



ETUDE DES MECANISMES DE GENERATION DES STREAMERS EN POLARITE POSITIVE DANS LES LIQUIDES

Laurentia Dumitrescu

► To cite this version:

Laurentia Dumitrescu. ETUDE DES MECANISMES DE GENERATION DES STREAMERS EN POLARITE POSITIVE DANS LES LIQUIDES. Physique [physics]. Université Joseph Fourier, 2001. Français. <NNT : >. <tel-02190224>

HAL Id: tel-02190224

<https://hal.science/tel-02190224v1>

Submitted on 22 Jul 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

**UNIVERSITATEA 'POLITEHNICA' BUCUREȘTI
UNIVERSITE JOSEPH FOURIER – GRENOBLE 1**

T H E S E

en co-tutelle pour obtenir les grades de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE POLITEHNICA DE BUCAREST

Discipline: Inginerie electrică

ET DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER – GRENOBLE 1

Discipline: Energétique physique

présentée et soutenue publiquement

par

LAURENȚIA DUMITRESCU

le 14 décembre 2001

Titre:

**ETUDE DES MECANISMES DE GENERATION DES STREAMERS
EN POLARITE POSITIVE DANS LES LIQUIDES**

Co-directeurs de thèse:

M. PETRU V. NOȚINGHER
M. OLIVIER LESANT

JURY

M. MIHAI OCTAVIAN POPESCU
M. RADU MUNTEANU
M. LUCIEN DĂSCĂLESCU
M. PIERRE ATTEN

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur

Reconnaissons à la base de tout travail scientifique d'une certaine envergure une conviction bien comparable au sentiment religieux, puisqu'elle accepte un monde fondé en raison, un monde intelligible! Cette conviction, liée à un sentiment profond d'une raison supérieure se dévoilant dans le monde de l'expérience, traduit pour moi l'idée de Dieu!

A. Einstein

A mes parents SILVIA et VASILE - PETRU

A mon très cher MIHAI

REMERCIEMENTS

Tout d'abord je remercie Monsieur le Professeur **Petru Notingher** qui m'a acceptée dans son équipe et surtout m'a accordée sa confiance pendant tout ce travail. Je suis très honorée d'avoir bénéficié de son expérience et de ses compétences. En ce qui concerne le problème de calcul de champ j'ai trouvé en lui un bon guide et interlocuteur. Et c'est également à lui que j'ai eu la chance d'entreprendre cette thèse en co-tutelle.

Monsieur **Olivier Lesaint**, Chargé de Recherche au Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques du Centre National de la Recherche Scientifique (LEMD - CNRS) a été le co-directeur Français de cette thèse. Sa méticulosité, sa précision et surtout sa responsabilité dans le travail serviront d'exemple pour toutes mes activités. J'ai acquis grâce à lui des connaissances dans plusieurs domaines. Qu'il trouve ici mon entière reconnaissance.

Je tiens spécialement à remercier Monsieur **Lucian Doru Dăscălescu**, Professeur des Universités à l'IUT Angoulême, premièrement pour le temps passé et l'effort dépensé au moment de la réalisation du Réseau Formation - Recherche, qui a déclenché l'échange d'étudiants et de chercheurs entre la France et la Roumanie dans le domaine de l'électrostatique et des matériaux diélectriques. J'espère que nous, les étudiants Roumains, avons représenté avec honneur l'Ecole Polytechnique Roumaine. Deuxièmement, je lui suis très reconnaissante pour avoir accepté d'être un membre du jury et rapporteur de cette thèse. Si le Réseau Formation - Recherche a été le point de départ, j'ai également pu finir ce travail dans de bonnes conditions grâce à une bourse **TEMPRA** offerte par la **Région Rhône-Alpes**. C'est le Service des Relations Internationales de l'Université Joseph Fourier qui a soutenu notre démarche et je tiens à le citer pour son aide.

Le second rapporteur est Monsieur le Professeur **Radu Munteanu** de l'Université de Cluj-Napoca. Qu'il reçoive ici ma profonde reconnaissance pour l'honneur qu'il m'a faite en participant au jury.

A un autre membre j'exprime ma profonde gratitude. C'est à Monsieur **Pierre Atten**, Directeur de Recherche au LEMD - CNRS. Les discussions avec lui en ce qui concerne les hypothèses de départ pour l'un des chapitres de la thèse, m'ont beaucoup aidé et surtout ont éclairci un domaine attirant, mais difficile, celui du calcul de champ.

Je remercie Monsieur **Mihai Octavian Popescu**, le Doyen de la Faculté d'Electrotechnique de l'Université Politehnica de Bucarest d'avoir accepté de faire partie du jury.

Même s'il ne sont pas dans le jury, eux aussi ont contribué avec leur exigence caractéristique à cette thèse. Il s'agit de Madame **Nelly Bonifaci** Chargé de recherche et Monsieur **André Denat** Directeur de Recherche et Directeur du LEMD. Je les remercie pour leurs conseils, leur aide et pour le temps qu'ils m'ont accordé.

C'est le moment de rappeler une partie de tous ceux qui m'ont aidé pendant la thèse soit avec des conseils, soit, peut-être sans se rendre compte, en créant une atmosphère chaleureuse qui a contribué à l'aboutissement de ce travail.

Je commencerai avec le collectif du Laboratoire de Matériaux pour Electrotechnique, là où il a débuté mon travail. Monsieur le Professeur **Alfons Ifrim** et mes collègues **Florin Ciuprina** Maître de conférence, **Laurențiu Marius Dumitran** docteur ingénieur, **Carmen Elvira Cămui** et **Gaby Vasile** trouveront ici mes sincères pensées.

Je tiens à remercier particulièrement Messieurs les Professeurs **Virgiliu Firețeanu**, **Daniel Ioan**, **Florea Hăntilă**, **Alexandru Moraru**, **Aureliu Panătescu**, **Ioan Felician Soran** et **Sorin Vasilescu**, les uns pour avoir accepté d'être membres dans les commissions

d'examens ou de soutenance des rapports, les autres pour leurs conseils tout au long de cette période.

La Chaire de Machines, Matériaux et Actionneurs électriques a un rôle important dans mon trajet dont je tiens à le souligner en exprimant ma reconnaissance à son chef, Monsieur le Professeur **Mircea Covrig**.

Et parce que une partie importante de mon travail a été effectuée au LEMD, une pensée spéciale est adressée au collectif du laboratoire. Monsieur **Yves Arnal** qui m'a fourni un amplificateur sans lequel les mesures n'étaient pas possibles, l'ingénieur **Jean-Pierre Roux** pour l'assistance dans le domaine informatique, les techniciens **François Montanvert** et **Lucien Saragossi** pour la réalisation d'une grande partie de l'installation trouveront ici ma reconnaissance.

Je remercie Monsieur le Professeur **Jean - César Filippini**, Chargé de recherche **Bernard Malraison**, Maîtres de Conférence **Gisèle Teissedre**, **Alain Sylvestre**, **Pascal Rain**, mes collègues doctorants **Pierre Eric Frayssines**, **Renault Gallet** et post doctorants **Didier Blanchard**, **Khalil Chouman**, **Hervé Debruyne**, **Gaston Massala**, **Jean - Hervé Tortai**, **Tran Van Top**, mesdames **Paule Fabiano** et **Claire Roux**.

J'ai laissé à dessein à la fin quelques personnes qui pour moi représentent tout. Je dédie cette thèse premièrement à mes parents, **Silvia** et **Vasile - Petru Dumitrescu** et j'espère qu'ils voient ici une petite partie du respect que je leur porte et de la reconnaissance que je leur dois. Ce sont eux qui m'ont soutenue pour commencer cette thèse, mais c'est mon très cher **Mihai** qui m'a encouragée par sa présence pour la finir. Une partie de ce travail lui est dédiée aussi et j'espère être présente de même pour la réalisation de sa thèse.

LISTE DES PRINCIPALES GRANDEURS UTILISEES

Symbole	Signification	Unité de mesure
ϵ_r	Constante diélectrique	-
d	Distance inter - électrodes	mm
E_p	Champ sur la pointe	MV/cm
E_s	Champ à l'extrémité du streamer	MV/cm
I_s	Courant de streamer	A
K	Mobilité des porteurs de charge	$\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
L_a	Longueur d'arrêt des streamers	μm
l_d	Longueur de détachement	μm
l_s	Longueur instantanée du streamer	μm
l_{sd}	Longueur du streamer détaché	μm
p	Pression du liquide	MPa
r_0	Rayon de courbure de la pointe	μm
t_a	Temps d'arrêt	ns
t_{imp}	Durée de l'impulsion de tension	ms
t_m	Temps de montée de l'impulsion de tension	ns
t_m	Temps de montée du créneau de tension	ns
t_r	Temps de retard pour la formation du streamer	ns
U	Tension appliquée	V
U_g	Tension de génération des streamers lents (probabilité 50 %)	V
U_i	Tension instantanée d'apparition	V
U_p	Tension de propagation des streamers filamenteux	V

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
Première partie – Etude bibliographique	
Chapitre 1. Streamers dans les liquides diélectriques	5
1.1. Préambule	7
1.2. Configuration d'électrodes pointe – plan	7
1.3. Distribution du champ	7
1.4. Formes et vitesses des streamers	8
1.5. Liquides utilisés. Additifs et leur influence sur les streamers	9
1.5.1. Liquides et additifs	9
1.5.2. Influence des additifs sur les streamers négatifs	10
1.5.3. Influence des additifs sur les streamers positifs	10
1.6. Etude des streamers en polarité négative	11
1.6.1. Résultats sous tension continue dans les liquides très purifiés	11
1.6.1.1. Pointes de rayon $r_0 < 0,5 \mu\text{m}$	11
1.6.1.2. Pointes de rayon $r_0 > 0,5 \mu\text{m}$	12
1.6.1.3. Impulsions de courant et de lumière	12
1.6.1.4. Avalanche électronique en phase liquide	13
1.6.1.5. Transition bulle – streamer	14
1.6.1.6. Modèle thermodynamique	15
1.6.2. Modèles de Watson [50,73]	16
1.6.3. Discussion	11
1.7. Etude des streamers en polarité positive	17
1.7.1. Résultats sous tension continue	17
1.7.1.1. Problème de l'injection de charge	17
1.7.1.2. Signaux de courant. Influence de la pression	18
1.7.2. Résultats sous créneau de tension	19
1.7.2.1. Influence du rayon de courbure	19
1.7.2.2. Courants transitoires et impulsions de lumière associés aux streamers	20
1.7.2.3. Influence de la pression	21
1.7.2.4. Conductivité des streamers, conditions d'arrêt de la propagation	22
1.7.3. Modèles de propagation	23
1.8. Conclusions	24
Deuxième partie - Expériences	
Chapitre 2. Techniques expérimentales	25
2.1. Introduction	27
2.2. Configuration d'électrodes	27
2.3. Dispositifs expérimentaux	27
2.3.1. Cellule de mesure	27
2.3.2. Générateurs haute tension	29
2.3.2.1. Impulsions positives	29
2.3.2.2. Impulsions négatives	30
2.3.2.3. Générateurs à éclateurs	30

2.4. Mesures différentielles de courant et de charge	31
2.4.1. Premier montage expérimental: mesure du courant	31
2.4.1.1. Principe de la mesure du courant	33
2.4.1.2. Réalisation des pointes blindées	35
2.4.2. Deuxième montage expérimental: mesure de la charge	35
2.5. Systèmes optiques de visualisation et de détection	38
2.5.1. Méthode ombroscopique	38
2.5.2. Système laser	39
2.6. Liquide utilisé et purification	40
 Chapitre 3. Génération des streamers négatifs et positifs	 41
3.1. Génération des streamers négatifs	43
3.1.1. Impulsions de courant associées à la génération du streamer négatif	43
3.1.2. Mesures de charge. Charge de la première impulsion	45
3.1.2.1. Influence de la tension	46
3.1.2.2. Influence de la pression	48
3.1.3. Tension seuil - U_s	48
3.1.4. Courant d'injection	49
3.1.5. Conclusions sur les mesures effectuées en polarité négative	50
3.2. Génération des streamers positifs	51
3.2.1. Caractérisation des streamers positifs	51
3.2.1.1. Forme des streamers lents positifs	51
3.2.1.2. Forme du courant de streamer. Influence de la pression	52
3.2.1.3. Charge électrique	53
3.2.2. Tension de génération U_g des streamers positifs	
(temps de montée rapides $t_m \leq 20$ ns)	54
3.2.2.1. Probabilité d'apparition	54
3.2.2.2. Influence de la pression	55
3.2.2.3. Temps de retard	56
3.2.2.4. Cas des temps de montée longs ($t_m > 100$ ns)	59
3.2.3. Courant d'injection	61
3.2.3.1. Influence de la tension	62
3.2.3.2. Courant limité par charge d'espace	63
3.2.4. Evolution de la pointe au cours des essais	65
3.2.4.1. Modification du seuil d'apparition	66
3.2.4.2. Modification du courant d'injection	67
3.2.5. Conclusions sur les mesures effectuées en polarité positive	68
3.2.6. Hypothèse thermique: calcul de l'échauffement du liquide	69
3.2.7. Hypothèse mécanique: cavitation	72
3.3 Conclusions	74
 Chapitre 4. Propagation des streamers positifs lents	 77
4.1. Présentation des phénomènes	79
4.1.1. Formes des streamers	79
4.1.2. Courant et charge	81
4.1.3. Domaine d'existence des streamers lents	81
4.2. Caractérisation des streamers pendant la propagation ($t < t_a$)	82
4.2.1. Mesures des longueurs et du temps d'arrêt	82
4.2.2. Mesures de charge et de courant	85

4.3. Caractérisation des streamers pour $t > t_a$	87
4.3.1. Longueurs mesurées	87
4.3.2. Influence de la tension sur la vitesse	89
4.4. Interprétation: arrêt des streamers	89
4.4.1. Calcul du diamètre des streamers	92
4.4.2. Comparaison avec les valeurs expérimentales	93
4.4.3. Conclusion	95
4.4.3.1. Mécanisme d'arrêt des streamers	95
4.4.3.2. Mécanismes de propagation	95
4.5. Caractérisation après interruption de la tension	96
4.5.1. Interruption pour $t > t_a$	96
4.5.2. Discussion	98
4.5.3. Interruption pour $t_{imp} < t_a$	98
4.6. Conclusions	100
 Troisième partie – Calcul du champ électrique	
Chapitre 5. Calcul du champ: étude bibliographique et calculs numériques	101
5.1. Présentation du problème. Modèle et domaine de calcul	103
5.2. Etude bibliographique	106
5.2.1. Méthodes analytiques	106
5.2.2. Méthodes numériques	109
5.3. Présentation et validation du logiciel QuickField®	111
5.3.1. Validation dans le cas d'un condensateur cylindrique	112
5.3.2. Cas de la pointe approximée avec une hyperboloïde de révolution	113
5.4. Calcul du champ en présence d'injection de charge	116
5.4.1. Forme et dimensions de la pointe	116
5.4.2. Champ sur la pointe en présence de l'injection de charge	117
5.5. Calcul du champ en présence du streamer	118
5.5.1. Forme et charge des streamers	118
5.5.2. Distribution de la charge sur la surface du streamer	120
5.5.3. Hypothèses sur le développement des streamers	120
5.5.4. Domaine de calcul et grandeurs électriques	121
5.5.5. Calcul du champ électrique	123
5.5.6. Discussions	126
5.5.6.1. Influence des forces électriques	126
5.5.6.2. Chute de tension dans le streamer	128
 Conclusions. Contributions originales	129
 Annexes	135
 Bibliographie	139

INTRODUCTION

Les liquides sont utilisés, comme milieux diélectriques, dans plusieurs applications industrielles (transformateurs, condensateurs, câbles). Dans ces applications, la limite d'utilisation des liquides est souvent fixée par l'apparition de décharges ou de claquage.

Imaginons la configuration suivante: deux électrodes, soumises à une différence de potentiel, sont immergées dans un liquide diélectrique. A partir d'un certain seuil de la tension appliquée, qui dépend beaucoup des conditions expérimentales, le liquide perd ses propriétés d'isolateur et un claquage a lieu. Ce dernier se manifeste par l'apparition brutale d'un arc électrique constitué d'un canal conducteur et lumineux à travers lequel passent des courants très forts entre les deux électrodes [1].

L'arc électrique représente en fait la dernière étape du claquage. Dans d'autres conditions, par exemple si le champ électrique est très divergent avec des électrodes pointe - plan, nous observons d'abord des décharges partielles et ensuite le claquage pour des tensions plus élevées. Ces décharges partielles sont dues à l'apparition et à la propagation à grande vitesse de 'streamers' dans le liquide. Le claquage ne survient que lorsque la tension est suffisante pour que les streamers se propagent jusqu'à l'électrode opposée.

Etymologiquement, le streamer est un "phénomène lumineux caractéristique des auréoles boréales" [2], mais il désigne aussi certains types de décharges dans les gaz. Le mot est également utilisé dans le domaine des liquides pour nommer les phénomènes de pré-claquage.

Le streamer est une décharge pré-disruptive de nature gazeuse qui apparaît dans les diélectriques liquides entre deux électrodes soumises à une différence de potentiel élevée. La région où se développe le streamer a un indice de réfraction différent de celui du liquide, ce qui permet sa visualisation. Au long de son développement, il passe par deux étapes: génération et propagation.

De nombreuses études ont concerné la phase de propagation et d'autres moins nombreuses la phase de génération. Concernant cette première phase, le mécanisme d'apparition d'un streamer sur une électrode négative (appelé 'streamer négatif') est aujourd'hui connu. Il s'agit d'une avalanche électronique en phase liquide qui apparaît lorsque le champ électrique est très élevé (plusieurs MV/cm). Par contre, le mécanisme d'apparition des streamers 'positifs' (générés sur une anode) reste mal connu. Son étude constitue le premier objectif de la thèse.

La vitesse de propagation des streamers peut être très variable, de quelques 100 m/s jusqu'à plusieurs dizaines de km/s. Les streamers rapides de forme filamentaire ont été beaucoup étudiés car ils constituent la cause principale du claquage dans les applications. Par contre, les streamers 'lents' (vitesse < 1 km/s) qui ne conduisent en général pas au claquage ont été peu étudiés et constituent le deuxième objectif de la thèse.

Le premier chapitre contient l'étude bibliographique sur la génération et la propagation des streamers. Après un bref préambule, nous présentons les études menées en polarité positive et négative, en faisant ensuite une analyse des mécanismes de génération et de propagation des streamers dans les deux polarités. Ceci nous permet de définir les objectifs de la thèse.

Le deuxième chapitre est dédié aux techniques expérimentales. Y sont décrits: la configuration d'électrodes, la cellule de mesure, les dispositifs expérimentaux, de visualisation et de mesure. Dans ce chapitre nous insistons surtout sur les améliorations apportées au système de mesure existant au LEMD qui ont permis une meilleure caractérisation des phénomènes. En particulier, nous présenterons le système différentiel de mesure de charge mis au point durant cette étude.

Les résultats expérimentaux concernant la phase de génération en polarité négative et positive sont décrits dans le troisième chapitre. Pour la génération des streamers positifs nous montrerons que le seuil d'apparition des streamers (tension de génération) varie avec la pression et qu'avant la formation du streamer un courant d'injection est enregistré. Suite à ces observations nous proposons deux hypothèses de mécanismes qui peuvent expliquer la génération du streamer positif: l'échauffement du liquide et la cavitation.

La phase de propagation des streamers positifs lents est décrite dans le quatrième chapitre. Nous mesurons pour différentes tensions et pressions le courant et la charge du streamer, sa longueur à différents instants de sa vie, sa vitesse de propagation. Nous mettons en évidence les mécanismes qui expliquent sa propagation (vaporisation du liquide et forces électrostatiques), ainsi que son arrêt (implosion mécanique du canal gazeux).

Dans le cinquième chapitre nous déterminons la répartition du champ électrique en présence du streamer positif. Nous présentons le problème du calcul de champ, le domaine de calcul et différentes méthodes (analytiques et numériques) utilisées pour connaître la distribution du champ en configuration pointe - plan. La validation de la méthode numérique, à l'aide de laquelle nous effectuons le calcul, est faite pour deux cas: condensateur cylindrique et pointe approximée par une hyperboloïde de révolution. Les calculs numériques sont

effectués avec un logiciel de type Quick Field®. Les résultats des calculs concernent l'intensité du champ électrique à la pointe et à l'extrémité du streamer et aussi la pression électrostatique exercée sur la paroi du streamer.

Les derniers chapitres contiennent les conclusions, les annexes et la bibliographie consultée.

