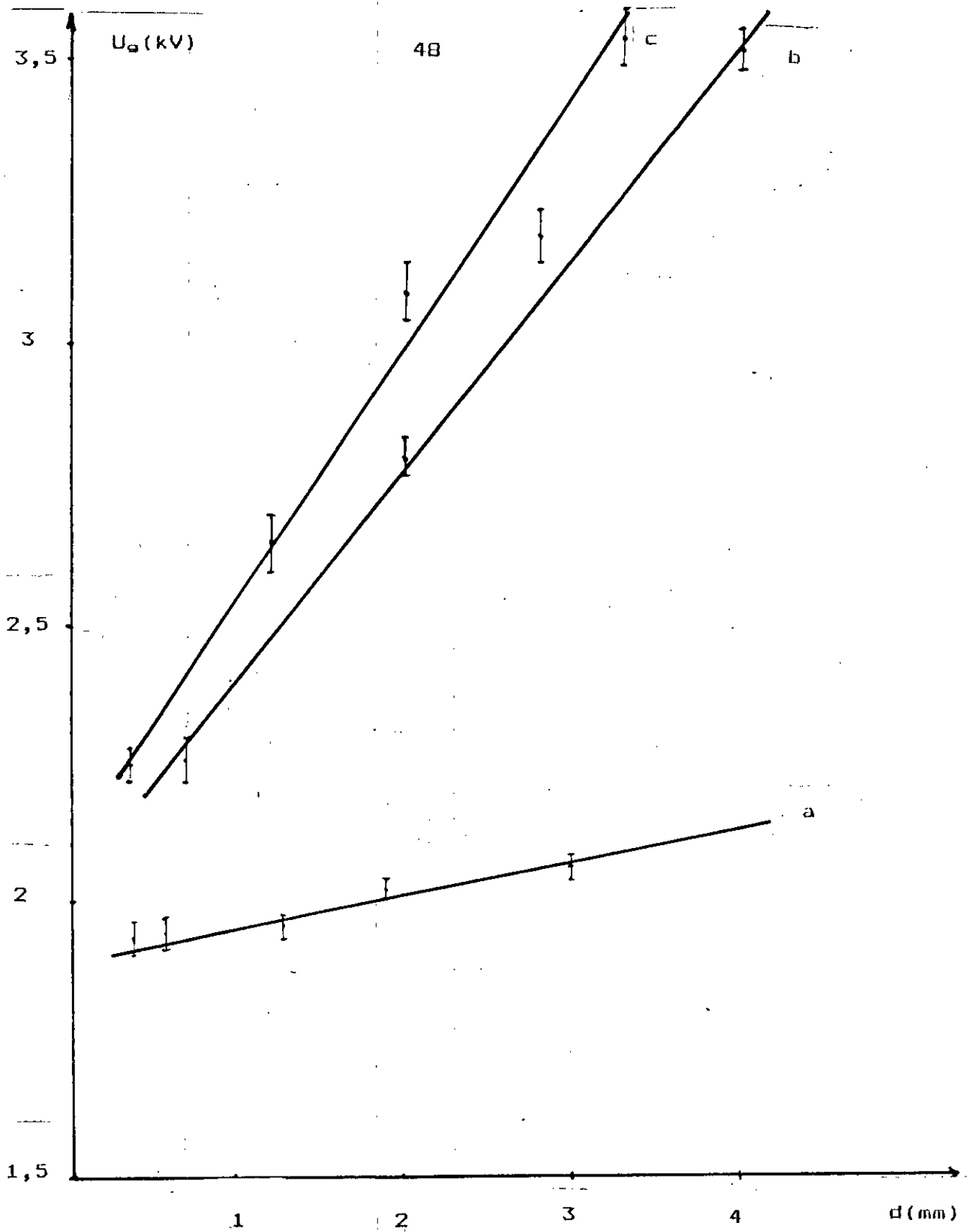


fig.III-5 : tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes en polarité positive.
 (a) : Tétrachlorure de carbone $r_p=13 \mu\text{m}$
 (b) : n-hexane $r_p=11,3 \mu\text{m}$
 (c) : Cyclohexane $r_p=11,3 \mu\text{m}$