CHAPITRE 1

STREAMERS DANS LES LIQUIDES DIELECTRIQUES

<i>1.1. Préambule.....</i>	<i>7</i>
<i>1.2. Configuration d'électrodes pointe - plan.....</i>	<i>7</i>
<i>1.3. Distribution du champ.....</i>	<i>7</i>
<i>1.4. Formes et vitesses des streamers.....</i>	<i>8</i>
<i>1.5. Liquides utilisés. Additifs et leur influence sur les streamers.....</i>	<i>9</i>
<i>1.6. Etude des streamers en polarité négative.....</i>	<i>11</i>
<i>1.7. Etude des streamers en polarité positive.....</i>	<i>17</i>
<i>1.8. Conclusions.....</i>	<i>24</i>

1.1. Préambule

Le but de l'étude bibliographique est de présenter les connaissances acquises sur la phase de génération et propagation des streamers en géométrie très divergente. L'objectif de la thèse étant l'étude de la génération et de la propagation des streamers positifs subsoniques, les résultats concernant ces phénomènes seront essentiellement décrits.

Les caractéristiques générales des streamers (formes, vitesses, influence des additifs) sont suivies d'une étude détaillée en polarité positive et négative. Les résultats sous tension continue et créneau de tension sont présentés ainsi que les mécanismes de génération mis en évidence dans certaines conditions (pointes très fines, liquides très purifiés). Les mécanismes de propagation sont également passés en revue.

En conclusion, nous déterminerons les problèmes posés concernant la génération et propagation des streamers subsoniques positifs, qui constituent l'objet de ce travail de thèse.

1.2. Configuration d'électrodes pointe - plan

Pour l'étude des streamers la configuration d'électrodes pointe - plan est la plus utilisée [1,2,3] à cause de ses propriétés [2,7,9]:

- nous pouvons créer à l'extrémité de la pointe un champ intense (plusieurs MV/cm) en appliquant une tension relativement faible (quelques dizaines de kV),
- les résultats obtenus dans cette configuration sont moins dispersés qu'en champ uniforme,
- la région de champ intense se trouve au voisinage de la pointe et le lieu d'apparition des streamers est bien défini,
- nous pouvons aisément étudier les streamers positifs ou négatifs, selon la polarité de la pointe.

1.3. Distribution du champ

La distance inter - électrodes, d , représente la distance entre l'extrémité de la pointe, de rayon de courbure r_0 et le plan métallique, comme nous le voyons dans la figure 1.1.

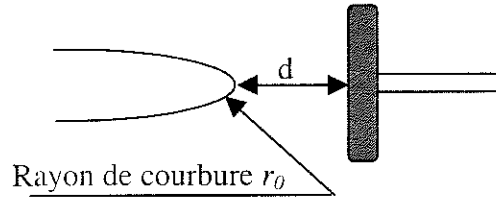


Figure 1.1. Configuration d'électrodes pointe - plan.

Un paramètre important à connaître dans cette configuration est la distribution du champ électrique. Nous présenterons dans le paragraphe 5.2.1. diverses expressions analytiques du champ en fonction de la distance par rapport à la pointe.

Les formules analytiques sont déterminées en faisant diverses approximations pour la forme du plan et de la pointe. Prenons l'exemple des hypothèses faites par Coelho et Debeau [10], dont l'expression (1.1) est la plus utilisée. Ils ont assimilé le profil de la pointe à une hyperboloïde de révolution placée devant un plan infini. Ils en déduisent ainsi l'expression du champ à la distance x de la pointe:

$$E(x) = \frac{2 \cdot d \cdot U}{\left[2 \cdot d \cdot x - x^2 + d \cdot r_0 - x \cdot r_0 \right] \cdot \ln \left(\frac{4 \cdot d}{r_0} \right)} \quad (1.1)$$

1.4. Formes et vitesses des streamers

Il existe principalement deux formes sous lesquelles les streamers se propagent:

- type 'buisson', plus ou moins ramifiés, et lents (figure 1.2) observés la plupart du temps en polarité négative mais aussi en polarité positive sous faible tension. Leur vitesse est subsonique et varie dans l'intervalle (0,1; 1) km/s [11],
- filamenteuses et rapides (figure 1.3) observés essentiellement en polarité positive, mais aussi en polarité négative dans des liquides qui contiennent des halogènes [11] et pour de fortes surtensions $U > U_B$ (U_B - tension de claquage). La vitesse des streamers filamenteuses varie environ entre 1 et 20 km/s [11].

Pour de fortes surtensions, des streamers filamenteux positifs et négatifs de vitesse supérieure à 100 km/s peuvent être également observés [12].



Figure 1.2. Streamer lent type 'buisson' dans le cyclohexane [7].

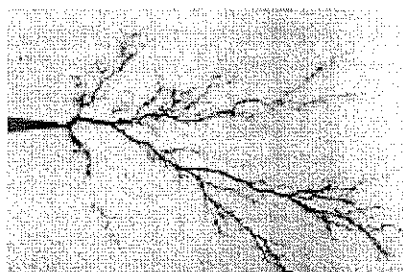


Figure 1.3. Streamer positif filamentaire dans l'huile silicone 1000 cSt [13].

1.5. Liquides utilisés. Additifs et leur influence sur les streamers

1.5.1. Liquides et additifs

Il y a un grand nombre de liquides dans lesquels les streamers ont été étudiés. Parmi les premiers étudiés dans les années '60 nous trouvons l'eau [14,15], les hydrocarbures (hexane [13]) et l'huile de transformateur [14].

Une place importante dans les essais est occupée par:

- le cyclohexane [6,7,11,16,17-23],
- l'huile de transformateur [9,18,22,24,25,26-31].

Il existe aussi quelques travaux dans d'autres hydrocarbures comme l'isooctane [16,20-22,32], le cyclooctane [22], l'iodobenzène [24,32], le toluène [12,16,24,32], l'huile silicone [18,26,33], blanche [12,33,34,35], minérale [35,36].

Comme additifs ont été utilisés:

- des additifs à bas potentiel d'ionisation (N,N diméthylaniline (DMA) [2,34,37,38], tétraméthylparadiphénilamine (TMPD) [2,37], pyrène [2,39]),
- des additifs capteurs d'électrons (SF_6 [33,37], 2 - méthylnaphtalène [34], éthylchlorure [33]).

Aucun additif ne ralentit la vitesse des streamers, et les deux types d'additifs cités influencent différemment les streamers positifs et négatifs.

1.5.2. Influence des additifs sur les streamers négatifs

Il a été observé que les streamers négatifs lents sont accélérés en devenant plus filamenteux [1,33,37] avec des additifs capteurs d'électrons.

Ainsi, SF_6 et l'éthylchlorure augmentent la vitesse (jusqu'à un facteur 10) des streamers négatifs dans l'huile Marcol 70[®] et l'huile naphénique [33].

Les additifs à bas potentiel d'ionisation n'ont aucun effet sur les streamers négatifs [22,33,38].

1.5.3. Influence des additifs sur les streamers positifs

Les additifs à bas potentiel d'ionisation ont un effet comparable (augmentation de la vitesse et ramification) sur les streamers positifs filamenteux. Le DMA dans le Marcol 70[®] accélère les streamers et leur vitesse reste constante au long de la distance inter - électrodes [33], tandis que l'addition du TMPD dans le cyclohexane multiplie la vitesse par 3, les streamers devenant plus ramifiés [37]. Les additifs capteurs d'électrons n'ont aucun effet sur les streamers positifs [22,33,34,38].

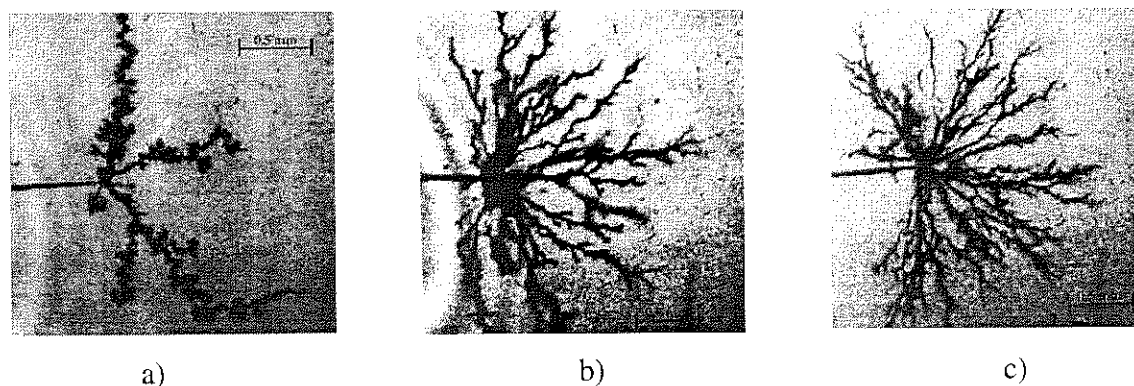


Figure 1.4. Ramification des branches du streamer filamenteux positif dans le cyclohexane en fonction de la concentration de pyrène a) 0 %, b) 50 %, c) 100 % de la saturation [4].

Le fait que les deux types d'additifs influencent d'une manière différente les streamers négatifs et positifs, montre que les mécanismes de génération et de propagation dans les deux polarités sont différents [35].

1.6. Etude des streamers en polarité négative

1.6.1. Génération sous tension continue dans les liquides très purifiés

1.6.1.1. Pointes de rayon $r_0 < 0,5 \mu\text{m}$

Dans du cyclohexane très purifié et avec des pointes ayant un rayon de courbure entre 0,1 et 0,5 μm les expériences de Denat et al. [40] ont montré que:

- a) Pour $U \in [1,5; 2,5] \text{ kV}$ il circule un courant continu I sans génération de streamer ou de bulle. Le graphique $\ln\left(\frac{I}{U^2}\right) = f(U^{-1})$ est une droite ce qui correspond à un courant contrôlé par émission d'électrons, suivant le modèle de Halpern et Gomer [41] (figure 1.5.a). La croissance rapide du courant s'effectue pour un champ sur la pointe d'environ 20 MV/cm.
- b) Pour $U > 2,5 \text{ kV}$, le graphique $\sqrt{I} = f(U)$ est une droite, ce qui indique un courant limité par charge d'espace, figure 1.5.a. L'expression du courant en approximation hyperboloïde - plan est:

$$\sqrt{I} \approx 2,01 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot K}{d}} \cdot (U - U_0) \quad \text{avec} \quad U_0 = \frac{E_p^0}{2} \cdot r_0 \cdot \ln\left(\frac{4 \cdot d}{r_0}\right) \quad (1.2)$$

où ε - permittivité du liquide, K - mobilité des porteurs de charge, U_0 - seuil de tension extrapolé à courant nul, E_p^0 - champ sur la pointe extrapolé à courant nul.

La relation (1.2) est déduite en l'hypothèse d'une mobilité constante des porteurs de charge [10].

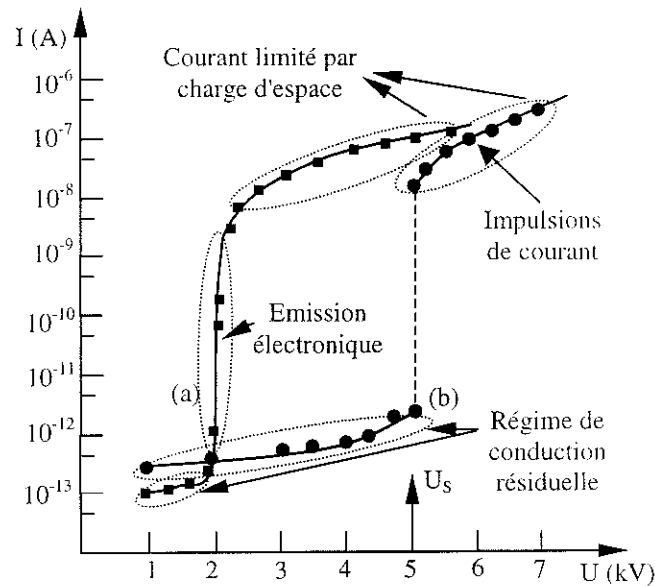


Figure 1.5. Caractéristique courant - tension pour une pointe cathode de: a) $r_0 < 0,5 \mu\text{m}$ et b) $r_0 = 2 \mu\text{m}$ dans le cyclohexane très purifié. $T = 20^\circ\text{C}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$ [40].

1.6.1.2. Pointes de rayon $r_0 > 0,5 \mu\text{m}$

En utilisant une pointe de rayon $r_0 = 2 \mu\text{m}$ les auteurs [40] observent que le courant est très faible dans un large domaine de tensions (de 1 jusqu'à 5 kV, figure 1.5.b.) et multiplié par un facteur 10^3 à 10^4 quand la tension atteint une valeur seuil notée U_s . Contrairement au cas précédent ($r_0 < 0,5 \mu\text{m}$) la transition est très brusque, comme nous voyons dans la figure 1.5.b. Le champ sur la pointe correspondant à cette instabilité vaut environ 6,8 MV/cm (presque trois fois moins fort que le champ nécessaire pour l'émission de champ dans le cyclohexane). Il est alors détecté un régime régulier d'impulsions similaire au régime de Trichel bien connu dans les gaz.

1.6.1.3. Impulsions de courant et de lumière

Au delà de la tension seuil (figure 1.5.b.) le courant moyen est également limité par charge d'espace. Une analyse temporelle de ce courant montre qu'il est formé d'une série de signaux rapides, comme nous voyons dans la figure 1.6.

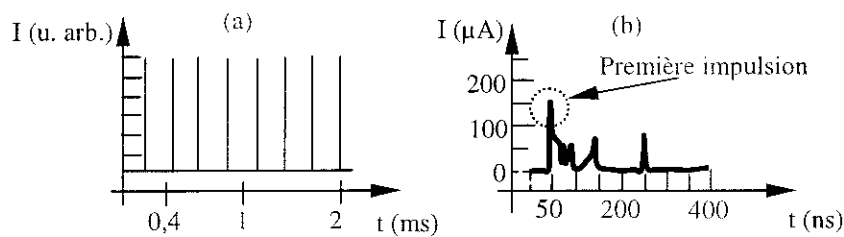


Figure 1.6. a) Variation temporelle du courant à $U = -5,4$ kV (u. arb. - unités arbitraires);
b) Structure d'une impulsion de courant [40].

Chaque signal de courant a les caractéristiques suivantes (figure 1.6.b):

- elle est formée d'une première impulsion dont l'amplitude varie entre 150 et 250 μA ,
- la durée de l'impulsion est inférieure à 10 ns,
- la première impulsion est suivi d'autres d'amplitude plus faible (durée totale inférieure de 1 μs),
- le nombre et la durée des impulsions qui suivent la première dépendent de la tension et de la pression.

A chacune des impulsions de courant correspondent:

- une impulsion de lumière,
- la formation d'une bulle sur la pointe suivie de son détachement et de sa disparition dans le liquide. Les causes de l'apparition de cette bulle seront expliquées dans le paragraphe suivant.

1.6.1.4. Avalanche électronique en phase liquide

A l'aide d'un système de mesure optique très sensible (faisceau laser focalisé à l'extrémité de la pointe) Kattan et al. [19], pour des rayons compris entre 0,5 et 3 μm , démontrent que la bulle apparaît et se développe après la première impulsion; ainsi, la bulle est une conséquence de cette impulsion.

Quant à la nature de cette première impulsion, comme elle est indépendante de la pression, Haidara [42] montre qu'il s'agit d'une avalanche électronique en phase liquide, la taille de l'avalanche dépendant du rayon de la pointe (plus le rayon de la pointe augmente, plus la taille de l'avalanche est importante).

De même, Kattan et al. [19] ont montré que l'avalanche électronique en phase liquide a lieu dans un volume comparable avec le rayon de courbure (0,5; 3) μm .

Au moment de l'avalanche une grande densité d'énergie est déposée dans un volume restreint. Le liquide est amené dans un état critique surchauffé et une bulle se crée.

1.6.1.5. Transition bulle - streamer

En faisant l'analyse d'un signal de courant (figure 1.6.b) Kattan [8] met en évidence la transition vers un streamer négatif. Elle s'effectue de la manière suivante.

Aux faibles pressions (0,1 MPa [20]) et aux rayons de la pointe larges ($r_0 > 3 \mu\text{m}$ [1]), par visualisation on détecte plusieurs bulles qui se forment les unes devant les autres comme nous voyons dans la figure 1.7.

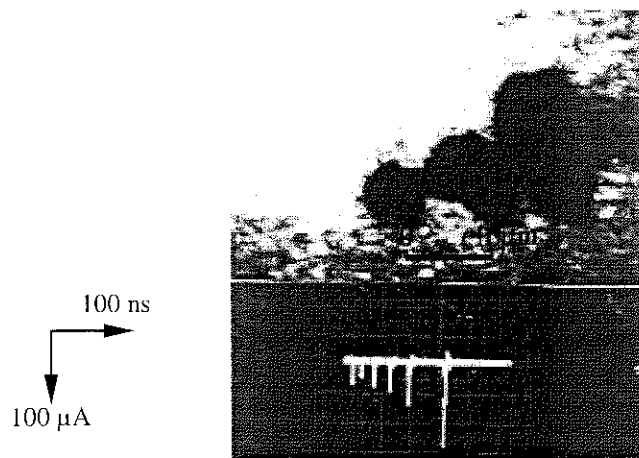


Figure 1.7. Série de bulles à la pointe (ou streamer négatif type buisson) et les impulsions correspondantes. Cyclohexane, $U = -5 \text{ kV}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$ [19].

Dans ces conditions, un streamer subsonique ($v \approx 100 \text{ m/s}$) est apparu dû à la génération de bulles successives.

Ainsi, nous pouvons schématiser les événements de la manière suivante:

- tout d'abord une avalanche électronique se produit (première impulsion de courant). Ce phénomène a lieu dans une phase liquide [3],
- suite au dépôt très localisé d'énergie dans le liquide, une phase gazeuse est créée (voir 1.6.1.6),
- si la pression est faible, dans la cavité gazeuse formée se produisent des décharges électriques. Chaque décharge correspond à une impulsion de courant qui suit la première [20] (figure 1.6.b),

- pour chaque décharge produite dans la cavité gazeuse une bulle apparaît devant la précédente. Cette bulle, liée aux autres, forme un streamer négatif,
- si la pression est assez élevée (quelques MPa [19]) seulement la première impulsion reste. Il est montré ainsi que le phénomène d'avalanche a bien lieu dans une phase liquide, tandis que les décharges électriques se produisent dans une phase gazeuse [21].

1.6.1.6 Modèle thermodynamique

Un modèle thermodynamique pour simuler les événements qui suivent l'avalanche dans le liquide a été développé par Aitken et al. [43]. En se basant sur les expériences de Kattan et al. [19], les auteurs [43] déduisent que l'apparition des bulles est liée à la formation d'un plasma froid et à l'émission d'une onde de choc.

Suite à l'avalanche électronique dans le liquide, l'énergie injectée crée, au voisinage de la pointe, une zone sphérique où a lieu une séparation des charges (ions positifs et électrons). Cette zone est un plasma froid hors - équilibre dont le temps de formation est d'environ 10^{-12} s (le temps nécessaire pour le liquide d'absorber l'énergie déposée). La taille de cette zone est de l'ordre du rayon de courbure. Au moment de l'injection, l'énergie déposée se sépare en deux composantes:

- thermique, qui représente 85% de l'énergie totale et qui est en partie absorbée par le liquide sous forme d'énergie interne, tandis que le reste est stocké sous forme de chaleur latente de vaporisation,
- mécanique, qui représente 15% de l'énergie totale et qui sert à la création d'une onde de choc.

Le déroulement des événements peut être schématisé de la manière suivante:

- I. Avalanche électronique en phase liquide,
- II. a) Création d'un plasma froid hors - équilibre,
b) Séparation de l'énergie en deux composantes: thermique et mécanique,
c) Augmentation brusque de la température et de la pression au moment du dépôt,
- III. Suite au gradient de pression, une onde de choc est créée et se déplace vers le liquide en le compressant,
- IV. Suite à l'entraînement du liquide par le front d'onde, la pression à l'intérieur du plasma diminue,

- V. Quand la pression diminue en dessous d'une valeur critique, une bulle se forme (cavitation),
- VI. A cause de la température élevée le liquide se vaporise et la bulle se développe (expansion de la vapeur),
- VII. La bulle atteint sa taille maximum quand la pression de vapeur interne diminue au dessous de la pression hydrostatique du liquide,
- VIII. La bulle implose.

L'intérêt du modèle de Aitken et al. [43] consiste dans le fait qu'il prévoit la formation des bulles même si la pression du liquide dépasse la valeur critique (4 MPa pour le cyclohexane). Le modèle de Kattan et al. [19] supposait qu'il n'y avait pas de changement de phase (donc l'apparition d'une bulle) si $p > p_c$.