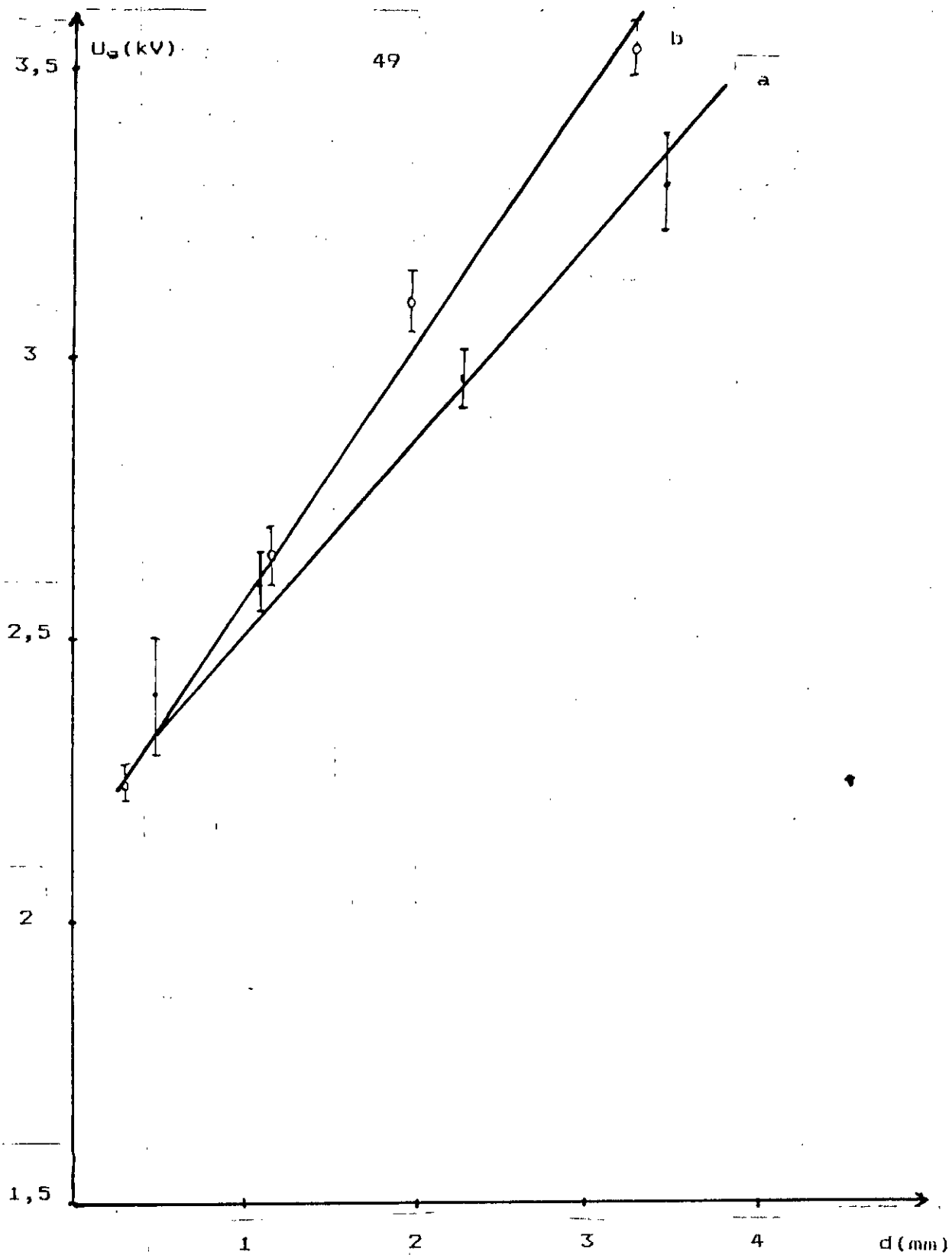


fig.III-6 : tension de génération en fonction de la distance inter-électrodes dans le cyclohexane en polarité positive.

(a) : $r_p = 7,4 \mu\text{m}$

(b) : $r_p = 11,3 \mu\text{m}$

En polarité positive, la tension de génération augmente avec la distance inter-électrodes (fig.III-5 et III-6). Le mécanisme de génération semble être différent de celui intervenant en polarité négative .

Pour une polarité donnée, les tensions de générations varient peu d'un liquide à un autre. Ceci est dû au fait que les énergies de vaporisation ne sont pas trop différentes pour un volume de la perturbation en question.

4 INFLUENCE DU RAYON DE COURBURE DE LA POINTE :

Cette influence diffère selon la polarité de la pointe :

* En polarité positive, la tension augmente avec le rayon de courbure de la pointe (fig.III-7, III-5 et III-6); ce qui confirme le fait que le champ électrique joue un rôle important dans la génération de la bulle .

* En polarité négative, la tension de génération diminue avec l'augmentation du rayon de courbure de la pointe (fig.III-8, III-3 et III-4).

5 INFLUENCE DE LA STRUCTURE DU LIQUIDE :

Les tensions de génération de la bulle dépendent de la structure du liquide. Les tensions sont plus élevées dans le n-hexane et le cyclohexane que dans le tétrachlorure de carbone (fig.III-3, III-4, III-5 et III-6).

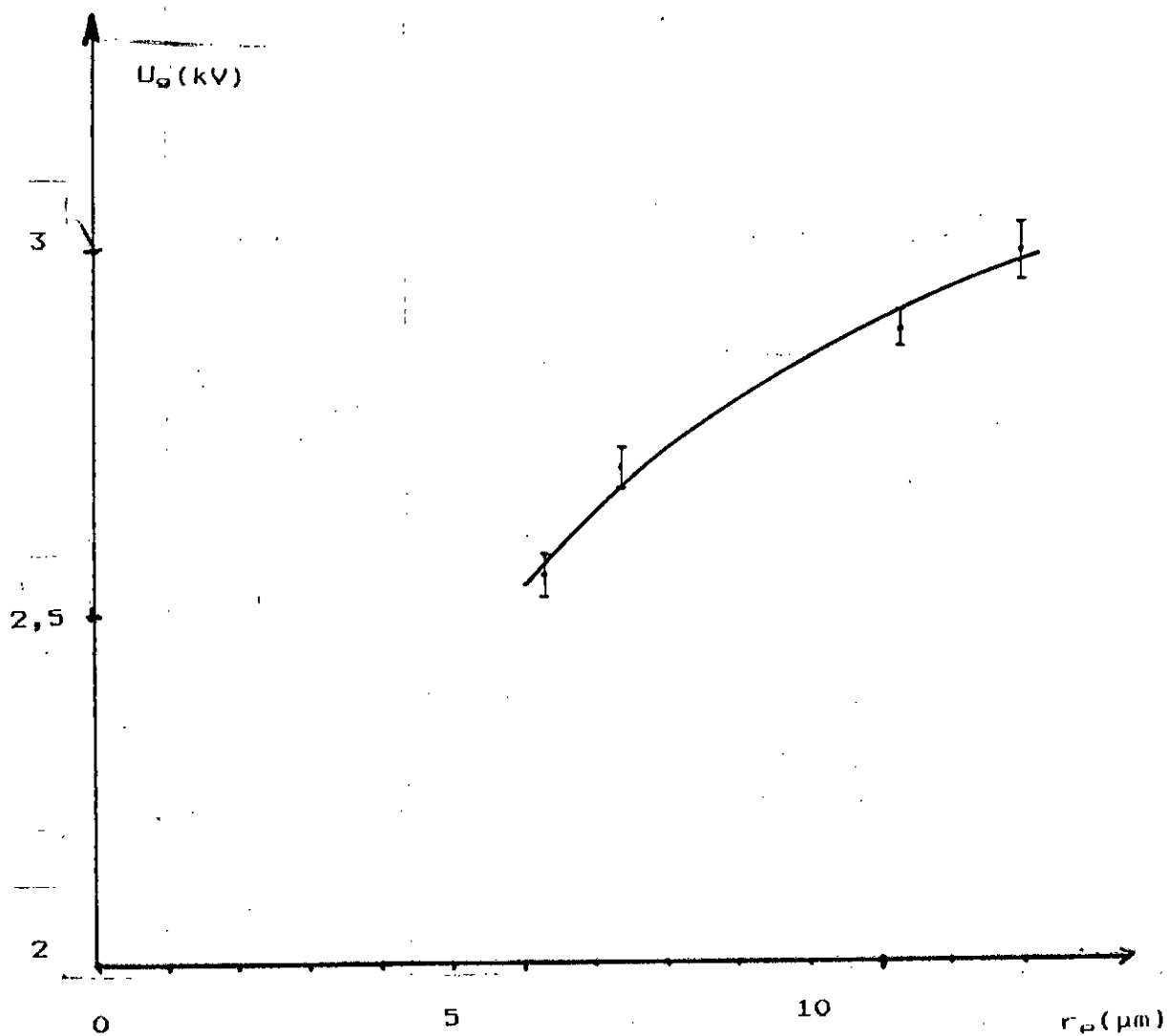


fig.III-7 : tension de génération en fonction du rayon de courbure de la pointe, en polarité positive, dans le n-hexane. Distance inter-électrodes 10 mm.

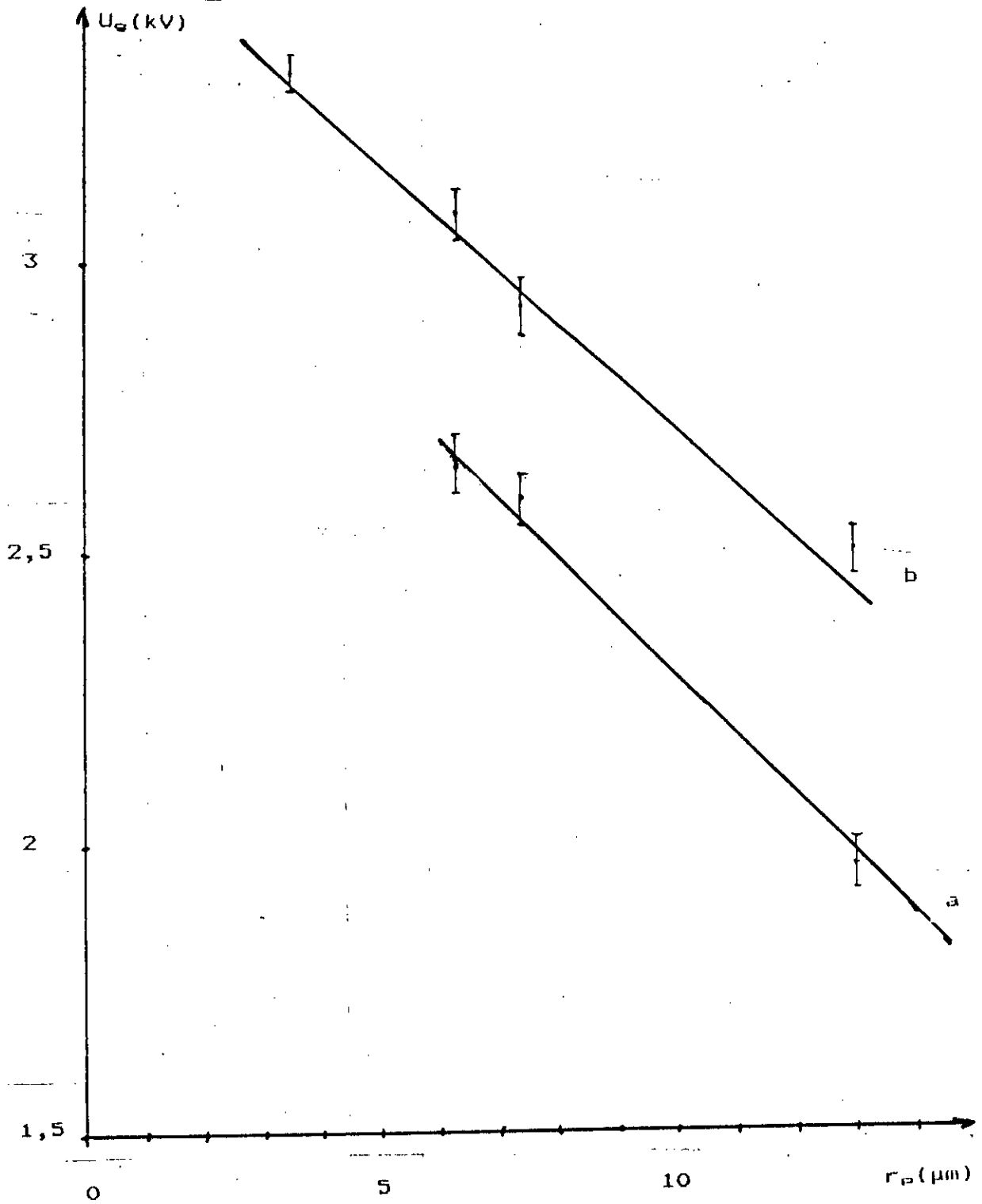


fig.III-8 : tension de génération en fonction du rayon de courbure de la pointe, en polarité négative.
(a) : dans le cyclohexane.
(b) : dans le n-hexane.

6 INFLUENCE DES ADDITIFS :

Les résultats expérimentaux obtenus n'indiquent aucune influence remarquable des additifs sur la tension de génération de la bulle (fig. III-9 et III-10). En effet, en ajoutant jusqu'à 1 mole/l d'additifs capteurs d'électrons (le 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 diméthylaniline et le benzène) dans le n-hexane.

Ces résultats indiquent que les additifs capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation jouent un rôle important dans la propagation des streamers et non dans leur génération.

7 ENERGIE DE GENERATION ET DIMENSIONS DE LA BULLE:

Il ressort des résultats précédents qu'en polarité positive, la bulle générée au voisinage de la pointe est due à la vaporisation du liquide. Dans le cas où la pointe est négative, les phénomènes sont beaucoup plus complexes ; En effet, des mécanismes autres que la vaporisation peuvent également intervenir. Cependant, pour avoir une approche comparative au niveau des polarités, nous considérons qu'en pointe négative, la bulle est due également à une vaporisation.

D'autre part, vu l'influence des divers paramètres sur la tension de génération de la bulle, il serait plus intéressant de considérer les énergies de génération déduites des différentes mesures de courant et de tension effectuées.