1.6.2. Modèles de Watson: influence des forces électriques [44,45]

Watson et al. [44] assimilent le streamer à une colonne de gaz ionisé qui est tirée dans le liquide par la force électrostatique. Dans une première étape une cavité de vapeur, équipotentielle avec la cathode, se forme. Une expansion de la cavité se produit sous l'action de la force électrostatique. Le streamer filamentaire apparaît à cause d'une instabilité électrohydrodynamique (EHD) de la paroi de la cavité. L'instabilité EHD s'explique par la présence des charges mobiles autour d'une interface qui se déplace sous l'action du champ. Cette action ne se manifeste pas uniformément sur toute la surface de l'interface et la moindre perturbation au niveau du champ entraîne l'apparition d'une force résultante dont l'amplitude augmente, théoriquement, sans limites. C'est dans la direction de cette force que le filament se développe.

Les auteurs [44] modélisent le processus de propagation en prenant la viscosité comme principal facteur déterminant. Ainsi, l'expression de la vitesse de propagation d'un streamer négatif est:

$$v = \left[\sqrt{\pi} \cdot \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot U^2}{4 \cdot \rho \cdot (\gamma \cdot d \cdot r_f \cdot l_f)^{1/2}} \right]^{2/3} \quad (1.3)$$

où ε et ε_0 - permittivité du liquide et du vide, ρ - densité du liquide, r_f - rayon du filament, l_f - longueur du filament, γ - viscosité cinématique.

Un accord expérimental correct a été obtenu dans certaines situations (liquides très visqueux) [45].

1.6.3. Discussion

Pour expliquer la propagation des streamers lents subsoniques, deux mécanismes peuvent être retenus:

- la vaporisation du liquide sous l'effet des décharges internes et l'expansion du gaz peut à lui seul expliquer le développement du streamer (1.6.1.5 et 1.6.1.6),
- les forces électriques (pression électrostatique) pourraient également intervenir dans le développement du streamer (1.6.2). Cependant, jusqu'à présent, les expériences et les modèles réalisés sur des bulles uniques n'ont jamais pu mettre en évidence l'intervention des forces électriques sur leur dynamique. De même, les modèles électrostatiques seuls ne peuvent pas expliquer la création de la phase gazeuse.

1.7. Etude des streamers en polarité positive

1.7.1. Résultats sous tension continue

1.7.1.1. Problème de l'injection de charge

Contrairement à la polarité négative, la génération des streamers positifs n'est pas encore clairement expliquée.

Dans le cyclohexane très purifié Denat et al. [40] observent:

- avec des pointes très fines ($r_0 < 0,5 \mu\text{m}$), une croissance rapide du courant de conduction a lieu pour des tensions comprises entre 1,3 et 3 kV, figure 1.8.a. Le régime d'ionisation de champ suivant le modèle de Halpern et Gomer [46] est mis en évidence en obtenant une droite dans le graphique $\ln(\sqrt{I}) = f(U^{-1})$. Le champ sur la pointe dans ces conditions vaut 15 MV/cm. Pour des tensions plus grandes que 3 kV, le courant est limité par charge d'espace et suit l'expression donnée par la relation 1.2. (paragraphe 1.6.1.1.),
- avec des pointes de rayon $r_0 > 1 \mu\text{m}$ les phénomènes sont erratiques et ils dépendent de la nature de la pointe (tungstène ou acier, figure 1.8.b et 1.8.c.). Un courant de conduction assez élevé et fluctuant circule, dont l'origine n'a pas pu être déterminée (figure 1.8.b et 1.8.c.). Il n'y a pas de transition brusque à une tension seuil (U_s) comme en négatif. Dans

certaines conditions (champ sur la pointe > 5 MV/cm) ils détectent quelques impulsions erratiques corrélées à l'apparition d'une bulle ou d'un streamer.

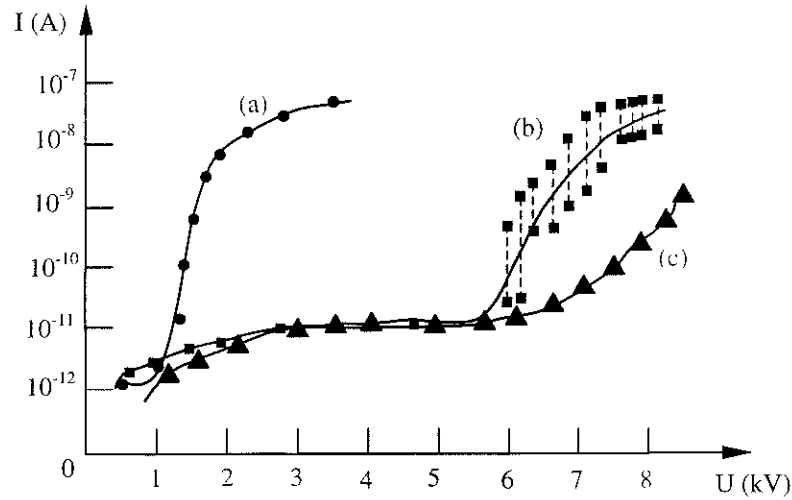


Figure 1.8. Caractéristique courant - tension pour une pointe en tungstène de a) $r_0 = 0,5 \mu m$ et b) $r_0 = 2 \mu m$ et pour une pointe en acier c) de $r_0 = 2 \mu m$ [40].

1.7.1.2. Signaux de courant. Influence de la pression

A la pression atmosphérique les courants associés à la génération d'une bulle ou d'un streamer lent (figure 1.9.a.) sont très différents de ceux obtenus en polarité négative, figure 1.6.a. Une 'bosse' de courant initiale (de durée 30 - 50 ns et d'amplitude $\sim 20 \mu A$ [3]) correspond à l'apparition d'une bulle. Les impulsions qui suivent coïncident avec le développement d'un streamer subsonique comme en polarité négative. En augmentant la pression, figure 1.9.b., seulement la première 'bosse' de courant reste, les impulsions disparaissant.

En raison du caractère erratique de ces phénomènes, une étude systématique n'a pas pu être faite comme en polarité négative. Le courant de conduction qui circule empêche de calculer avec certitude le champ de génération à la pointe.

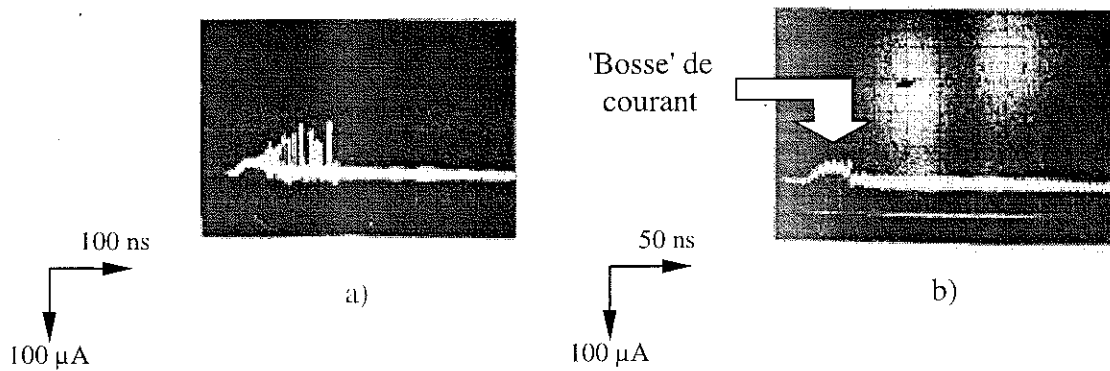


Figure 1.9. Signaux de courant à: a) 0,5 MPa (streamer subsonique) et b) 4,6 MPa (bulle) pour $U = +8$ kV. Cyclohexane, $r_0 = 3 \mu\text{m}$ [3].

1.7.2. Résultats sous créneau de tension

Une étude détaillée en polarité positive et en configuration pointe - plan avec des pointes fines (quelques μm) a été menée par Gournay et Lesaint [6,7,18,47]. Sous impulsion de tension, les phénomènes sont plus reproductibles et peuvent être étudiés de manière systématique. Le champ sur la pointe n'est plus modifié par le passage d'un courant continu. Nous présentons les résultats qui concernent:

- l'influence du rayon de courbure sur le seuil d'apparition des streamers lents et filamenteux,
- les courants transitoires qui accompagnent les streamers positifs lents et les impulsions de lumière corrélées,
- l'influence de la pression sur les streamers positifs.

1.7.2.1. Influence du rayon de courbure

Dans le cyclohexane et pentane, jusqu'à un rayon critique de pointe noté r_c qui dépend du liquide, la tension seuil de génération U_g des streamers augmente avec le rayon de la pointe. Dans la figure 1.10. cette dépendance est montrée pour cyclohexane. Ainsi, la courbe avec les points noirs représente le seuil U_g au delà duquel nous générons un streamer. En fonction de la tension appliquée nous distinguons:

- pour $r < r_c$ - si $U \in (4, 14) \text{ kV}$ seulement des streamers lents (de type buisson) apparaissent;
- si $U > 15 \text{ kV}$ nous générons seulement des streamers filamenteux rapides;

- pour $r > r_c$ les tensions d'apparition sont supérieures au seuil de propagation $U_p = 15$ kV et nous observons uniquement des streamers filamenteux rapides.

La variation du seuil d'apparition des streamers (U_g) avec le rayon de la pointe (de 4 à 14 kV pour r_0 entre 1 et 6 μm) montre que la génération des streamers lents dépend de la distribution du champ déterminée par la pointe.

Par contre, la tension à partir de laquelle les streamers filamenteux commencent à se propager (notée U_p - tension de propagation) est constante jusqu'au rayon critique. Une explication consiste dans le fait que les filaments sont assez bons conducteurs et peuvent être assimilés à une extension conductrice de la pointe. Dans ces conditions la valeur du champ à leur extrémité, qui détermine la propagation, dépend de la tension appliquée et de la forme et la charge des filaments et est indépendante du rayon de la pointe r_0 .

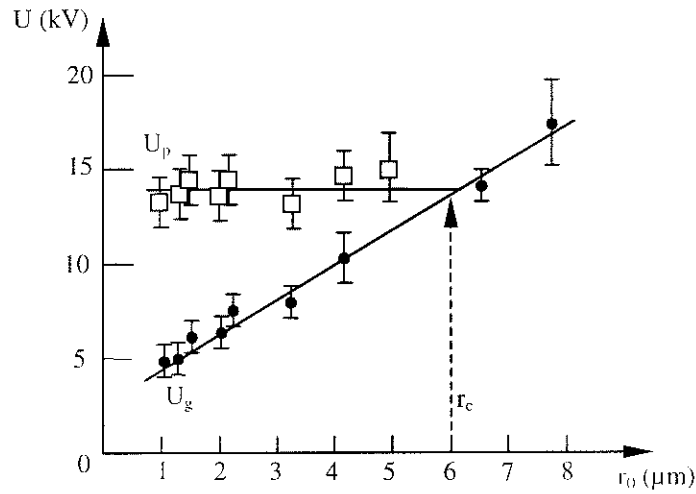


Figure 1.10. Variation de U_g et U_p en fonction du rayon de courbure.

Cyclohexane, $d = 2,5$ mm, $p = 0,1$ MPa [7].

1.7.2.2. Courants transitoires et impulsions de lumière associés aux streamers

La mesure des courants de streamer sous impulsion de tension a été rendu possible par le développement d'un système de mesure différentiel décrit dans le chapitre suivant.

La génération des streamers est accompagnée par l'apparition d'un courant composé de deux phases, comme nous le voyons dans la figure 1.11.

- phase A, formée d'une composante continue d'amplitude de quelques dizaines de μA et de durée d'environ 100 ns,

- phase B, formée d'une série d'impulsions dont l'amplitude augmente et la fréquence diminue [7].

Ces courants sont identiques à ceux mesurés sous tension continue (figure 1.9).

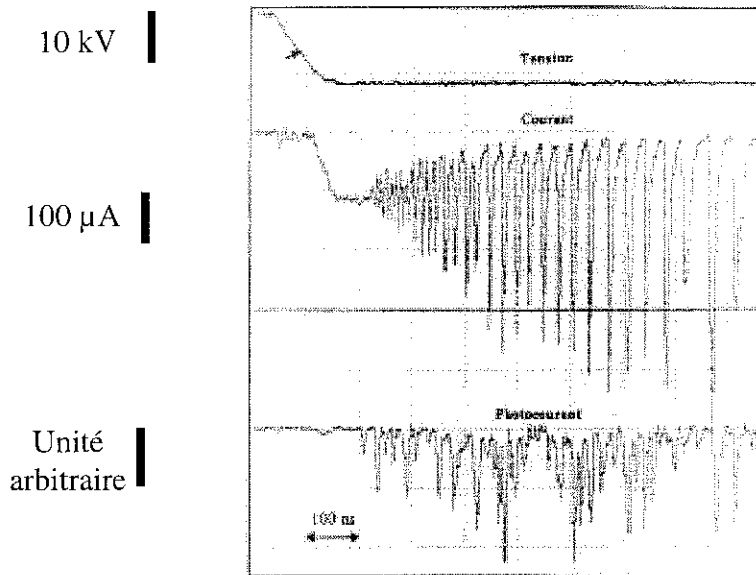


Figure 1.11. Signaux de tension, courant transitoire et lumière associés à un streamer lent.

Cyclohexane, $r_0 = 1,2 \mu m$, $p = 0,1 MPa$, $U = 12 kV$, $d = 1,8 mm$ [7].

La phase A correspond à la génération d'une "région sombre" [7] (en fait une bulle gazeuse) à la pointe qui se développe tout au long de la phase B. Il n'y a pas une séparation claire entre les deux phases et ainsi la phase B commence avant que la phase A soit terminée.

Pour $U > U_p$, les courants associés aux streamers filamenteux rapides sont nettement plus élevés (quelques mA) ce qui permet de les distinguer aisément des streamers lents.

1.7.2.3. Influence de la pression

Dans le cadre de la même étude, Gournay [7] observe qu'à une tension donnée (10 kV) en augmentant la pression (0,5 MPa) la durée de la phase B diminue et elle disparaît à 4 MPa comme sous tension continue. Sa décroissance correspond à l'apparition de streamers qui sont beaucoup moins développés par rapport à ceux formés à la pression atmosphérique.

La phase A est moins sensible à la pression que la phase B, mais sa durée commence à diminuer à partir de 3 MPa jusqu'à 7 MPa. Au delà de cette valeur aucun signal de courant n'est plus détecté.

Il observe qualitativement de même que plus la tension appliquée est élevée, plus la pression nécessaire pour faire disparaître la phase A augmente.

L'influence de la pression ne se manifeste pas seulement sur le courant, mais aussi sur la forme et la durée du streamer, ce qui a permis d'affirmer qu'à l'intérieur des filaments il y a du gaz ionisé [6]. Comme cette influence est retrouvée aussi dans d'autres liquides (huile de transformateur [25], n-hexane, toluène [48] et imprégnants aromatiques pour les capacités [49]) l'affirmation de la nature gazeuse des filaments peut être généralisée.

1.7.2.4. Conductivité des streamers, conditions d'arrêt de la propagation

Les propriétés électriques des streamers (charge, chute de tension interne) ont été étudiées jusqu'à présent pour les streamers filamenteux rapides (vitesse > 1 km/s). L'effet électro - optique de Kerr [50] dans le nitrobenzène a permis de montrer le streamer comme étant équipotentiel avec la pointe, d'où la conclusion qu'il est parfaitement conducteur [33]. Cela reste une bonne approximation pour des distances inter - électrodes faibles (quelques mm). En étudiant la propagation des streamers unifilamentaire guidés entre les parois d'un canal isolant, Saker et al. [36] montrent qu'il existe une chute de tension le long du streamer. Lesaint et al. [6] ont montré que cette chute de tension dépend (entre autres paramètres) de la pression: 7 kV/mm à la pression atmosphérique en augmentant vers 22 kV/mm à 2,5 MPa dans le cyclohexane.

Gournay et al. [47] ont proposé une explication pour l'arrêt de la propagation des streamers filamenteux en fonction de la pression:

- pour une pression faible, l'arrêt est dû à la chute de tension au long des filaments: en raison de cette chute de tension, le champ à la tête du streamer chute en dessous d'une valeur minimum permettant sa propagation,
- pour des pressions élevées (quelques MPa), l'arrêt des streamers est dû à l'implosion mécanique ('collapse') du canal gazeux qui provoque sa rupture en bulles multiples, avant l'arrêt dû à la chute de tension.

La chute de tension et l'influence de la pression pendant la phase de propagation du streamer montrent que le streamer:

- n'est pas parfaitement mais plutôt relativement conducteur,

- est composé d'un gaz ionisé ce qui lui assure une certaine conductivité.

Ces propriétés électriques et mécaniques n'ont pas été déterminées dans le cas des streamers lents subsoniques.

1.7.3. Modèles de propagation

En polarité positive des modèles ont été développés, mais ils concernent seulement la propagation des streamers filamenteux et restent essentiellement qualitatifs.

Devins, Rzaï et Schwabe [33] proposent un mécanisme d'ionisation directe des molécules du liquide sous l'action du champ, en assimilant le streamer avec un cylindre conducteur.

Le modèle explique qualitativement l'influence des additifs à bas potentiel d'ionisation qui provoque l'augmentation de la vitesse des streamers positifs. Le modèle ne tient pas compte de la génération du cylindre conducteur (en fait du gaz ionisé) et ne prend pas en compte l'influence de la pression.

Félici [51] assimile le streamer à un canal cylindrique constitué de vapeur ionisée du liquide. Il établit un bilan énergétique en considérant comme phénomènes prépondérants le déplacement du filament et l'ionisation du liquide. Il conclut que dans le cas des streamers positifs, dont la vitesse est très élevée, l'avancement du streamer est dû à une ionisation directe du liquide.

Le modèle de Lewis [52] considère que, à l'échelle de temps correspondant aux phénomènes de claquage, le liquide présente les propriétés mécaniques d'un solide. Il se forme des surfaces de rupture (ou micro-cavités) sous l'effet du champ. La génération des micro-cavités est influencée par le terme εE^2 qui désigne la contrainte mécanique. La propagation a lieu par des fractures successives tout au long d'une fracture principale. Ce modèle n'est pas supporté par l'expérience car il existe de nombreuses preuves que même à l'échelle des nanosecondes les propriétés du liquide restent inchangées. De plus, la variation prévue en fonction de E n'est pas confirmée par les expériences.

Pour les streamers lents aucun modèle n'a été développé. Pourtant, comme les streamers positifs lents ne sont pas très différents des négatifs lents, nous pouvons considérer que les modèles de Watson [44,45] pourraient également s'appliquer.

1.8. Conclusions

En ce qui concerne les mécanismes de génération des streamers, les résultats présentés dans ce chapitre montrent que la situation est claire en polarité négative. L'existence d'une avalanche électronique en phase liquide permet d'expliquer l'apparition d'une phase gazeuse sous champ élevé. En polarité positive la situation est moins claire. Les expériences réalisées sous impulsion de tension ont permis de déterminer des champs de seuil d'apparition. Par contre, quelques essais préliminaires indiquent que la génération des streamers, contrairement à la polarité négative, est influencée par la pression. Ceci suggère que les mécanismes sont sensiblement différents dans les deux polarités. Cet aspect sera donc étudié systématiquement dans ce travail (chapitre 3).

En ce qui concerne la propagation des streamers lents, nous avons vu que divers mécanismes peuvent intervenir (vaporisation du liquide, forces électriques) et qu'il n'existe pas aujourd'hui de modèle satisfaisant. Nous tenterons d'apporter des réponses à ces questions en effectuant une étude expérimentale systématique de la propagation (chapitre 4), en incluant des mesures électriques de charge rendues possibles par le développement d'une méthode de mesure différentielle sensible (chapitre 2).

Pour conclure, des calculs de champ seront réalisés par calcul numérique (chapitre 5), afin de déterminer les distributions du champ autour du streamer, et donc l'intensité des forces électriques exercées sur celui-ci.

CHAPITRE 2

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

2.1. Introduction.....	27
2.2. Configuration d'électrodes.....	27
2.3. Dispositifs expérimentaux	27
2.4. Mesures différentielles de courant et de charge.....	31
2.5. Systèmes optiques de visualisation et de détection.....	38
2.6. Liquide utilisé et purification.....	40

2.1. Introduction

Dans les essais expérimentaux nous avons mesuré le courant et la charge du streamer, effectué la visualisation par ombroscopie de la forme du streamer et mesuré plus précisément le moment d'apparition du streamer et sa dynamique par un montage optique avec un laser.

Le montage expérimental a été mis en partie au point au L.E.M.D. avant que cette étude ne débute et nous avons perfectionné certaines techniques décrites dans les paragraphes 2.4.1.2. et 2.4.2.

2.2. Configuration d'électrodes

La configuration utilisée dans le cadre de cette étude est la configuration pointe-plan. Le rayon de courbure r_0 de la pointe est de quelques micromètres, tandis que le plan a un diamètre de 25 mm, figure 2.1. Nous couvrons le plan avec une plaque de polyéthylène, d'épaisseur 0,5 mm, dont le rôle sera expliqué dans le paragraphe 2.3.1. Cette configuration produit des champs fortement divergents comme il a été décrit dans le paragraphe 1.3.

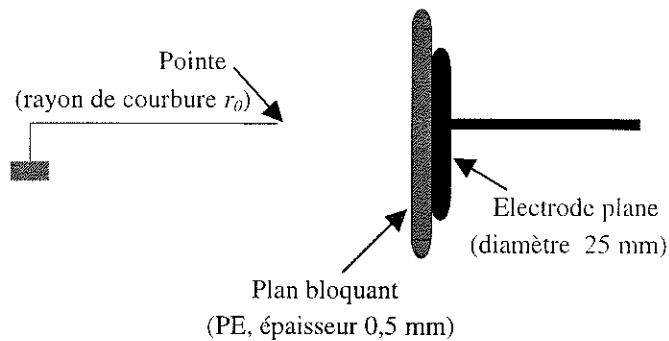


Figure 2.1. Configuration d'électrodes pointe-plan.

2.3. Dispositifs expérimentaux

2.3.1. Cellule de mesure

Une section de cette cellule est présentée dans la figure 2.2.

L'étude de l'influence de la pression nécessite l'utilisation d'une cellule en acier. A l'aide d'un piston, nous faisons varier la pression à l'intérieur de la cellule entre 0,1 et 10 MPa. La cellule est équipée avec deux hublots.

A l'intérieur de la cellule se trouvent:

- une électrode plane en forme de disque aux bords arrondis de diamètre 25 mm. Le plan en acier est couvert d'une plaque de polyéthylène ($\epsilon_r = 2,3$) d'épaisseur 0,5 mm. Le rôle de cette plaque (nommée aussi 'plan bloquant') est d'empêcher le claquage quand un streamer a parcouru toute la distance inter - électrodes. Nous avons choisi un matériau dont la permittivité est proche de celle du liquide pour que la distribution du champ ne soit pas modifiée par la présence de la plaque,
- une électrode pointe constituée d'un fil de tungstène de diamètre 50 μm (voir paragraphe 2.4.1.2.),
- une électrode métallique, nommée aussi 'de référence', dont le rayon de courbure est d'environ 0,5 mm (voir paragraphe 2.4.1.1.). Ce rayon fait d'elle une électrode non injectrice pour les tensions appliquées.

Dans notre étude, la distance inter - électrodes d représente la distance entre l'extrémité de la pointe et le plan métallique.

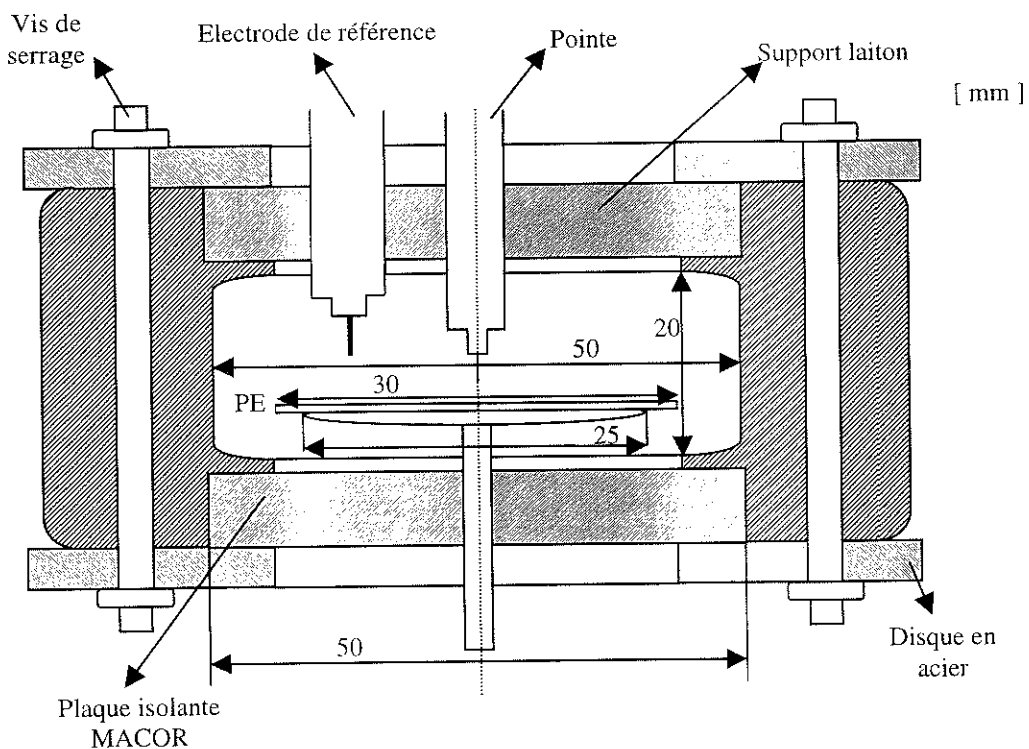


Figure 2.2. Section de la cellule de mesure.

2.3.2. Générateurs haute tension

Au cours des essais nous avons utilisé trois générateurs construits avec des tubes électroniques:

- deux qui fournissent à la sortie une tension négative limitée à -20 kV et -50 kV;
- un qui fournit une tension positive limitée à $+50$ kV.

2.3.2.1. Impulsions négatives

- le premier générateur constitué d'un tube EIMAC 4PR60, est caractérisé par une tension maximum de -20 kV et un temps de montée de 20 ns.
- le deuxième générateur fonctionne avec un tube EIMAC 4PC250C. Il fournit une tension maximum de -50 kV ayant une pente de montée constante. La pente peut être changée en appliquant différentes tensions sur la grille.

Le schéma d'un générateur d'impulsions négatives à tube est présenté dans la figure 2.3.

La durée de l'impulsion, quelques μ s, est déterminée par la durée de l'impulsion de commande du tube. A la fin de cet intervalle la tension revient à zéro dans un temps plus long qui dépend de la résistance R_1 et de toutes les capacités parasites du système.

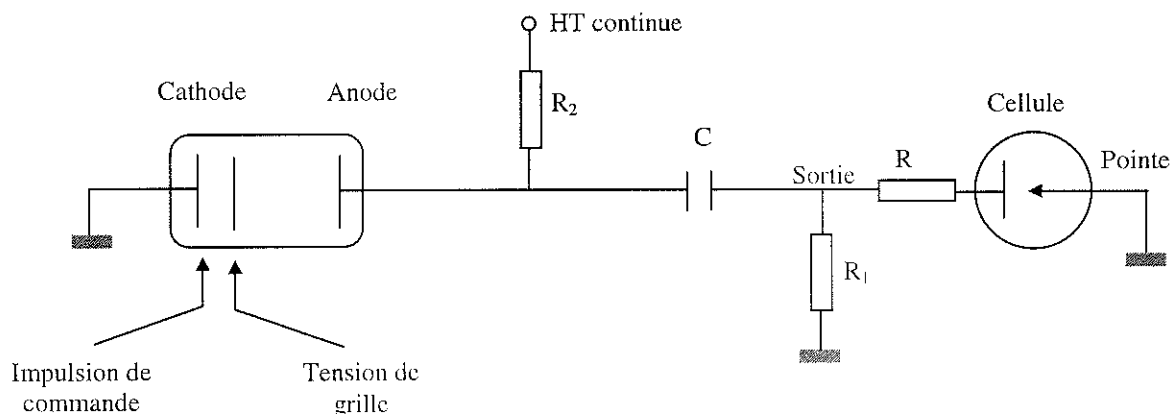


Figure 2.3. Générateur d'impulsions négatives à tube.

2.3.2.2. Impulsions positives

Nous avons aussi utilisé un générateur d'impulsions positives. La valeur maximum de la tension à la sortie est de +50 kV ayant un temps de montée variable, en fonction de la valeur finale de la tension.

Le schéma de principe de ce générateur est présenté dans la figure 2.4.

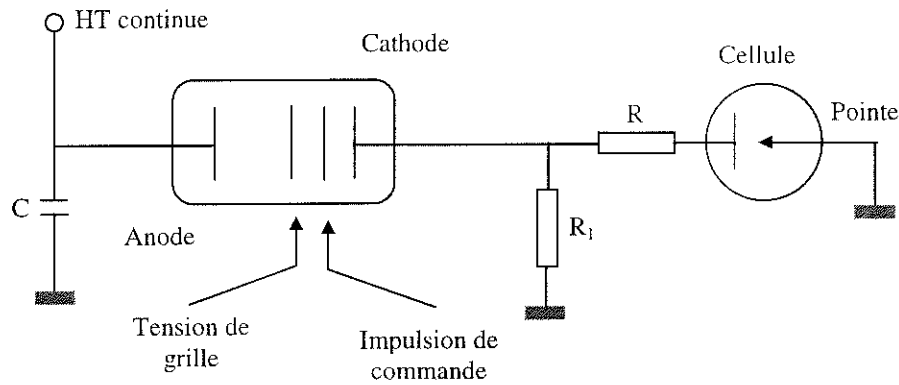


Figure 2.4. Générateur d'impulsions positives à tube.

2.3.2.3. Générateurs à éclateurs

Pour avoir des temps de montée t_m très rapides (environ 20 ns) nous avons utilisé un générateur à éclateurs, dont le schéma est présenté dans la figure 2.5.

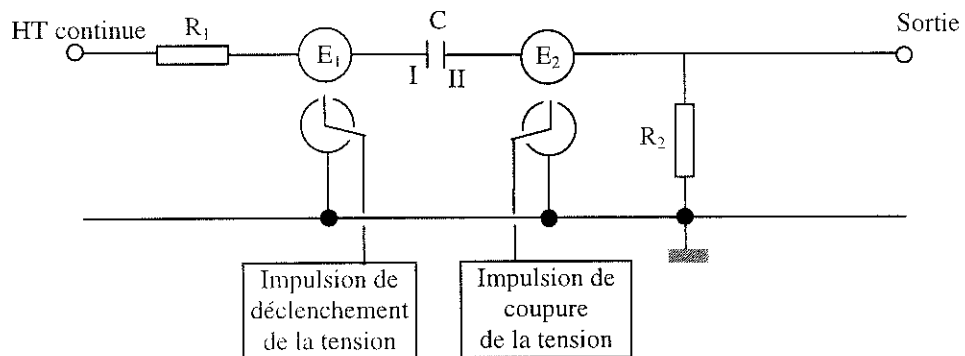


Figure 2.5. Générateur d'impulsions négatives et positives à éclateurs. E_1 et E_2 – éclateurs.

En appliquant une tension continue positive, $+U$, à l'entrée du générateur la plaque I du condensateur C se charge à $+U$. En déclenchant l'amorçage du premier éclateur on

Chapitre 2. Techniques expérimentales

connecte à la masse la borne I, dont le potentiel devient 0 V. Une tension - U apparaît pendant un certain temps, t_{imp} , à la sortie du générateur. A la fin de cette durée, t_{imp} , une deuxième impulsion est envoyée, celle de coupure. Le potentiel de la borne II revient à zéro et de même la sortie du générateur. Nous obtenons avec le même dispositif, des impulsions positives en appliquant à l'entrée un potentiel continu négatif. Pour que l'amorçage des éclateurs soit possible il faut régler la distance des éclateurs en fonction de la tension.

2.4. Mesures différentielles de courant et de charge

Le montage expérimental utilisé dans l'étude des streamers doit permettre, à la fois, l'observation des streamers et l'enregistrement des valeurs caractéristiques (courant, charge, lumière émise, vitesse, etc.).

2.4.1. Premier montage expérimental: mesure du courant

Le schéma du premier montage expérimental est présenté dans la figure 2.6.

Le montage est composé d'une cellule en acier, à l'intérieur de laquelle se trouvent

- l'électrode pointe blindée de rayon r_0 (1),
- l'électrode de référence de rayon $r \gg r_0$ (2).

L'électrode plane est connectée au générateur d'impulsions par l'intermédiaire d'une résistance, R . En modifiant sa valeur nous obtenons différents temps de montée de l'impulsion de tension. La tension appliquée effectivement sur le plan est mesurée à l'aide de la sonde haute tension (I) type Tektronix P6111B. La tension fournie par le générateur est mesurée à l'aide de la sonde haute tension (II) type Tektronix P6015.

Avec cette cellule nous pouvons faire varier la pression entre 0,1 et 10 MPa. Un manomètre indique la valeur de la pression à l'intérieur de la cellule.

La synchronisation des signaux de déclenchement et visualisation est faite à l'aide d'un logiciel PC MAPP. Nous commandons, à différents moments de temps et avec des retards réglables, l'application de la tension, l'allumage de la lampe, l'ouverture de l'intensificateur et l'enregistrement de l'image. L'image est visualisée sur l'écran d'un moniteur TV et imprimée à l'aide d'une vidéo imprimante Sony. Les dispositifs de visualisation utilisés seront présentés dans le paragraphe 2.5.

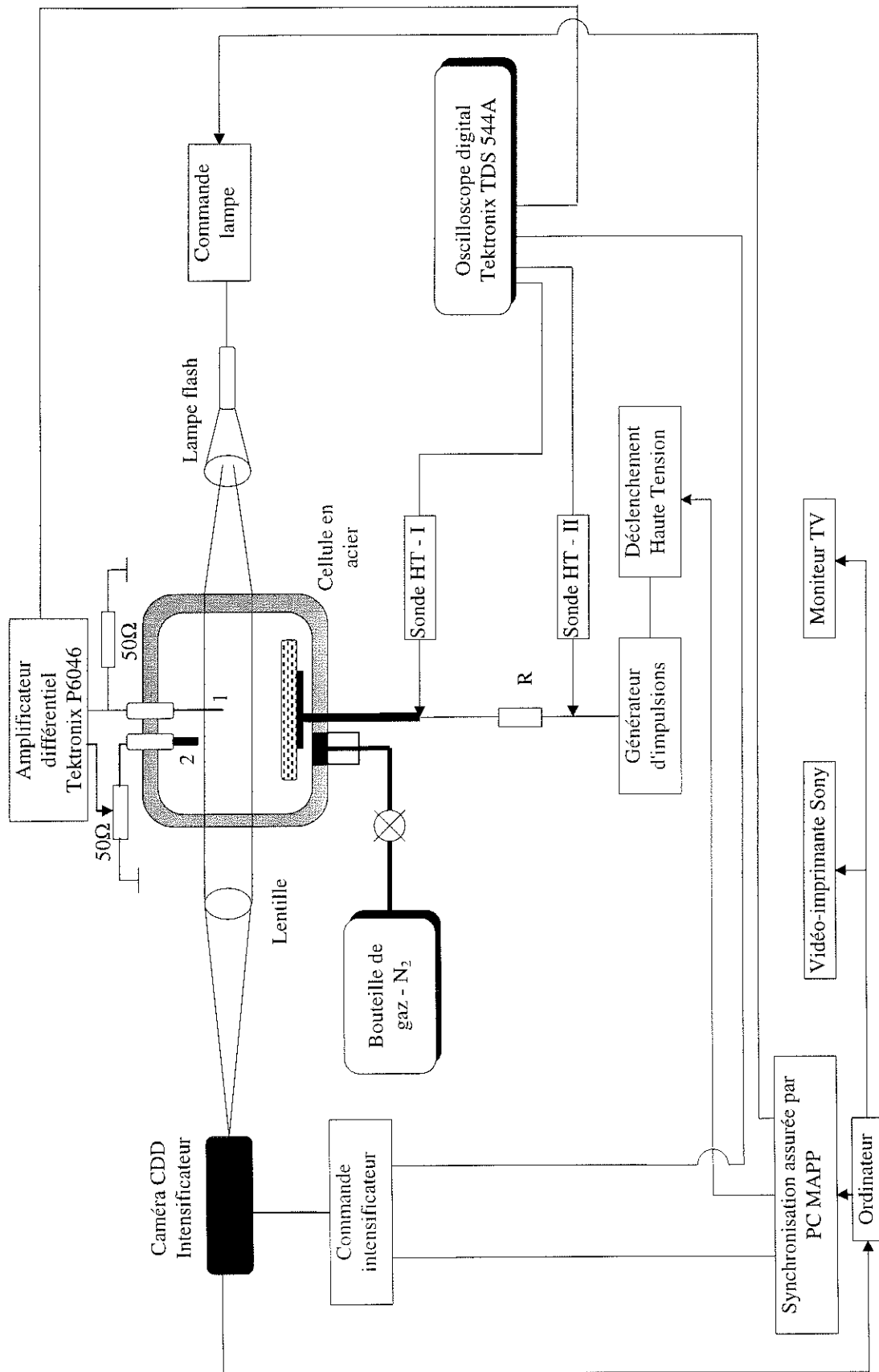


Figure 2.6. Premier montage expérimental pour l'étude des streamers sous impulsion de tension.

2.4.1.1. Principe de la mesure du courant

Lorsqu'un streamer se forme, la pointe est traversée d'un courant total qui représente la somme entre le courant de streamer, I_s et le courant de charge de la cellule I_c (figure 2.7).

Tout au long de la montée de l'impulsion de tension ce courant vaut $I_c = C_p \cdot \frac{dU}{dt}$ et nommé courant de charge. C_p représente la capacité de couplage entre la pointe et le plan. Il apparaît sous la forme d'un pic de courant d'amplitude de plusieurs dizaines de milliampères et qui masque complètement le courant de génération des streamers, de l'ordre de quelques dizaines de microampères. La mesure différentielle consiste à soustraire du courant total le courant de charge pour mesurer seulement le courant de streamer.

Cette mesure est effectuée en introduisant dans la cellule une deuxième électrode nommée électrode de référence. Elle consiste en un fil métallique de diamètre 1 mm ayant un très grand rayon de courbure ($r \approx 0,5$ mm) par rapport à la pointe. Cela fait d'elle une électrode non-injectrice pour les tensions appliquées dans le cadre de cette étude. Le courant qui circule par cette électrode représente un autre courant de charge, $I_{cr} = C_r \cdot \frac{dU}{dt}$ (C_r capacité de l'électrode de référence).

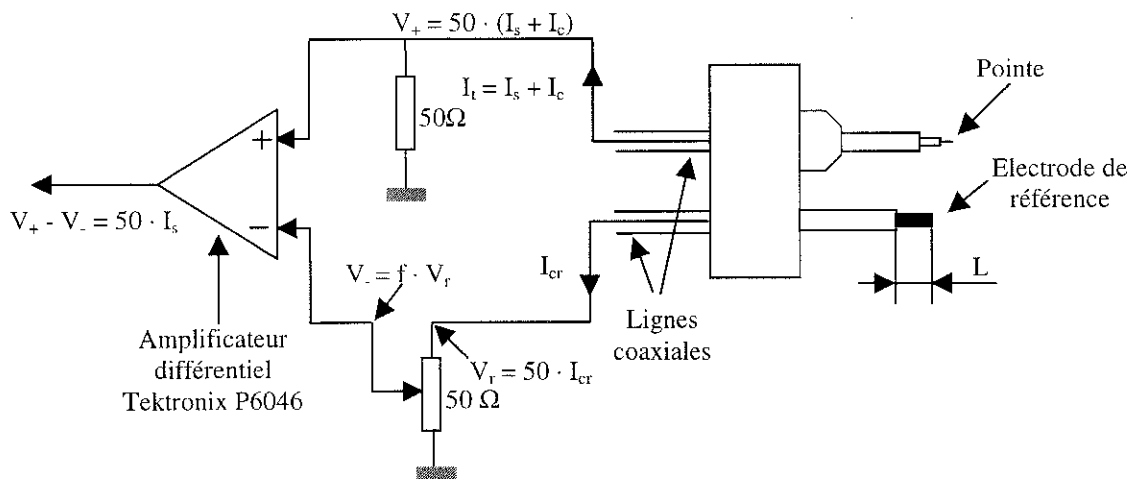


Figure 2.7. Principe de la mesure différentielle du courant.