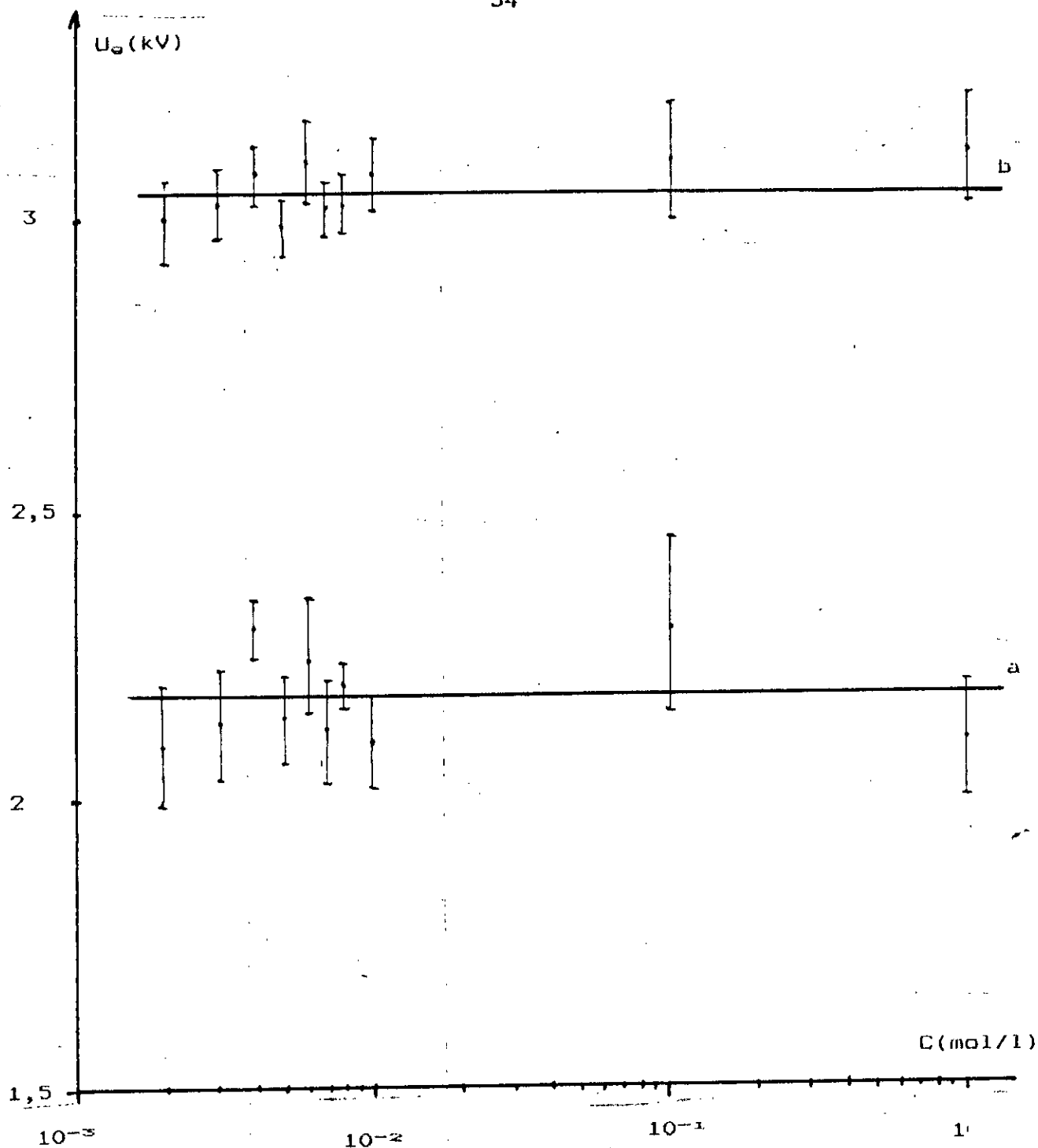


fig.III-9 : tension de génération en fonction de la concentration d'additifs dans le n-hexane. Distance inter-électrodes $d=2$ mm. Rayon de courbure de la pointe $r_p=6,3$ μ m, polarité positive.

- (a) : Avec le tétrachlorure de carbone.
 (b) : Avec le benzène.