Les courants I_s , I_c et I_{cr} vont vers la masse du système en faisant apparaître aux bornes des résistances de 50 Ω les potentiels:

$$V_+ = 50 \cdot (I_s + I_c) \quad (2.1)$$

et respectivement

$$V_r = 50 \cdot I_{cr} \quad (2.2)$$

Sur l'entrée négative de l'amplificateur différentiel nous collectons une fraction f ($f \leq 1$) de la tension V_r avec un potentiomètre réglable. Ainsi, l'expression du potentiel V_- est:

$$V_- = f \cdot V_r \quad (2.3)$$

Le réglage s'effectue aux faibles tensions, inférieures aux seuils de génération, à l'aide de la résistance variable pour obtenir:

$$f \cdot V_r = 50 \cdot I_c \quad (2.4)$$

et avoir à la sortie de l'amplificateur le signal différence proportionnel au courant de streamer:

$$V_+ - V_- = 50 \cdot I_s \quad (2.5)$$

Il faut noter qu'en réduisant le temps de montée de la tension les courants de charge deviennent de plus en plus importants (dû au terme $\frac{dU}{dt}$) et il est impossible d'équilibrer parfaitement le système. Il reste toujours un signal résiduel (noté SR dans la suite du texte) tout au début de l'oscillogramme du courant, mais qui permet l'enregistrement, dans de bonnes conditions, des courants de streamers.

L'enregistrement des signaux électriques par de l'oscilloscope nous oblige à connecter la pointe à la masse et la plan à la haute tension. La sensibilité maximum du dispositif est d'environ 10 μA , avec une bande passante de 100 MHz.

2.4.1.2. Réalisation des pointes blindées

A fin d'obtenir un équilibre correct, il est indispensable de réduire au maximum le courant de charge $I_c = C_p \cdot \frac{dU}{dt}$.

Le seul moyen de réduire I_c est de diminuer la capacité C_p . Nous avons réalisé pour cela des pointes blindées, figure 2.8.

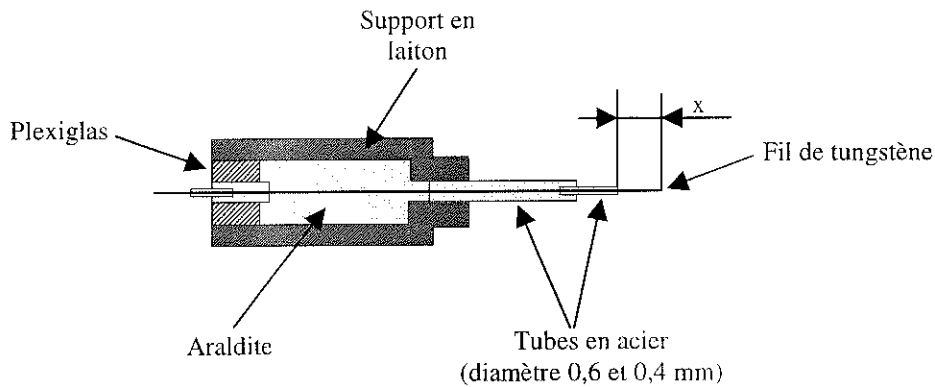


Figure 2.8. Section d'une pointe blindée.

Pour que les pointes blindées soient efficaces (diminution de C_p) il faut remplir deux conditions:

- le support en laiton et les tubes doivent être connectés à la masse. Ainsi, une grande partie du courant de charge est évacué par la masse et ne passe pas par le fil de tungstène,
- la longueur x du fil qui sort de l'aiguille de 0,4 mm, est réduite (environ 2 mm) d'où une faible capacité de couplage et un courant de charge diminué.

La valeur du courant de charge $I_c = C_p \cdot \frac{dU}{dt}$ permet d'estimer C_p , de l'ordre de $5 \cdot 10^{-14}$ F.

2.4.2. Deuxième montage expérimental: mesure de la charge

Dans ce nouveau montage que nous avons mis au point, les résistances de mesure sont remplacées par des capacités (figure 2.9).

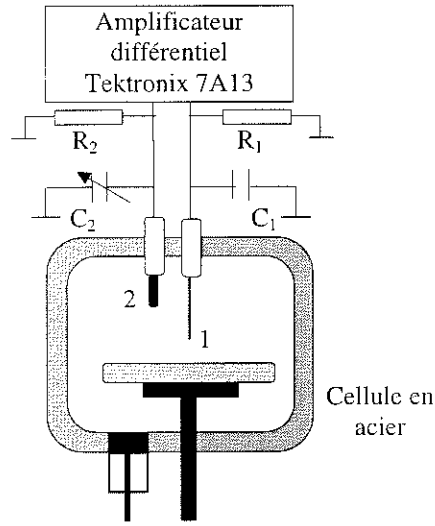


Figure 2.9. Deuxième montage expérimental.

Au moment de l'application de l'impulsion de tension et quand un streamer est généré, le courant qui passe par la pointe charge la capacité C_1 (figure 2.10). Le potentiel de la borne 1 devient

$$V_1 = \frac{Q_{streamer} + Q_{pointe}}{C_1} \quad (2.6)$$

où $Q_{streamer}$ est la charge correspondante à la formation du streamer, $Q_{pointe} = C_p \cdot U$ la charge de la pointe.

Le courant qui passe par l'électrode de référence charge la capacité C_2 dont le potentiel de la borne 2 devient

$$V_2 = \frac{Q_{ref}}{C_2} \quad (2.7)$$

où $Q_{ref} = C_r \cdot U$ est la charge de l'électrode de référence (C_r : capacité de l'électrode de référence).

L'équilibrage s'effectue à faible tension (ex. 2 kV) en faisant varier la capacité C_r . Quand l'amplitude du signal ($V_1 - V_2$), enregistré sur l'oscilloscope, est égale à zéro nous avons la relation

$$\frac{Q_{pointe}}{C_1} = \frac{Q_{ref}}{C_2} \quad (2.8)$$

qui reste valable quelle que soit la tension.

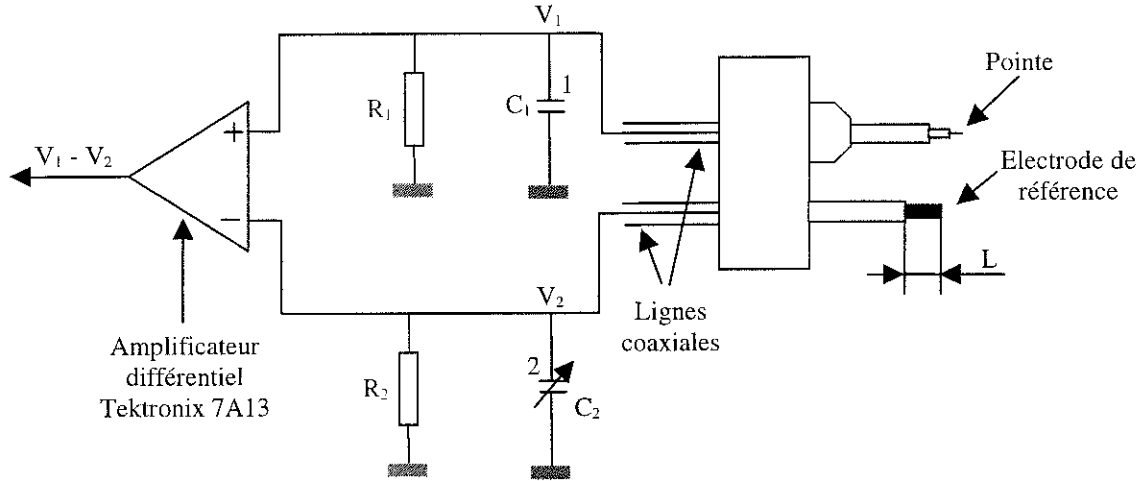


Figure 2.10. Principe de la mesure différentielle de la charge

($R_1 = R_2 = 30 \text{ M}\Omega$, $C_1 = 400 \text{ pF}$).

Ainsi, quand un streamer est généré nous retrouvons sur l'oscilloscope le signal $V_1 - V_2$ dont l'expression est

$$V_1 - V_2 = \frac{Q_{streamer}}{C_1} \quad (2.9)$$

et en sachant la valeur C_1 on détermine la charge du streamer.

Dans ces conditions, la résolution, limitée par le bruit de l'amplificateur (quelques mV) est d'environ 0,1 pC. Le rôle des résistances R_1 et R_2 est de stabiliser l'amplificateur qui a une impédance d'entrée infinie et d'obtenir une constante de temps longue ($R_1 \cdot C_1 = 12 \text{ ms}$).

Une photographie du dispositif de mesure est présente dans la figure 2.11.

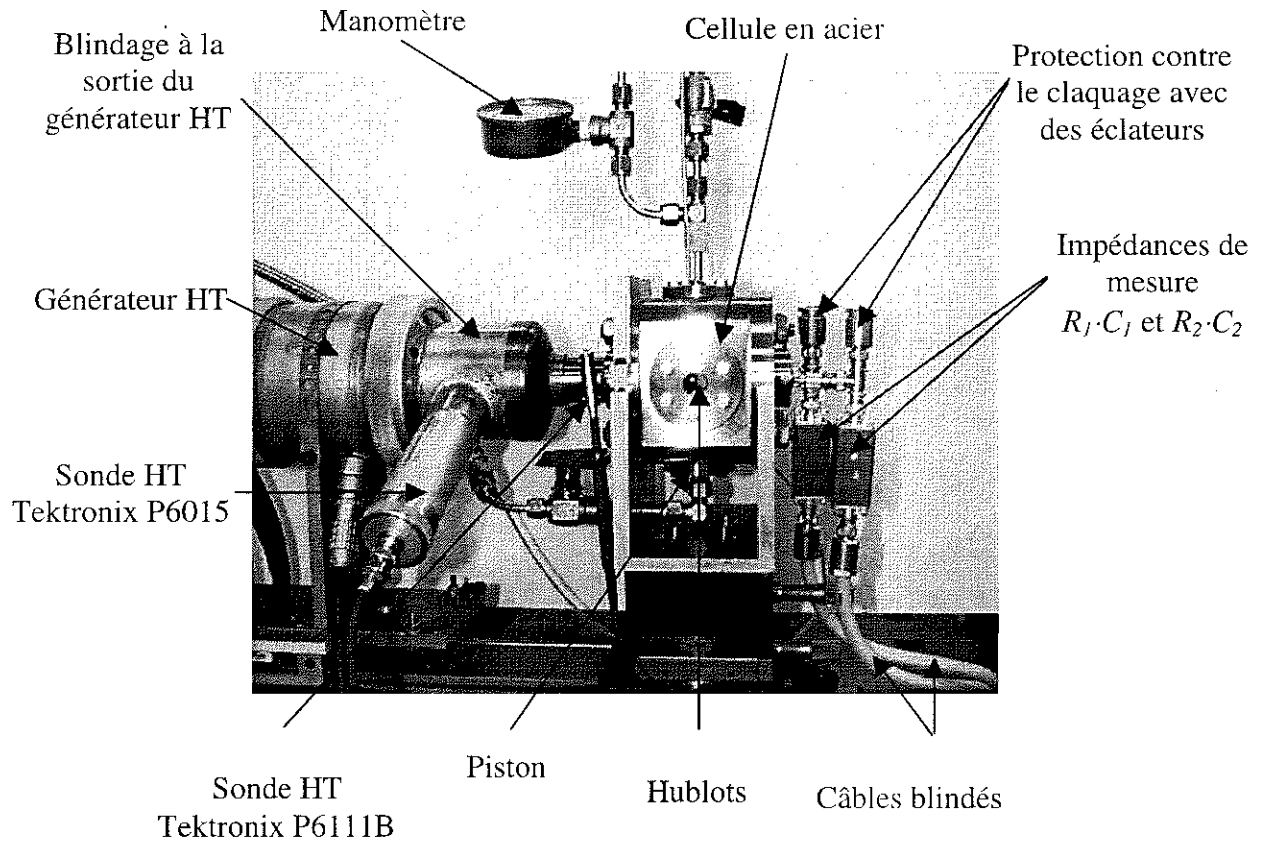


Figure 2.11. Photographie du dispositif de mesure.

2.5. Systèmes optiques de visualisation et de détection

Dans notre étude nous avons utilisé la méthode ombroscopique et le système laser, ce dernier pour détecter, dès les premiers instants de leur génération, les phénomènes qui apparaissent à la pointe.

2.5.1. Méthode ombroscopique

La méthode ombroscopique consiste à éclairer l'espace inter-électrodes à l'aide d'une lampe flash et à photographier l'ombre portée du streamer (voir figure 2.6).

La lentille (dont la distance focale est 50 mm) entre la cellule et l'intensificateur, forme l'image du streamer sur la photocathode de l'intensificateur.

Pour visualiser ces phénomènes très rapides nous utilisons un tube intensificateur d'image, Hamamatsu V30630U, couplé par l'intermédiaire d'une fibre optique à une caméra vidéo, RTC 56474, cette dernière étant connectée à une carte d'acquisition d'image, Synaps

PC MAPP (8 bits, résolution 512×288 pixels). L'image peut être traitée numériquement ou imprimée, à l'aide d'une imprimante vidéo Sony UPP890CE.

L'ouverture de l'intensificateur s'effectue par une impulsion de commande d'amplitude -200 V (voir figure 2.12).

Les différents signaux de déclenchement et synchronisation sont présentés dans la figure 2.12.

Pendant la phase de génération les streamers ont des dimensions réduites et la résolution du système doit être d'environ 1 μm .

2.5.2. Système laser

Dans le but de détecter de très petits streamers et de connaître leur évolution dans temps, nous avons mis au point le système laser dont le principe est présenté dans la figure 2.13.

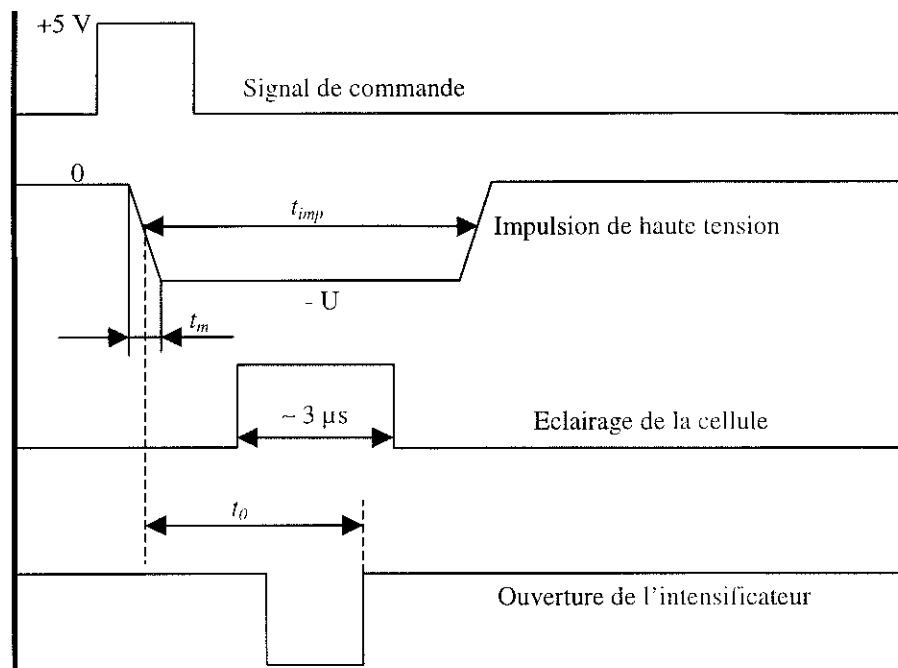


Figure 2.12. Signaux de déclenchement et synchronisation.

Le faisceau qui arrive sur la photodiode doit avoir l'amplitude maximum, d'où l'importance d'aligner, avec une grande précision, les différents composants (laser, lentille, fente du diaphragme, partie photosensible de la photodiode).

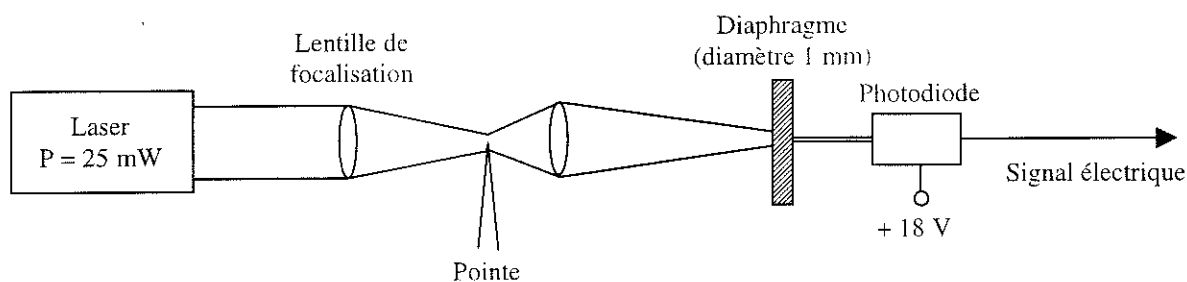


Figure 2.13. Principe du système laser.

Quand une bulle est générée à la pointe, à cause de son indice de réfraction différent de celui du liquide, elle diffuse la lumière et atténue l'intensité du faisceau. Cela est observé sur le signal électrique de la photodiode, par une réduction de son amplitude. En calibrant le système nous arrivons à avoir l'atténuation du signal électrique proportionnelle à la surface de la bulle. La durée de cette atténuation nous fournit aussi la durée de vie de la bulle. Nous mesurons, de même, avec beaucoup de précision, le moment d'apparition du streamer.

2.6. Liquide utilisé et purification

Nous avons utilisé du cyclohexane dans l'état purifié et non-purifié, ce dernier provenant du fournisseur. Quelques propriétés de ce liquide sont présentées dans le tableau 2.I.

L'opération de purification a été effectuée avec une installation réalisée au L.E.M.D. et dont le schéma simplifié est présenté dans l'annexe I. La purification consiste au passage du liquide dans des colonnes ayant des tamis moléculaires pour éliminer les molécules d'eau et d'oxygène. Avant ce passage le liquide est saturé en azote pour enlever l'oxygène. Nous utilisons aussi des filtres en Téflon® ayant un diamètre des pores de 0,2 µm pour éliminer les particules solides (poussière fine, particules microscopiques en suspension).

Liquide	Formule chimique	M (g/mol)	ρ (kg/m ³)	ϵ_r	T _{eb} (°C)	η (kg/m*s)
Cyclohexane	CH ₂ -(CH ₂) ₄ -CH ₂	84,16	778 (20 °C)	2,02 (20 °C)	80,7	1073*10 ⁻⁶ (15 °C)

Tableau 2.I. Propriétés du cyclohexane [7].

CHAPITRE 3

GENERATION DES STREAMERS NEGATIFS ET POSITIFS

3.1 Génération des streamers négatifs.....	43
3.2. Génération des streamers positifs.....	51
3.3 Conclusions.....	74

Dans ce chapitre nous présentons les résultats expérimentaux obtenus en polarité négative et positive pour la phase de génération. Nous nous intéressons aux conditions d'apparition des streamers: courant, moment d'apparition et tensions de génération.

Nous avons effectué des mesures en polarité négative sous impulsion de tension et nous les avons comparées avec celles de Denat et al. [3] qui ont bien décrit les événements observés sous tension continue négative.

En polarité négative les résultats obtenus utilisant des impulsions de tension sont comparables à ceux sous tension continue. Ensuite, nous avons effectué des mesures en polarité positive sous impulsion de tension car les événements dans ces conditions sont moins bien connus.

3.1. Génération des streamers négatifs

3.1.1. Impulsions de courant associées à la génération du streamer négatif

Sous tension continue (paragraphe 1.6.1.2) il a été montré que les streamers apparaissent dès qu'une valeur seuil du champ a été atteinte. En appliquant un créneau de tension, nous observons le même comportement: une fois le seuil franchi, l'apparition d'un streamer est accompagnée d'une série d'impulsions de courant (figure 3.1).

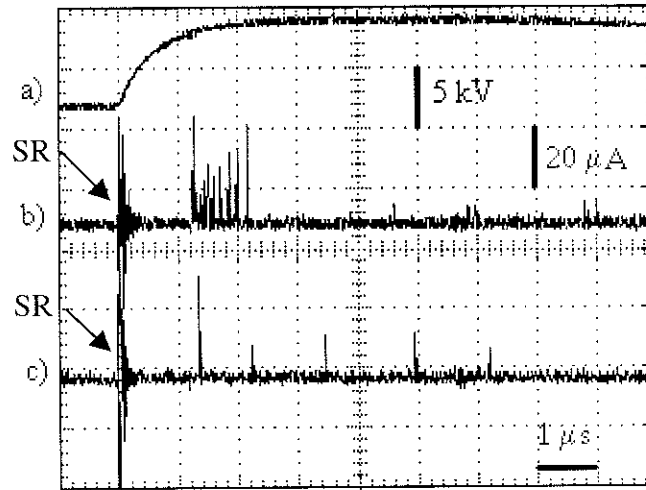


Figure 3.1. Tension appliquée sur le plan (a) et impulsions de courant qui accompagnent l'apparition d'un streamer négatif (b: 0,1 MPa et c: 5 MPa).

Cyclohexane purifié, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $U = 9 \text{ kV}$, $t_m = 1500 \text{ ns}$.

Le temps de montée de la tension pour les courbes de la figure 3.1. est assez grand, ($t_m = 1500$ ns). Nous avons utilisé ce temps parce que l'apparition du streamer a lieu après un temps de retard ce qui nous permet de bien distinguer la première impulsion de courant. Pour les temps t_m courts (environ 20 ns), le streamer apparaît vers le front de montée et le courant associé est caché par le signal résiduel de début. A la pression atmosphérique (figure 3.1.b.) nous distinguons une première impulsion suivie immédiatement par d'autres. Comme il a été déjà montré (paragraphe 1.6.1.4.) la première impulsion est due à une avalanche électronique en phase liquide. Les autres impulsions qui suivent sont dues aux décharges qui ont lieu dans la bulle gazeuse formée. A cause de ces décharges un streamer négatif se développe.

Le développement des streamers négatifs à différents instants et à la pression atmosphérique est montré dans la figure 3.2. La méthode ombroscopique utilisée ne permet d'obtenir qu'une seule image du développement au moment de l'ouverture de l'intensificateur. A différents moments nous effectuons l'acquisition de l'image de différents streamers. Nous observons qu'au début le streamer a une forme pratiquement sphérique, figure 3.2.a. Il présente des petites branches vers la fin de sa vie, figure 3.2.c, d'où le nom de streamer type 'buisson'. Le streamer disparaît dans un nuage de bulles une fois détaché de la pointe, figure 3.2.d.

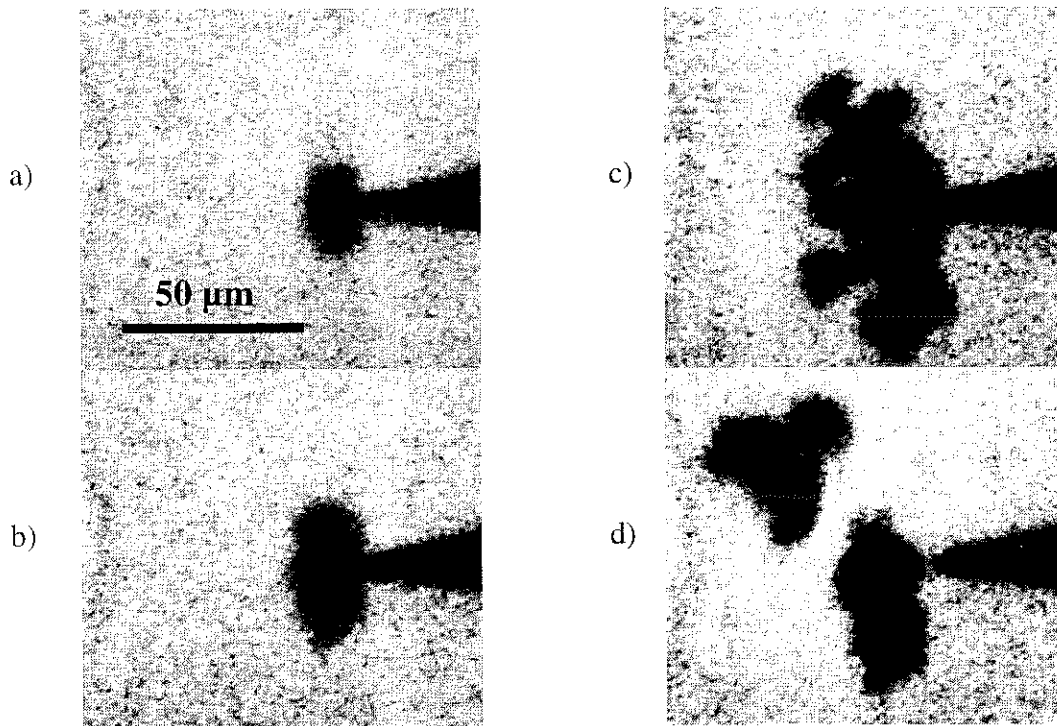


Figure 3.2. Développement des streamers négatifs à différents instants:

a) $t_0 = 494$ ns, b) $t_0 = 776$ ns, c) $t_0 = 1856$ ns, d) $t_0 = 2884$ ns.

Cyclohexane purifié, $r_0 = 1,5$ μ m, $d = 2,5$ mm, $p = 0,1$ MPa, $U = 9$ kV, $t_m = 20$ ns.

A haute pression (5 MPa – figure 3.1.c.) nous retrouvons la première impulsion ayant la même amplitude qu'à la pression atmosphérique. La bulle ainsi formée n'évolue pas en un streamer négatif. Chaque impulsion de courant correspond à la génération d'une bulle à la pointe dont la durée de vie est très courte (moins de 100 ns) [19].

Ce phénomène se reproduit à intervalles réguliers, environs toutes les microsecondes dans la figure 3.1, ce qui correspond à une fréquence d'apparition d'environ 1 MHz. Cette fréquence augmente rapidement si nous élevons la tension.

Cette fréquence est plus élevée que celle mesurée sous tension continue dans des conditions comparables (quelques centaines de kHz [3]). Ceci est probablement dû au fait que sous tension continue le régime d'impulsion est régulé par la charge d'espace, alors que dans nos conditions cette régulation n'est pas encore établie pour les premières impulsions.

3.1.2. Mesures de charge. Charge de la première impulsion

Suite à l'intégration des impulsions de courant à haute pression, le signal de charge présente une évolution en marche (plusieurs 'sauts'), comme nous le voyons dans la figure 3.3. L'enregistrement des courbes est effectué à 4 MPa où la charge de la première impulsion (q_f) se distingue clairement. Nous observons l'apparition tardive du streamer après un temps de retard t_r . La forme de l'enregistrement de charge est identique à celui mesuré sous tension continue [3]. Entre deux impulsions, nous détectons un courant faible ($\Delta q/\Delta t \approx 100$ nA entre la première et deuxième impulsion) qui correspond au transport vers le plan des charges injectées par les impulsions.

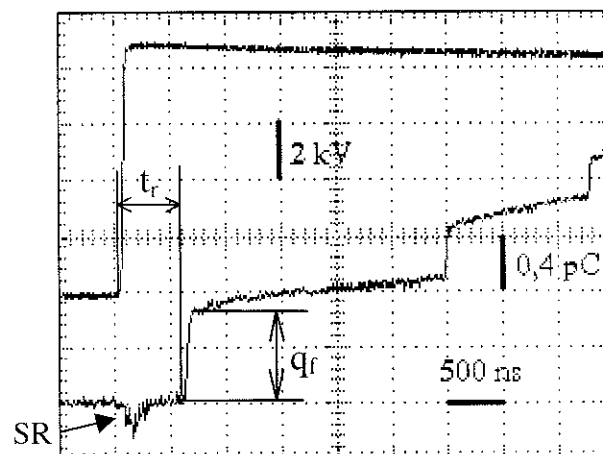


Figure 3.3. Signal de charge (en bas) et forme d'onde de la tension fournie par le générateur d'impulsions (en haut).

Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 4 \text{ MPa}$, $U = 9 \text{ kV}$, $t_m = 10 \text{ ns}$.

L'influence de la tension sur le temps de retard t_r est montrée dans la figure 3.4. Nous observons la réduction très rapide du temps t_r quand la tension augmente. Si à 8,7 kV le temps vaut environ 250 ns à 9,7 kV il se situe vers 10 ns. Dans ce dernier cas le streamer apparaît pendant le front de montée de la tension.

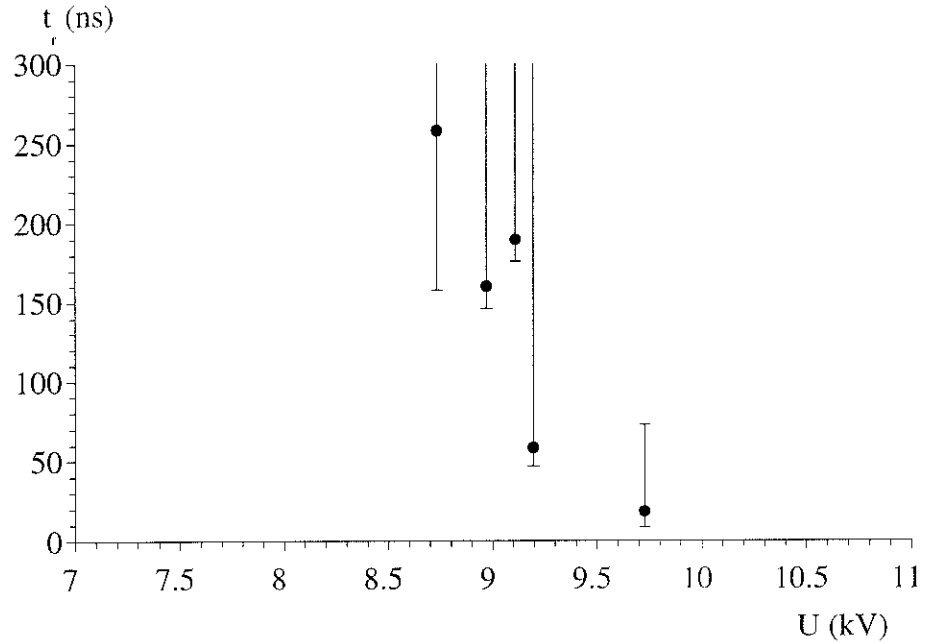


Figure 3.4. Variation du temps de retard en fonction de la tension appliquée.

Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 4 \text{ MPa}$, $t_m = 10 \text{ ns}$.

A faible pression (0,1 MPa) la première impulsion de courant est suivie immédiatement par d'autres (figures 3.1.a) ce qui rend impossible de distinguer et de mesurer sa charge (figure 3.5).

3.1.2.1. Influence de la tension

En fixant une pression assez grande pour pouvoir mesurer la charge de la première impulsion nous avons varié la tension pour tracer la courbe $q_f = f(U)$. Elle est présentée dans la figure 3.6. où nous observons que:

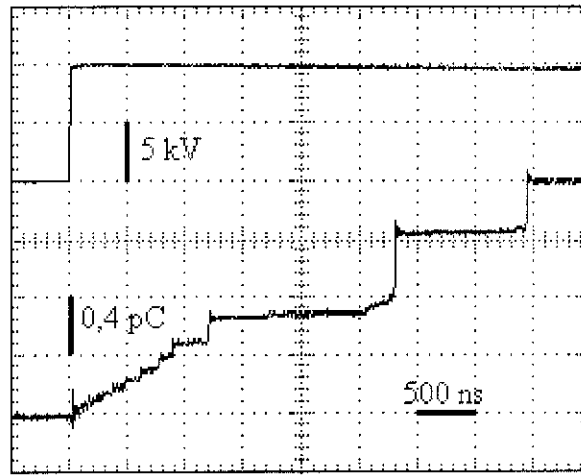


Figure 3.5. *Forme d'onde de la tension (en haut) et de la charge (en bas) pour un streamer à $p = 0,1$ MPa. Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $U = 10$ kV, $t_m = 10$ ns.*

- la charge de la première impulsion augmente avec la tension,
- l'intervalle de variation de la tension est restreint. Cela est dû au fait qu'en dessous de 8,5 kV on ne génère plus de streamers (le seuil d'apparition étant bien défini) tandis qu'au delà de 10 kV les streamers apparaissent pendant le temps de montée à une tension différente de la tension maximum.

La charge de la première impulsion représente la moyenne de 20 valeurs et les valeurs minimum et maximum définissent les barres d'erreur inférieure et supérieure.

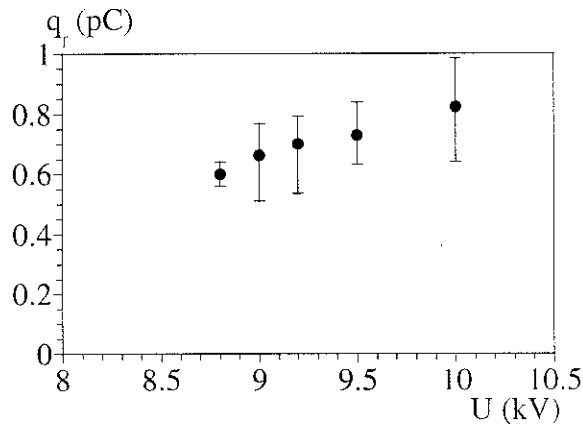


Figure 3.6. *Variation de la charge en fonction de la tension appliquée.*

Cyclohexane, $r_0 = 2,5 \mu\text{m}$, $d = 2$ mm, $p = 4$ MPa.

3.1.2.2. Influence de la pression

En fixant une tension constante nous faisons varier la pression (figure 3.7). En tenant compte de la dispersion nous pouvons conclure que la charge de la première impulsion ne dépend pas de la pression. Nous retrouvons ainsi le résultat de Denat et al. [3] qui montrent que la taille de l'avalanche électronique ne dépend que de la tension et du rayon de courbure de la pointe et est indépendante de la pression.

3.1.3. Tension seuil - U_g

La visualisation étant moins sensible et pouvant introduire des erreurs pour les streamers de taille d'environ $1 \mu\text{m}$, la détection est faite à l'aide des signaux électriques de charge. L'apparition des streamers étant statistique, nous avons utilisé la méthode proposée par Gournay [7].

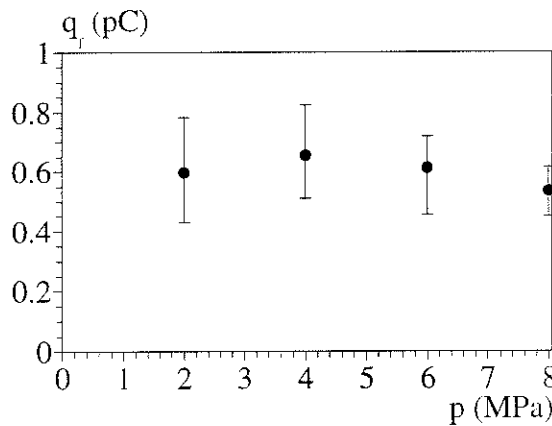


Figure 3.7. Variation de la charge en fonction de la pression.
Cyclohexane, $r_0 = 2,5 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $U = 9,5 \text{ kV}$, $t_m = 10 \text{ ns}$.

Une série d'essais signifie qu'une tension fixe est appliquée 20 ou 30 fois. A chaque série nous comptons le nombre de streamers générés et nous calculons ainsi la probabilité d'apparition: nombre de streamers divisé par le nombre d'essais. En traçant la variation de la probabilité d'apparition en fonction de la tension appliquée nous déterminons le seuil d'apparition U_g (figure 3.8). Celui-ci est défini comme étant la tension qui correspond à la probabilité de 50 %. Nous pouvons également déterminer les valeurs à 10 % et 90 % qui caractérisent la dispersion indiquée sur les figures suivantes.

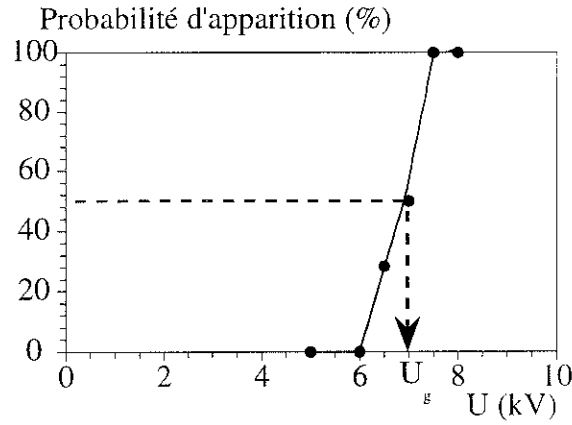


Figure 3.8. Variation de la probabilité d'apparition en fonction de la tension appliquée.

Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 2 \text{ MPa}$, $t_m = 10 \text{ ns}$.

Nous avons effectué des mesures pour différents temps de montée de l'impulsion de tension. Dans la figure 3.9. est présentée la variation de la tension d'apparition U_g en fonction de la pression pour trois temps de montée. La dispersion est donnée seulement pour $t_m = 70 \text{ ns}$.

En tenant compte de la dispersion, la tension de génération n'est influencée ni par la pression ni par le temps de montée.

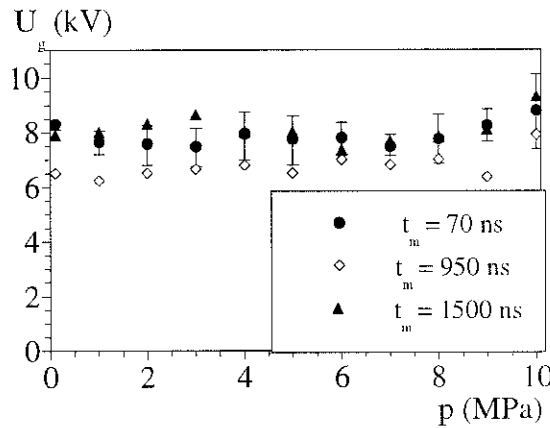


Figure 3.9. Tension seuil d'apparition en fonction de la pression pour différents temps de montée de la tension. *Cyclohexane purifié, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$.*

3.1.4. Courant d'injection

Avant que le streamer apparaisse nous détectons dans le circuit de mesure le passage d'un courant très faible, figure 3.10., détecté avec le système de mesure différentiel de la

charge. En polarité négative il est supposé dû à l'injection des charges par la pointe. Son amplitude, déduite de l'augmentation de charge au cours du temps, est de quelques dizaines de nA et elle n'est pas influencée par la pression. Ainsi, dans les mêmes conditions expérimentales à 0,1 MPa et pour une tension de 4 kV l'amplitude est de 14,1 nA tandis qu'à 8 MPa et 4,6 kV le même courant vaut 18,5 nA. Le passage du courant d'injection est montré dans la figure 3.10.

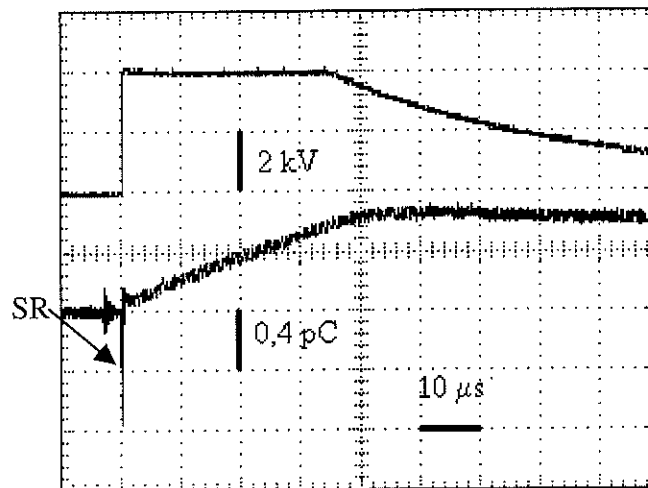


Figure 3.10. Formes d'onde de la tension (en haut) et du courant d'injection (en bas).

Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $U = 4 \text{ kV}$.

3.1.5. Conclusions sur les mesures effectuées en polarité négative

Nous retrouvons sous impulsion de tension le même phénomène qui a été décrit sous tension continue par Denat et al. [3]. Ainsi, l'apparition d'un streamer négatif est due à une avalanche électronique en phase liquide. Cette avalanche est caractérisée soit par une impulsion de courant (système de mesure différentiel du courant) soit par un 'saut' de la charge enregistrée (système de mesure différentielle de la charge).

Nous connaissons l'amplitude de l'avalanche électronique en mesurant l'amplitude de l'impulsion de courant ou du 'saut' de la charge. Cette amplitude n'est pas influencée par la pression (ce qui montre qu'elle se produit dans une phase liquide) mais elle dépend:

- du rayon de la pointe,
- de la tension appliquée.

La valeur calculée de l'intensité du champ électrique à l'extrémité de la pointe est d'environ 9,6 MV/cm pour une tension seuil U_g de 8 kV et un rayon de 2 μm . Cette valeur est proche de celle déterminée par Denat et al. [3] comme champ seuil à partir duquel l'avalanche électronique se produit (~ 7 MV/cm). L'écart constaté peut probablement s'expliquer par l'imprécision assez élevée sur le rayon de courbure de la pointe (qui évolue au cours des expériences), et également par le fait que le calcul est effectué avec la tension correspondant à une probabilité d'apparition de 50% et un retard de quelques dizaines de ns, soit des conditions sensiblement différentes de la tension continue. De même, la charge mesurée (0,6 à 0,8 pC) est très proche de celle mesurée sous tension continue dans des conditions semblables [8].

Le temps de retard t_r représente un temps d'attente statistique au déclenchement de l'avalanche, probablement lié à l'apparition d'un électron germe. Ce temps décroît très vite lorsque le champ sur la pointe augmente, jusqu'à des valeurs de quelques nanosecondes.

En observant les mêmes phénomènes que ceux déterminés sous tension continue, nous avons fait une validation des dispositifs de mesure, en particulier de la mesure différentielle de charge mise au point. Ces résultats nous serviront également de base de comparaison pour l'étude des streamers positifs moins bien connus.