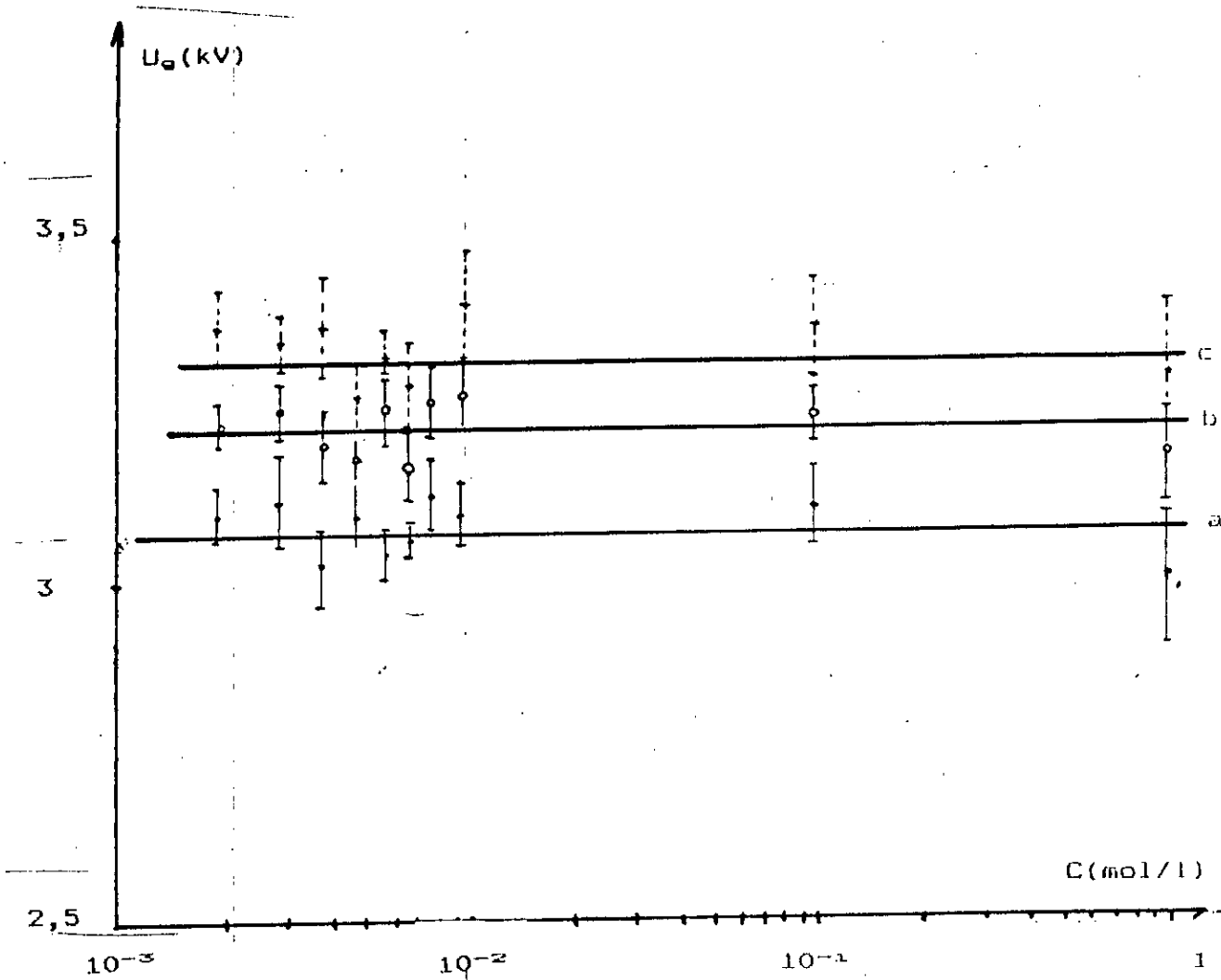


fig.III-10 : tension de génération en fonction de la concentration d'additifs dans le n-hexane. Distance inter-électrodes $d=2$ mm. Rayon de courbure de la pointe $r_p=6,3$ μm
 (a) : Diméthylaniline en polarité positive.
 (b) : Tétrachlorure de carbone en polarité négative.
 (c) : benzène en polarité négative.

En se limitant au premier pic de courant et en admettant que la bulle qu'il génère est de forme sphérique, nous pouvons relier l'énergie injectée $W=Q.U$ au rayon moyen de la bulle. En effet l'énergie nécessaire à la vaporisation d'un liquide de volume V est de la forme :

$$\Delta H = \frac{V}{T_{eb}} \left[\int_{T_{amb}}^{T_{eb}} C_p(T) \cdot dT + L_v \right] \cdot P \quad (\text{III-1})$$

avec

$$V = \frac{4\pi}{3} R_m^3 \quad (\text{III-2})$$

d'où

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

avec

- W : énergie injectée.
- C_p : chaleur spécifique.
- L_v : chaleur latente.
- R : constante des gaz parfaits.
- T_{amb} : température ambiante.
- T_{eb} : température d'ébullition.
- P : pression

Ainsi, on peut déterminer, pour un rayon de courbure de la pointe donné de l'électrode le rayon moyen (R_m) de la bulle générée pour différentes distances inter-électrodes.

Les tableaux (III-1) (a) et (b) donnent respectivement R_m en fonction de la distance inter-électrodes en polarité négative et positive dans le cyclohexane et les tableaux (III-2) (a) et (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-électrode d , les énergies nécessaires à la génération de la bulle sont plus importantes en polarité négative qu'en polarité positive pour un même liquide. De ce fait, le rayon moyen R_m de la bulle est plus important en polarité négative (pointe cathode) qu'en polarité positive. Ce qui expliquerait le fait qu'en polarité négative la tendance à voir les bulles évoluer en streamer lent en forme de buisson est plus importante qu'en polarité positive.

D'autre part, pour une même polarité, un même rayon de la pointe et la même distance inter-électrodes, le rayon moyen R_m de la bulle est plus important dans le tétrachlorure de carbone que dans le cyclohexane. Ce qui pourrait être dû au fait que le tétrachlorure de carbone (température d'ébullition $=78,6$ °C et chaleur latente de vaporisation $L_v=52,1$ Cal/g) est plus facilement vaporisable que le cyclohexane (température d'ébullition $T_{eb}=93,8$ °C et chaleur latente de vaporisation $L_v=93,8$ Cal/g), (tableau III-3)

$d(\text{mm})$	$Q(\text{pCb})$	$W(\text{nJ})$	$R_m(\mu\text{m})$
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	0,20	3,3

(a)

$d(\text{mm})$	$Q(\text{pCb})$	$W(\text{nJ})$	$R_m(\mu\text{m})$
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 en fonction de la distance dans le cyclohexane pour une pointe de rayon de courbure $13 \mu\text{m}$

(a) : en polarité positive
 (b) : en polarité négative

$d(\text{mm})$	$Q(\text{pCb})$	$W(\text{nJ})$	$R_m(\mu\text{m})$
0,4	1,2	2,3	7,4
0,6	11,2	21,3	15,5
1,3	3,0	5,9	10,1
1,9	3,2	6,2	10,3
2,5	7,6	14,5	13,7
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)

$d(\text{mm})$	$Q(\text{pCb})$	$W(\text{nJ})$	$R_m(\mu\text{m})$
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 en fonction de la distance inter-électrodes dans le tétrachlorure de carbone. Rayon de courbure de la pointe $13 \mu\text{m}$

(a) : polarité positive.

(b) : polarité négative.

$d(\text{mm})$	cyclohexane			Tétrachlorure de carbone		
	POLARITE POSITIVE					
	$Q(\text{pCb})$	$W(\text{nJ})$	$R_m(\mu\text{m})$	$Q(\text{pCb})$	$W(\text{nJ})$	$R_m(\mu\text{m})$
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	17,0	35,7	18,4
	POLARITE NEGATIVE					
0,5	4,0	7,8	11,1	14,1	27,4	16,9
1,0	3,7	7,3	10,8	10,0	19,6	15,1
1,8	7,4	13,8	13,4	13,2	26,8	15,1

Tableau III-3 : tableau comparatif entre le cyclohexane et le tétrachlorure de carbone. Rayon de courbure de la pointe $13 \mu\text{m}$

CONCLUSION :

La génération de bulles gazeuses, dans les diélectriques liquides dans un champ continu et divergent dépend de l'énergie injectée.

Les additifs capteurs d'électrons et à bas potentiel d'ionisation n'ont aucune influence sur la génération de la bulle. Quant à la structure du liquide, il existe une certaine influence de la présence d'halogènes quoi qu'elle soit peu importante. Les caractéristiques thermiques du liquide jouent un rôle important.

Le rayon moyen de la bulle correspondant au premier pic de courant est plus important lorsque la pointe est cathode que lorsqu'elle est anode, indiquant ainsi que la probabilité à évoluer en streamer lent en forme de buisson est plus importante quand la polarité est négative que lorsqu'elle est positive.

DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS :

Il ressort des résultats expérimentaux obtenus que la nature de la bulle est gazeuse; ce qui confirme les résultats rapportés par Bérroual et Al [7,30] et Dénat et Al [8], Lesaint et Al [24] obtenus respectivement sous tension impulsionnelle, continue et alternative. Cette bulle est due à la vaporisation du liquide au niveau de l'électrode acérée (électrode pointe) en polarité négative.

En polarité positive, les résultats sont peu reproductibles et il apparait que le mécanisme de vaporisation n'est pas le seul à intervenir dans la génération.

L'étude de l'influence des additifs (à bas potentiel d'ionisation ou capteurs d'électrons) et de la structure du liquide va dans ce sens. En effet, les tensions de génération diffèrent peu d'un liquide à un autre en polarité négative : les énergies de vaporisation nécessaires à la générations sont comparables. Par contre en polarité positive, les tensions de générations, semblent, affectées par la nature du liquide et des additifs.

D'autre part, le champ électrique joue un rôle important dans la génération de la bulle. En effet, si on considère l'approximation hyperboloïde du champ pour notre système pointe-plan:

$$E_g = \frac{2 \cdot U_g}{r_p \ln\left(\frac{4 \cdot d}{r_p}\right)} \quad (\text{III-4})$$

E_g : champ électrique de génération.

U_g : tension de génération.

r_p : rayon de courbure de la pointe.

d : distance inter-électrode.

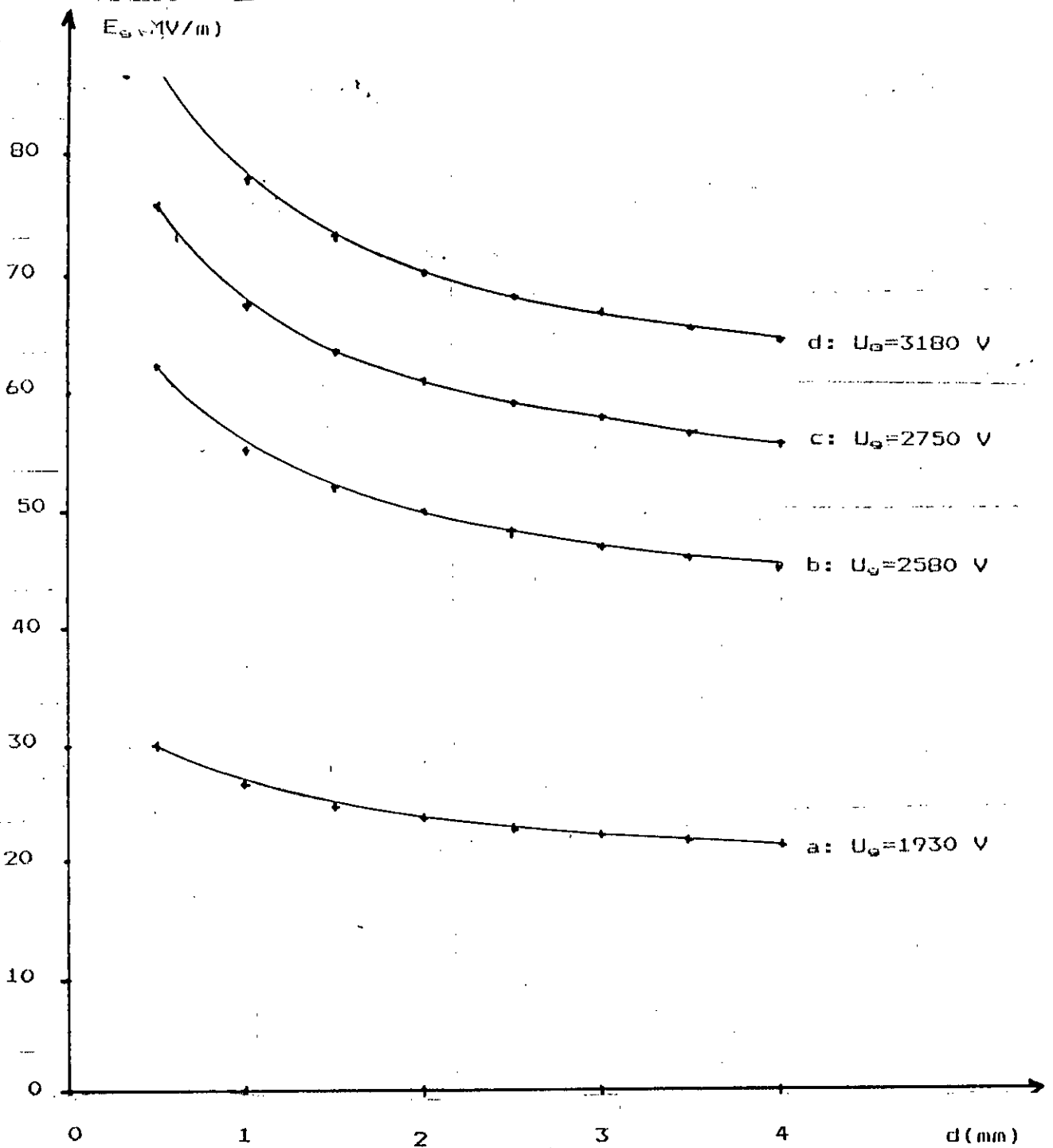


fig.III-11 : Variation du champ électrique en fonction des paramètres géométriques en polarité négative.