3.2. Génération des streamers positifs

3.2.1. Caractérisation des streamers positifs

Comme il a été montré par Gournay [7] (voir figure 1.11 du chapitre 1) les streamers positifs lents peuvent être observés avec des pointes de rayon r_0 inférieur à un rayon critique (6 μm dans le cyclohexane), dans un intervalle de tension compris entre la tension d'apparition U_g (qui dépend de r_0) et la tension de seuil de propagation des streamers filamenteux U_p (environ 15 kV dans le cyclohexane) qui ne dépend pas de r_0 .

3.2.1.1. Forme des streamers lents positifs

Nous présentons dans la figure 3.11. l'image d'un streamer positif lent à la pression atmosphérique et à 4 MPa. Sous haute pression, le développement du streamer lent est complètement bloqué et il ne subsiste qu'une petite bulle de forme pratiquement sphérique.

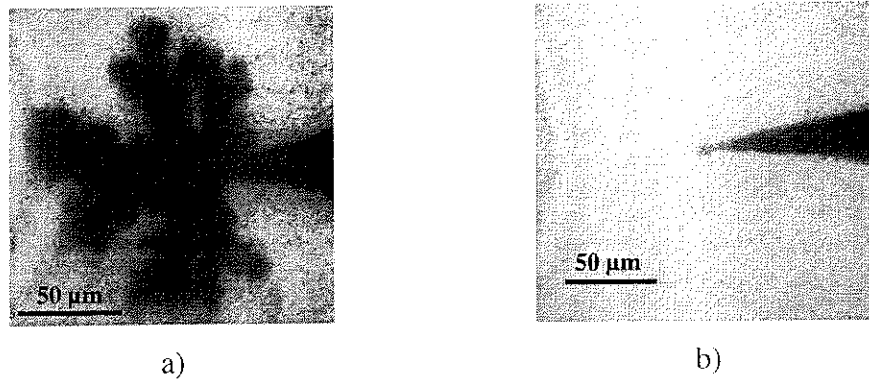


Figure 3.11. Photographie d'un streamer positif lent type – buisson.

Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $U = 14 \text{ kV}$, a) $p = 0,1 \text{ MPa}$, b) $p = 4 \text{ MPa}$.

3.2.1.2. Forme du courant de streamer. Influence de la pression.

En même temps que le streamer se développe à la pression atmosphérique, nous mesurons un courant transitoire dont la forme est présentée dans la figure 3.12.

Le courant transitoire est composé de deux phases principales, précédemment décrites sous tension impulsionnelle [7] et continue [3]:

- la première phase (A) constituée d'une composante continue et dont la durée est de quelques centaines de ns,
- la seconde phase (B) sans composante continue constituée d'une succession d'impulsions dont l'amplitude augmente et la fréquence diminue au cours du temps.

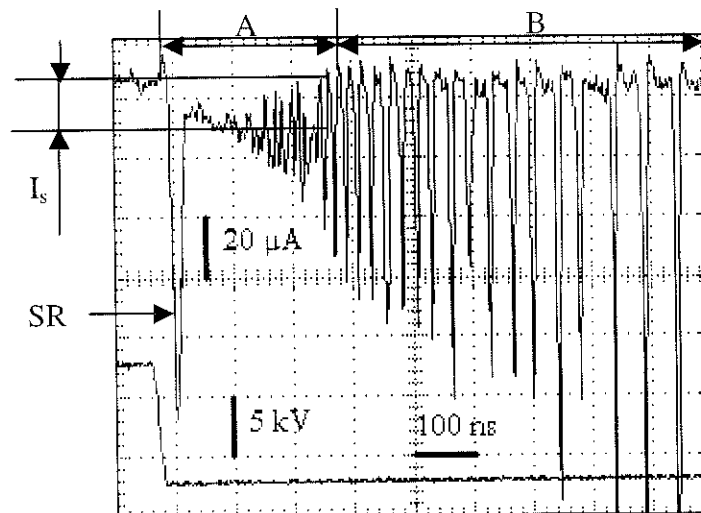


Figure 3.12. Courant transitoire (en haut) détecté au moment de l'apparition du streamer. En bas, la tension appliquée. Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $U = 10 \text{ kV}$.

En augmentant la pression (à partir de 0,5 MPa) la durée de la phase B diminue et à 10 MPa seulement la phase A de durée réduite peut-être encore mesurée. La forme d'onde du courant à 5 MPa est présentée dans la figure 3.13. et correspond au développement d'une bulle de taille réduite comme sur la figure 3.11.b. A plus haute pression, le streamer peut disparaître totalement.

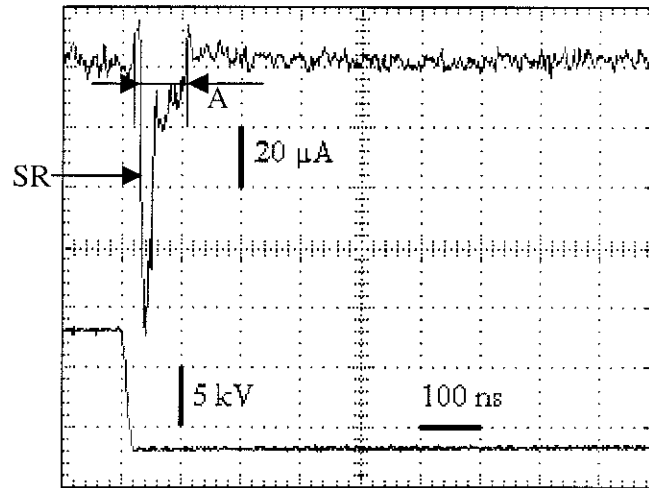


Figure 3.13. Courant transitoire à 5 MPa (en haut) et tension appliquée (en bas).

Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $U = 10 \text{ kV}$.

3.2.1.3. Charge électrique

L'intégration des phases A et B du courant de streamer, effectuée avec le système de mesure différentiel, fournit une évolution presque linéaire de la charge au cours du temps, comme nous le voyons dans la figure 3.14. Ceci indique que le courant moyen durant la propagation est pratiquement constant.

Comme en polarité négative, nous observons que le streamer est généré après un certain retard que nous appelons temps de retard (t_r).

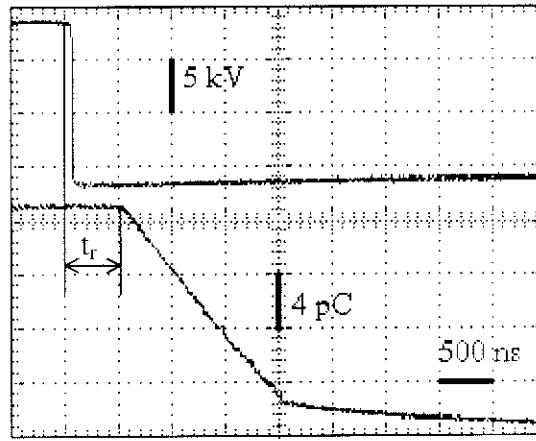


Figure 3.14. Signal de la charge (en bas) et la forme de la tension appliquée (en haut).

Cyclohexane, $r_0 = 2,5 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $U = 15,5 \text{ kV}$.

3.2.2. Tension de génération U_g des streamers positifs (temps de montée rapides $t_m \leq 20 \text{ ns}$)

3.2.2.1. Probabilité d'apparition

Dans le paragraphe 3.1.3. nous avons présenté la méthode pour déterminer le seuil d'apparition des streamers. Nous notons que pour les streamers positifs la probabilité d'apparition varie avec la pression, comme nous voyons dans la figure 3.15. Ceci constitue une différence fondamentale entre les deux polarités.

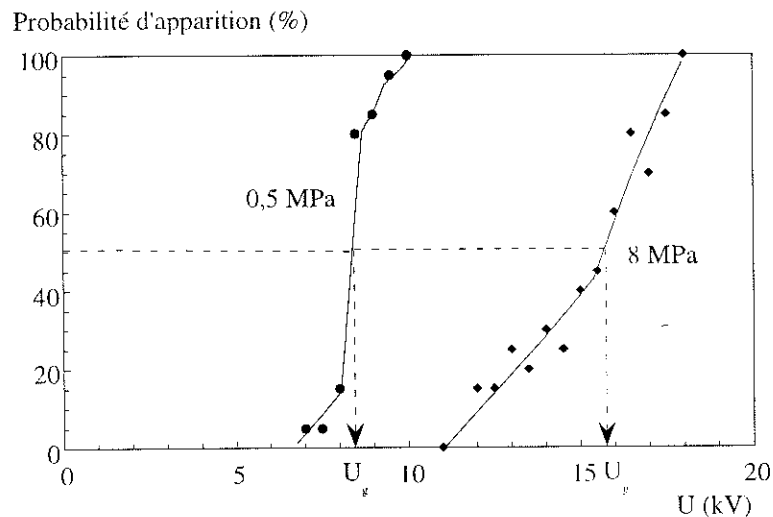


Figure 3.15. Influence de la pression sur la probabilité d'apparition en positif.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 3 \text{ mm}$, $t_m = 20 \text{ ns}$.

Comme pour les streamers négatifs, la tension qui correspond à la probabilité de 50 % représente la tension de génération des streamers positifs et elle est notée U_g . Nous remarquons que l'intervalle de tension pour passer de 0 à 100 % est beaucoup plus large à haute pression (7 kV au lieu de 2,5 kV). Cet effet n'est pas observé sous tension négative.

3.2.2.2. Influence de la pression

En maintenant les mêmes conditions (rayon r_0 , distance inter – électrodes, liquide) nous avons fait varier la pression. Nous avons observé que la tension de génération U_g augmente quand la pression augmente dans toutes les expériences réalisées. Cette variation est spécifique pour la polarité positive parce qu'en négatif le seuil d'apparition est indépendant de la pression (paragraphe 3.1.3.).

Dans le cyclohexane purifié la variation de U_g avec la pression est montrée dans la figure 3.16. Nous notons la croissance de U_g avec la pression. En même temps, l'intervalle de tension pour passer d'une probabilité de 10 % à 90 % (représenté par les barres d'erreur) augmente avec la pression.

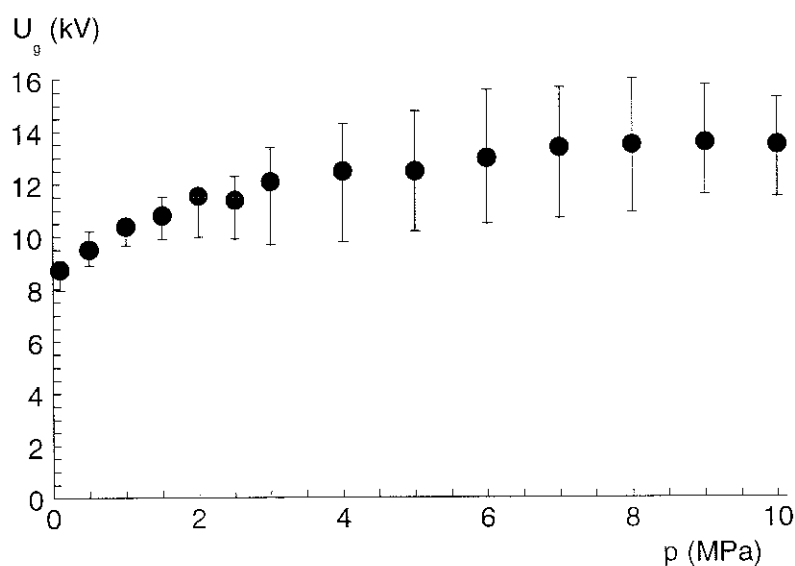


Figure 3.16. Variation du seuil d'apparition des streamers positifs en fonction de la pression.

Cyclohexane purifié, $r_0 \approx 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $t_m = 20 \text{ ns}$.

Dans le cyclohexane non – purifié, pour des pointes des rayons de courbure différents la dépendance $U_g = f(p)$ est comparable et est montrée dans les figures 3.17. et 3.18.

3.2.2.3. Temps de retard

Quand l’impulsion de tension appliquée sur le plan a un temps de montée (t_m) plus petit que 20 ns le streamer se forme toujours sur le palier constant de la tension. En enregistrant le moment d’apparition à l’aide de la mesure de charge (voir figure 3.14) nous observons un certain retard t_r avec lequel le streamer est généré.

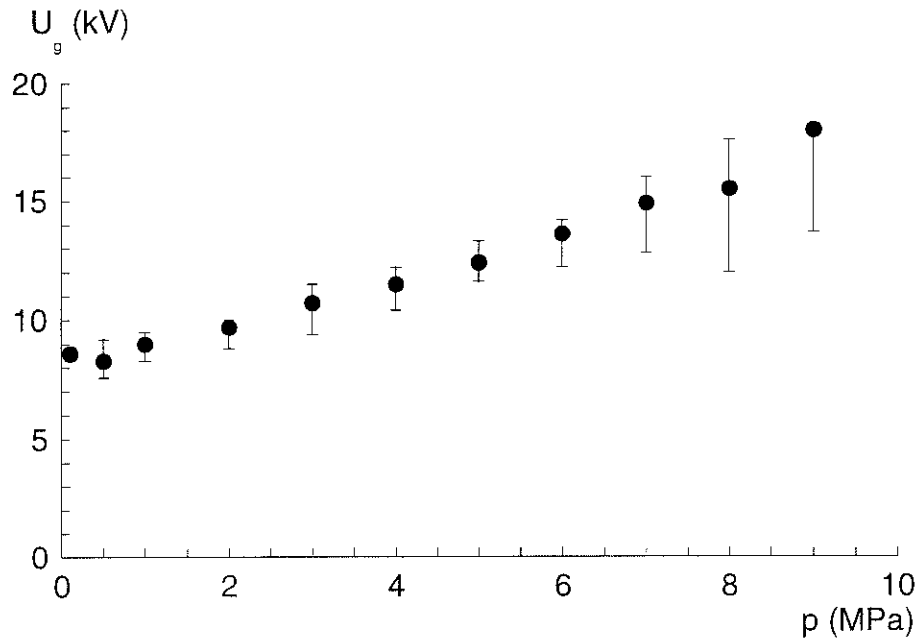


Figure 3.17. Tension seuil de génération en fonction de la pression.

Cyclohexane non – purifié, $r_0 = 3 \mu m$, $t_m = 20 ns$, $d = 3 mm$.

Les valeurs enregistrées de t_r , pour plusieurs pressions, montrent une diminution de t_r quand la tension est augmentée (figure 3.19).

Nous notons également la dispersion des résultats qui s’explique par l’apparition tardive de certains streamers (jusqu’à 1 μs) surtout à la pression atmosphérique. Sous tension élevée, t_r tend vers une valeur limite qui est d’environ 50 ns (aucun streamer n’est généré pendant le temps de montée, même sous tension élevée).

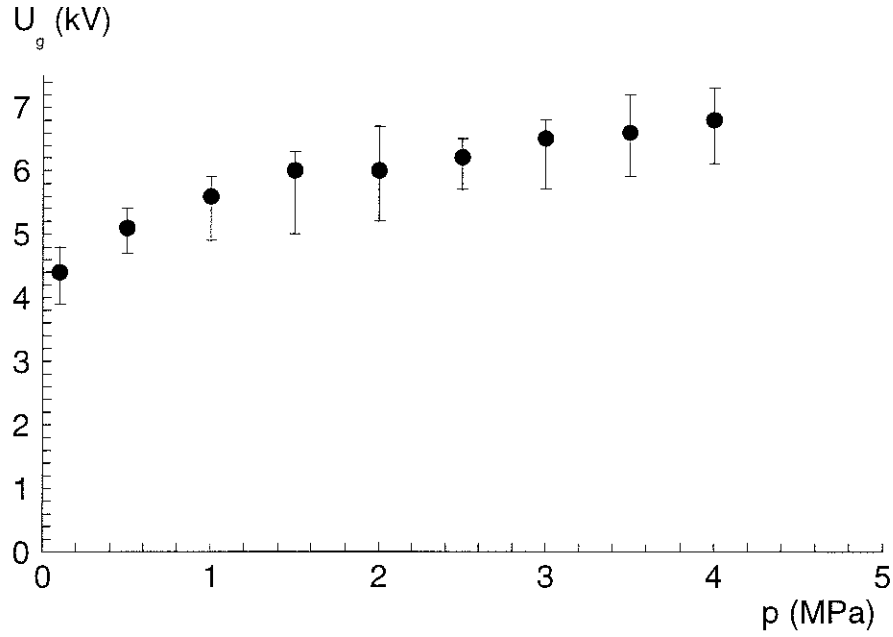


Figure 3.18. Tension seuil de génération en fonction de la pression.

Cyclohexane non – purifié, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $t_m = 20 \text{ ns}$, $d = 2 \text{ mm}$.

Une éventuelle influence de la pression sur le temps de retard ne peut pas être mise en évidence vu la dispersion des résultats de la figure 3.19.

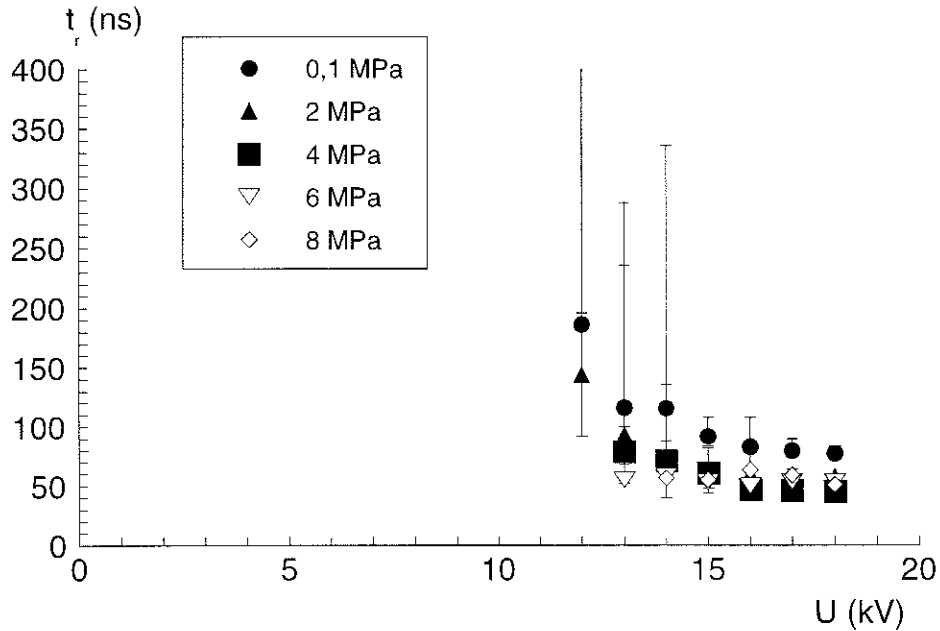


Figure 3.19. Variation du temps de retard en fonction de la tension appliquée pour plusieurs pressions. Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$.

La mesure de t_r été effectuée aussi avec le système laser qui permet de mesurer avec précision le moment d'apparition d'une perturbation optique à la pointe. Les oscillogrammes enregistrés avec les principales grandeurs du streamers sont montrés dans la figure 3.20.

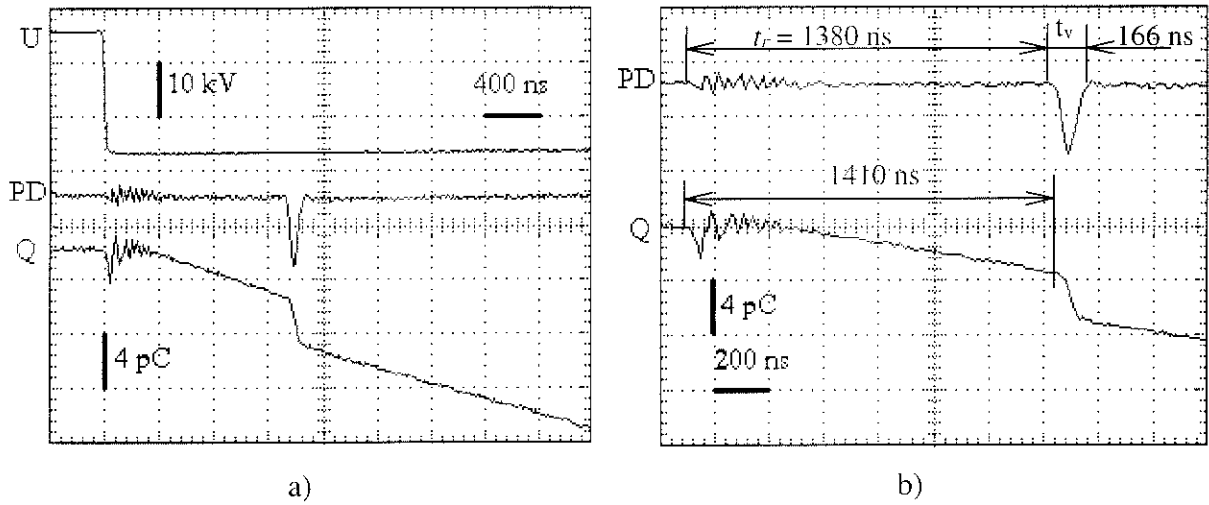


Figure 3.20. a) Apparition tardive d'un streamer. b) ZOOM qui permet la mesure de principales grandeurs d'un streamer. PD - signal de la photodiode, Q - charge.