(a) : Cyclohexane $r_p = 13 \mu\text{m}$

(b) : cyclohexane $r_p = 7,4 \mu\text{m}$

(c) : Cyclohexane $r_p = 6,3 \mu\text{m}$

(d) : Le n-hexane $r_p = 6,3 \mu\text{m}$

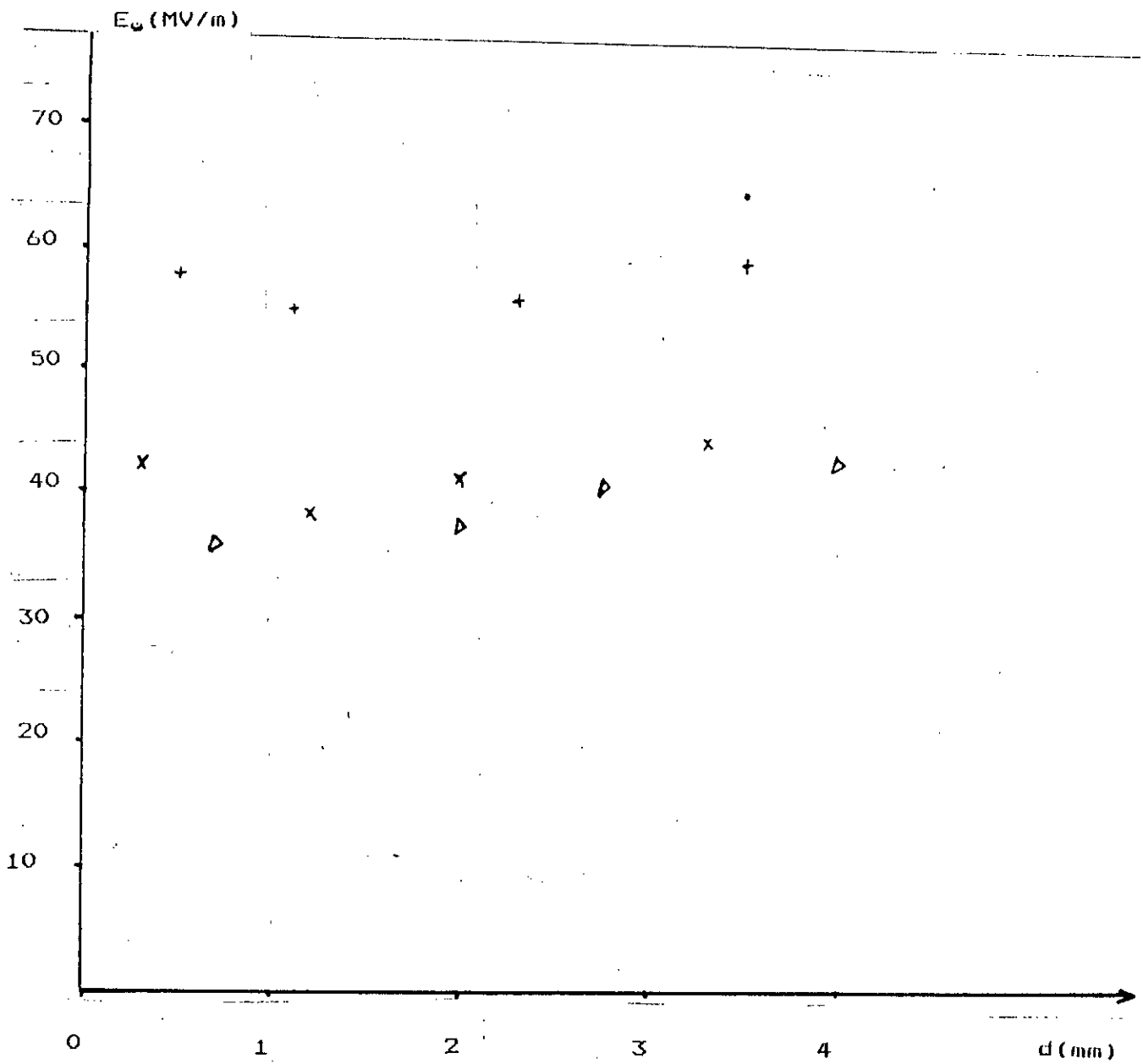


fig.III-12 : Champ électrique en fonction des paramètres géométriques en polarité positive
 + : Cyclohexane $r_p = 7,4 \mu\text{m}$
 x : Cyclohexane $r_p = 11,3 \mu\text{m}$
 ▷ : n-hexane $r_p = 11,3 \mu\text{m}$

On remarque que pour une tension et un rayon de courbure de la pointe donnés, le champ E_g est peu sensible à la variation de la distance inter-électrodes d dans la gamme des intervalles étudiés. Cependant, la variation du rayon de courbure de la pointe affecte ce champ E_g (fig. III-11 et III-12).

L'étude de la variation du champ E_g en fonction des caractéristiques géométriques de l'intervalle inter-électrodes (rayon de courbure de la pointe r_p et distance inter-électrodes) et de la nature du liquide montre que les influences ne sont pas les mêmes selon la polarité:

-En polarité positive: si on porte les valeurs de U_g , r_p et d obtenus expérimentalement dans les expressions du champ, on remarque que le champ harmonique joue un rôle important (fig. III-12).

-En polarité négative: Dans ce cas, le champ harmonique déduit des valeurs expérimentales apparaît comme n'étant pas le seul paramètre dominant dans la génération. Ce qui permet d'admettre l'existence de mécanismes autres que la vaporisation sans pour autant exclure ce dernier.

Des analyses de chromatographie en temps réel et de spectrographie de lumière émise permettraient d'identifier les espèces issues des différentes réactions (dissociation, ionisation) prenant naissance dans la phase de génération, donc des mécanismes mis en jeu.

Ces différences observées selon la polarité, peuvent être dues à notre hypothèse selon laquelle on a considéré que la bulle est sphérique dans les deux polarités et que les énergies électriques sont toutes dépensées dans la vaporisation.

D'autre part, si on considère que l'énergie d'ébullition d'un liquide est celle donnée par la loi de

Trouton ($E_{tr} = 1.2 \mu\text{J}/\text{cm}^3$), le volume de la bulle correspondant à l'énergie électrique, serait plus important que celui estimé dans ce qui précède.

* *

* *

* *C O N C L U S I O N* *

* *G E N E R A L E* *

* *

Il ressort de notre étude que la perturbation générée au voisinage de l'électrode pointe est une bulle gazeuse. Celle-ci serait due à une vaporisation locale du liquide suite à une impulsion de courant.

Le rayon moyen de la bulle correspondant au premier pic de courant est plus important en pointe négative qu'en pointe positive; ceci expliquerait la tendance de la bulle à évoluer en streamer lent en forme de buisson lorsque la pointe est cathode.

La distance inter-électrodes n'a pratiquement pas d'influence en pointe négative. Une légère influence a été remarquée en pointe positive.

Dans les mêmes conditions d'essais, le rayon moyen de la bulle est plus important en présence d'halogènes. D'autre part, les additifs capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation n'ont pratiquement aucune influence sur la génération de la bulle. Ainsi, il apparaît que c'est plutôt les caractéristiques thermiques des liquides qui interviennent. En effet, les énergies de vaporisation ainsi que les températures d'ébullition des liquides comportant des halogènes sont plus faibles que celles des autres liquides étudiés.

Par conséquent, les additifs capteurs d'électrons et à bas potentiel d'ionisation agissent surtout sur la propagation des streamers.

Le fait que le mécanisme de vaporisation soit dominant, dans la phase de génération, n'exclue pas d'autres mécanismes. Une analyse chromatographique en temps réel avec une spectroscopie de la lumière émise par la perturbation permettraient de mettre en évidence l'intervention d'autres mécanismes.

Il est à noter que les résultats sont parfaitement reproductibles en pointe négative, contrairement au cas où la pointe est positive.

*
* *REFERENCES* *
* *BIBLIOGRAPHIQUES* *
*

[1] H.MOULAI :

"Contribution à l'étude des phénomènes de streamers dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous tension de choc de foudre 1,2/50 μ s"

Thèse de Magister E.N.P. 1990

[2] M.HAIDRA :

"Impulsion de Trichel dans le cyclohexane pur en champ divergent"

Thèse d'état Grenoble 1988

[3] A.DENAT :

"Etude de la conduction électrique, dans les solvants non polaires"

Thèse d'état Grenoble 1982

[4] HALPERN et GOMER :

"Fields ionisation in liquids"

J.Chem.phys., 51, N° 2, (1969), 1031 et 1048

[5] A.DENAT, M.HAIDRA, R.Kattan et N.BONIFACI :

"Phénomènes prédisruptifs, dans les hydrocarbures liquides et les gaz comprimés"

Journées études SEE Paris Nov 1989

[6] R.COELHO et J.DEBEAU :

"Phénomènes de préclaquage dans les hydrocarbures liquides"

J.phys. D4 (1971), 1266

[7] A.BEROUAL :

"Phénomènes de propagation et de génération des streamers, dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous créneau de tension"

Thèse d'état Grenoble 1987

[8] A.DENAT, O.LESAINT et R.TOBAZEON :

Progrès récents dans la compréhension des mécanismes prédisruptifs et disruptifs, dans les liquides isolants"

Journées d'études SEE Paris Nov 1989

[9] R.TOBAZEON :

"Les diélectriques liquides : préclaquage et claquage"

Techniques de l'ingénieur D226

[10] P.K.WATSON et A.H.SHARBAUGH :

"Bubble growth following a localized electrical discharges and its relationship to the breakdown"

J.Electrochm. Soc. 107, (1960), 516

[11] K.C.KAO :

"Theory of high field electric conduction and breakdown in dielectric liquids"

IEEE Trans.on Elect. ins., EI-11, (1976), 121

[12] A.BEROUAL :

"Initiation of streamers in dielectric liquids with point-plan electrodes under step-voltage"

(à paraître)

[13] A.BEROUAL et R.TOBAZEON :

"Propagation et génération des streamers dans les diélectriques liquides"

Revue de phys.appli. 22(1987), pp 1117-1123

[14] S.J.RZAD, J.C.DEVINS et R.J.SCHWABE :

"Prebreakdown phenomena in liquids"

IEEE Trans. on Elect. Ins., EI-14, 6, (1979), 289

[15] A.BEROUAL et R.TOBAZEON :

"Prebreakdown phenomena in liquid dielectric"
IEEE Trans. Elect. Ins., EI-21, N° 4, 1986, 613-627

[16] P.K.WATSON :

"The dynamics of pre-breakdown cavities in viscous silicone fluids in negative point-plan gaps"
IEEE Ann. Rep. (CEIDP), 1981, 370

[17] V.S.KOMELKOV :

"Décharges électriques dans les isolants liquides"
Soviet. phys. tech. phys., 6, (1962), 691

[18] R.KATTAN :

"Etude de la formation et de la dynamique des bulles, dans les hydrocarbures liquides générées par les impulsions de courant en champ électrique intense"

Thèse d'état Grenoble 1990

[19] M.PLESSET et W.ZWICK :

"Evaluation of bubble breakdown limit"
J. Appl. phys., 25(1954), 493-500

[20] A.BEROUAL et R.TOBAZEON:

"Propagation des streamers, dans les diélectriques liquides"
C.R. Acad. Sc. Paris t, 303 serie II, N° 4, 1986,
pp.279-184

[21] N.FELICI :

"Conduction et claquage dans les diélectriques liquides isolants"
Journées d'études de Grenoble (1986), 88

[22] P.B.McGRATH et P.J.McKENNY :

"Comparative optical observations of a prebreakdown events in n-hexane"

Journal of electrostatics, 12(1982), 241-246

[23] H.YAMASHITA et H.AMANO :

"Pre-breakdown current and light emission in transformer oil"

IEEE Trans. Elect. Ins., EI-20, 2, (1985), 247

[24] O.LESAINT, M.LOZACHMEUR et R.TOBAZEON :

"Phénomènes prédisruptifs et claquage, dans l'huile minérale sous tension alternative"

Journées d'études SEE Paris Nov 1989

[25] J.C.DEVINS, S.J.RZAD et SCHWABE :

"Breakdown and prebreakdown phenomena in liquids"

J. Appli. Phys. 52(7), july 1981

[26] N.ALLAN et E.M.HIZZAL :

"Prebreakdown phenomena in transformer oil subjected to nonuniform fields"

Proc. IEEE, vol.121, 3, (1974), 227

[27] F.HEIMAN, P.SIBILLOT et R.COELHO :

"New observations of pre-breakdown events in n-hexane in a point-plan configuration"

J. Phys. D appl. phys. vol 9, 1976, 95

[28] A.BEROUAL :

"Relation entre courant, charge et vitesse de propagation des streamers dans les diélectriques liquides " (à paraitre)

[29] A.BEROUAL, C.MARTEAU et R.TOBAZEON :

"Measurement of the charge of a single or series of streamers in liquids subjected to a voltage step"

IEEE Trans. Elect. Ins. vol 23 N° 3, June 1988, 427

[30] A.BEROUAL et R.TOBAZEON :

"Effects of hydrostatic pressure on the prebreakdown phenomena in dielectric liquids"

IEEE Ann. Conf. Insul. Dielect. Phenom.

NAS NRC Buffalo, USA, 1985

[31] L.ANGERER :

"Effect of organic additives on electrical breakdown in transformer oil and liquid paraffin"

IEEE vol 112, N° 5, May 1965

[32] I.Y.MEGAHEH et A.A.ZAKY :

"Effet of electrode material, oxygen and organic additive on the breakdown strength of mineral oil under nonuniform fields"

Journal of electrostatics 12(1982), 345-351