Cyclohexane, $r_0 = 5 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 8 \text{ MPa}$, $U = 24 \text{ kV}$.

Nous mesurons:

- le moment d'apparition du streamer $t_r = 1380 \text{ ns}$,
- la durée de vie du streamer $t_v = 116 \text{ ns}$ (constitué d'une bulle à haute pression).

Sur le signal de charge nous voyons avant l'apparition du streamer l'existence du courant d'injection étudié plus loin. L'apparition du streamer est détectée par l'augmentation rapide de la charge, qui forme une 'marche' sur l'enregistrement.

Nous observons un décalage entre le signal de la photodiode (PD), qui fournit avec précision le moment d'apparition du streamer, et le signal électrique de la charge (Q). Ce décalage est d'environ 30 ns (1380 ns par rapport à 1410 ns) et il est dû au retard introduit par l'amplificateur différentiel et les câbles de connexion. Lorsque cette compensation est effectuée le signal de la 'charge' fournit le même moment d'apparition du streamer que le signal de la photodiode. Cette compensation a été effectuée dans les résultats de la figure 3.19.

En utilisant le système laser, les valeurs mesurées du temps de retard en fonction de la pression sont présentées dans la figure 3.21. Ce résultat obtenu avec un rayon r_0 différent est qualitativement comparable à la figure 3.19, avec un retard minimum de l'ordre de 35 ns.

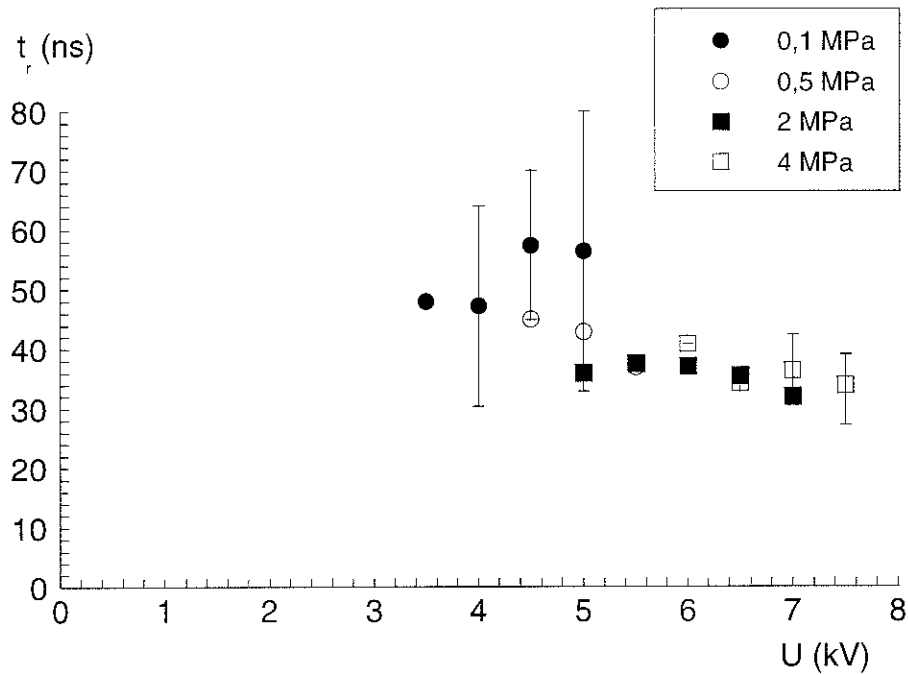


Figure 3.21. Variation du temps de formation en fonction de la tension appliquée.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$.

Pour des temps de montée courts le streamer ne se forme jamais sur le front de montée (même sous tension élevée) ce qui permet de supposer l'existence d'un temps minimum nécessaire à la formation en polarité positive. Ce comportement est très différent de celui observé en polarité négative (figure 3.4.)

3.2.2.4. Cas des temps de montée longs ($t_m > 100 \text{ ns}$)

Pour des temps de montée longs de la tension appliquée ($> 100 \text{ ns}$) nous observons que le streamer se forme pendant le front de montée. Au moment d'apparition t_i lui correspond une tension instantanée notée U_i , figure 3.22.

Dans ces conditions, nous ne pouvons plus déterminer U_g comme dans le cas des figures 3.16 et 3.17. En effet, les courbes de probabilité en fonction de la tension maximum U (figure 3.15) n'ont plus de sens car les streamers sont générés pendant le temps de montée à une tension U_i différente de U .

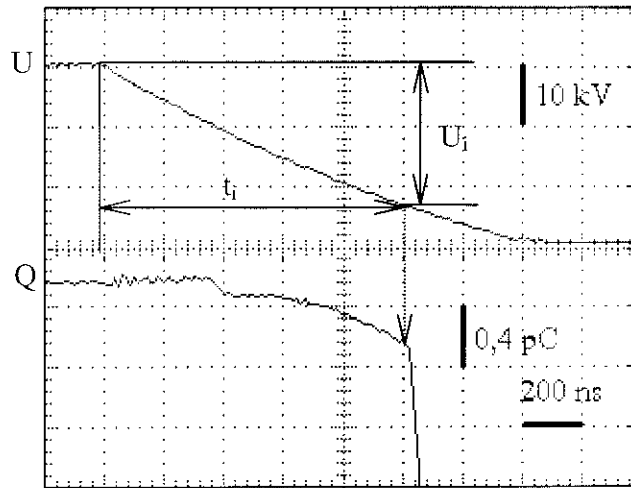


Figure 3.22. Tension appliquée sur le plan (en haut) et charge au moment d'apparition du streamer (en bas). Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $U = 30 \text{ kV}$.

Afin de déterminer l'influence de la vitesse de montée de la tension, nous avons réalisé l'expérience suivante. Des mesures de U_i ont été effectuées pour différentes valeurs de pente de montée de la tension: 20, 40, 80 et 160 kV/ μs . Ces impulsions avec une montée linéaire et une vitesse constante ont été réalisées avec le générateur à tube décrit dans le paragraphe 2.3.2. La pente de montée peut être modifiée en changeant la tension de grille du tube.

La valeur maximum de la tension (30 kV) a été choisie pour obtenir un streamer à chaque essai, quelque soient les conditions. La probabilité d'apparition est donc de 100 %, ce qui permet d'obtenir des valeurs moyennes de U_i statistiquement valides que nous pouvons comparer entre elles.

La figure 3.23. montre le résultat de ces essais. Pour une pente fixe, nous voyons que U_i augmente avec la pression, de manière comparable à U_g dans le paragraphe 3.2.2.2. Par contre, compte tenu de la dispersion des résultats, nous concluons que la pente de montée a peu d'influence sur les tensions d'apparition U_i .

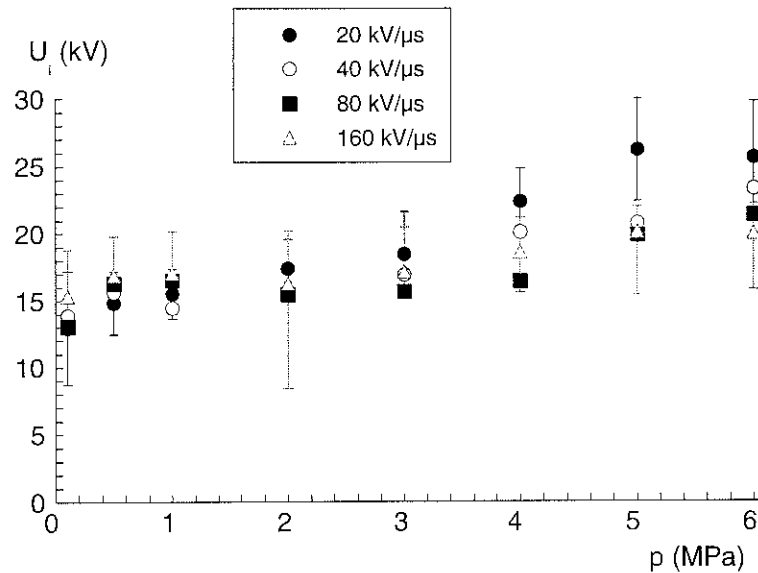


Figure 3.23. Variation de la tension instantanée en fonction de la pression pour différentes vitesses de montée de la tension appliquée.

Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $U = 30 \text{ kV}$.

Avec la pente la plus faible (20 kV/μs), ce qui correspond à un temps de montée de 1,5 μs pour 30 kV, des valeurs plus élevées sont observées particulièrement à haute pression. Ceci pourrait suggérer l'influence d'homocharges injectées pendant la montée de la tension qui pourraient entraîner un affaiblissement du champ à la pointe et donc une augmentation de U_i pour les temps de montée longs. Toutefois cette hypothèse n'est pas confirmée par les mesures à basse pression où cet effet n'est pas observé, alors que l'injection de charge devrait être indépendante de la pression.

3.2.3. Courant d'injection

Dans nos mesures, nous avons pu déterminer, avant que le streamer apparaisse, le passage d'un courant. Il a été mis en évidence avec le système de mesure différentiel de la charge. Ce courant nettement plus élevé qu'en polarité négative est dû aux ions positifs injectés par la pointe et est nommé dans la suite courant d'injection. Pour tenter de comprendre son rôle sur la génération des streamers positifs, l'influence de la tension et de la pression sur ce courant a été étudiée.

3.2.3.1. Influence de la tension

L'influence de la tension sur le courant d'injection est montrée dans la figure 3.24 où sont présentés des enregistrements de charge à 8, 16 et 20 kV. Il est observé que l'amplitude du courant déduit de la pente $\frac{dq}{dt}$ augmente au fur et à mesure que la tension appliquée croît.

Dans les enregistrements réalisés, la pente $\frac{dq}{dt}$, et donc le courant, est constant au cours du temps ($t \leq 10 \mu s$)

Dans certains cas (t_r long, figure 3.20, ou t_m long, figure 3.22) nous pouvons également observer ce courant avant l'apparition du streamer.

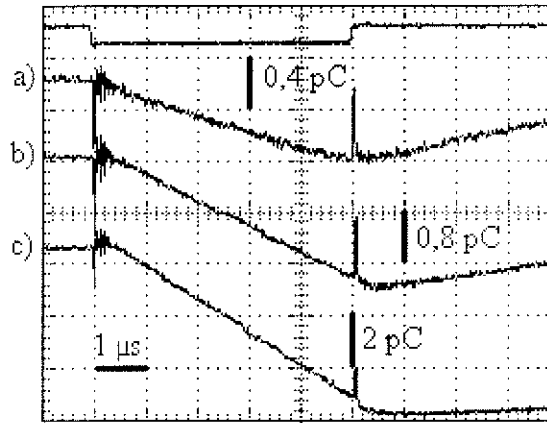


Figure 3.24. Variation du courant d'injection à a) 8, b) 16 et c) 20 kV et la forme d'onde de la tension appliquée (en haut).
Cyclohexane, $r_0 = 5 \mu m$, $d = 2 mm$, $p = 8 MPa$.

Le courant est enregistré aux tensions pour lesquelles aucun streamer n'est généré à la pointe. Les mesures de courant d'injection ont été effectuées à 4 et 8 MPa, parce que à ces pressions les seuils d'apparition de streamer sont élevés et il existe un large intervalle de variation de la tension appliquée où il est possible de mesurer le courant d'injection sans streamer.

Les résultats sont présentés dans la figure 3.25 où pour une pointe de rayon $1 \mu m$ nous avons également mesuré à 0,1 et 8 MPa les tensions de génération U_g . Pour les deux points nous mettons en évidence que le courant d'injection ne varie pas avec la pression.

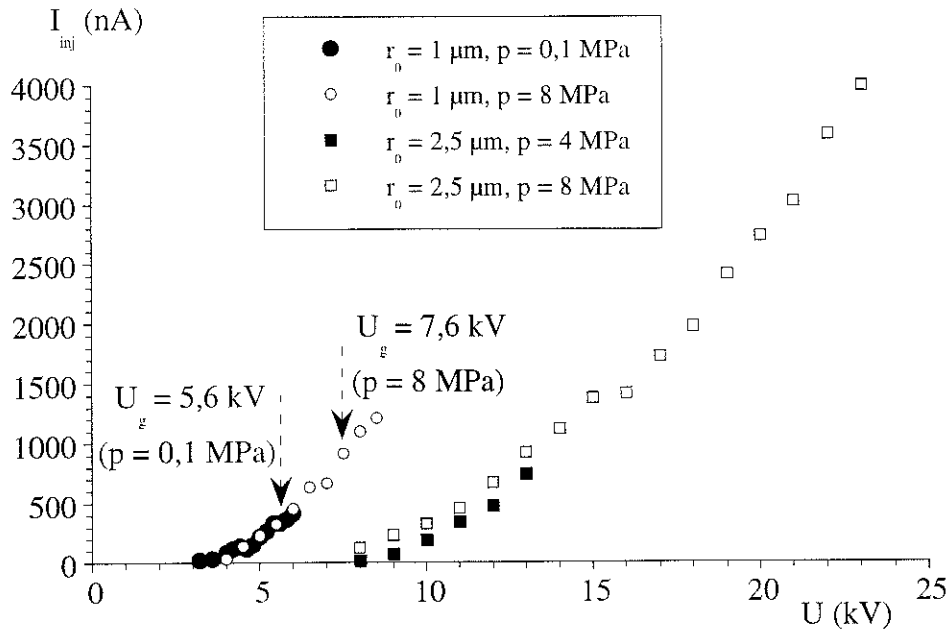


Figure 3.25. *Courant d'injection à 0,1 et 8 MPa ($r_0 = 1 \mu\text{m}$) respectivement à 4 et 8 MPa ($r_0 = 2,5 \mu\text{m}$). Cyclohexane, $d = 2 \text{ mm}$.*

3.2.3.2. Courant limité par charge d'espace

Sous tension continue et en l'absence de solide isolant les charges injectées par la pointe se déplacent vers le plan et un régime stationnaire s'établit dont le courant a pour expression:

$$\sqrt{I} = \alpha (U - U_0) \quad (3.1)$$

où α représente la pente de la courbe $I_{inj}^{0.5} = f(U)$ et dont l'expression est

$$\alpha = \sqrt{\frac{4 K \varepsilon}{d}} \quad (3.2)$$

où $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ est la permittivité absolue, U_0 représente la valeur de la tension extrapolée à courant nul, K la mobilité des charges.

L'expression (3.1) du courant a été déterminée en approximant la forme de la pointe avec une hyperboloïde de révolution [10]. Halpern et Gomer [41] arrivent à la même expression du courant en approximant la configuration d'électrodes avec un condensateur sphérique. Sous tension continue, cette loi est bien respectée [3].

Dans la figure 3.26. la dépendance $I_{inj}^{0,5} = f(U)$ peut être approximée avec une droite ce qui suggère le passage d'un courant limité par charge d'espace.

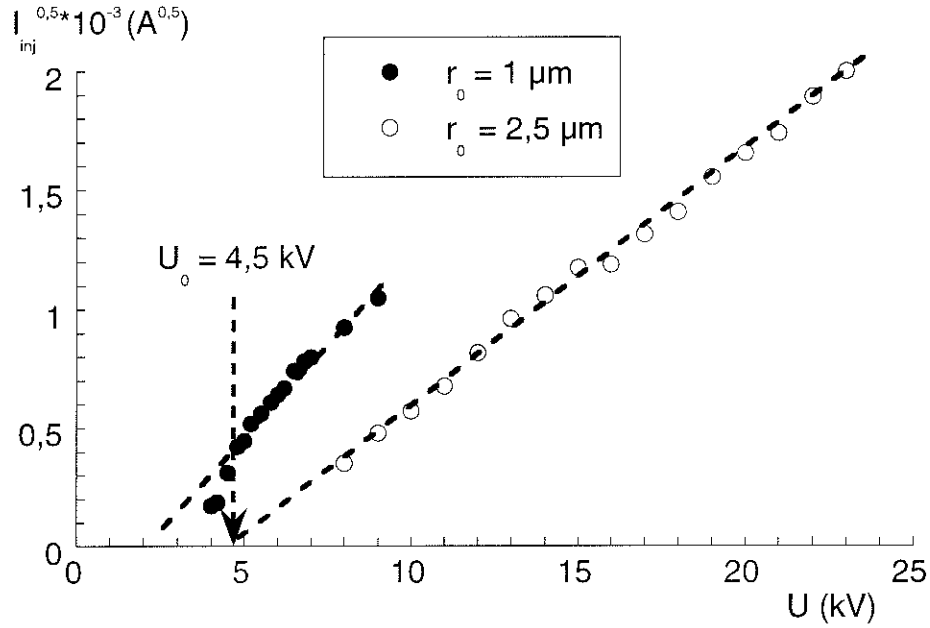


Figure 3.26. Racine carrée du courant d'injection en fonction de la tension appliquée.

Cyclohexane, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 8 \text{ MPa}$, $t_m = 20 \text{ ns}$, $r_0 = 1$ et $2,5 \mu m$.

Pourtant, les conditions dans lesquelles nous avons tracé la courbe $I_{inj}^{0,5} = f(U)$ de la figure 3.26. sont différentes de celles nécessaires pour établir un régime limité par charge d'espace. La tension appliquée dans nos conditions est une impulsion dont la durée est de $2 \mu s$ au maximum. Or, après ce temps les charges se trouvent tout près de la pointe à une distance h et les conditions pour que le régime du courant limité par charge d'espace s'établisse ne sont pas remplies.

Si nous considérons la mobilité électrohydrodynamique des ions ($1,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ [3]) et une distribution hyperboloïdale du champ devant la pointe:

$$E(x) \approx \frac{E_p}{1 + \frac{2x}{r_0}} \quad (3.3.)$$

avec un champ sur la pointe de $E_p = 10 \text{ MV/cm}$ et $r_0 = 1 \text{ }\mu\text{m}$.

Nous pouvons calculer la distance h parcourue par les charges de vitesse $KE(x)$ pendant un temps $t_{imp} = 2 \text{ }\mu\text{s}$ avec:

$$\int_{r_0}^h \left(1 + \frac{2x}{r_0} \right) dx = \int_0^{t_{imp}} KE_p dt \quad (3.4)$$

Soit:

$$h = \frac{-r_0 + \sqrt{9r_0^2 + 4K_H E_p t_{imp} r_0}}{2} \approx 17 \mu\text{m} \quad (3.5)$$

Dans les conditions de la figure 3.26. la mobilité des charges déduite de l'expression (3.2) vaut $3,3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ soit presque deux fois la mobilité électrohydrodynamique (K_H) dans le cyclohexane:

$$K_H = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s} [3] \quad (3.6)$$

Malgré l'accord raisonnable observé sur la figure 3.26, nous ne pouvons pas conclure. Il faudrait pour cela réaliser une étude théorique du régime transitoire d'injection en géométrie divergente.

3.2.4. Evolution de la pointe au cours des essais

Kattan [8] a observé en polarité négative une augmentation du rayon de la pointe au cours des essais sous tension continue. Cette érosion est liée en négatif à la présence des bulles par deux phénomènes: décharges électriques dans la bulle et phénomènes hydrodynamiques de 'collapse'.

En polarité positive, en effectuant des mesures de courant d'injection nous avons également observé une instabilité du courant et des tensions d'apparition de streamers qui perturbe les mesures.

3.2.4.1. Modification du seuil d'apparition

Pour mettre en évidence l'évolution de la pointe, nous avons appliqué des centaines d'impulsions à la pression atmosphérique et à une tension assez élevée (10 et 20 kV) pour accélérer le processus d'érosion.

Tout d'abord, nous avons mesuré le seuil d'apparition des streamers positifs pour une pointe neuve de rayon $r_0 = 2 \mu\text{m}$. Avant vieillissement la tension seuil d'apparition des streamers vaut 7,6 kV.

Les mesures ont été effectuées en appliquant une impulsion de tension toutes les 3 secondes. Un nombre de 540 essais a été réalisé à 10 kV et 360 à 20 kV. L'évolution de la tension seuil d'apparition U_g des streamers positifs est montrée dans la figure 3.27.

A la fin des mesures le seuil d'apparition a augmenté vers 15,5 kV et le rayon mesuré de la pointe est de 2,7 μm . La modification du rayon ne suit pas l'augmentation du seuil: pour une modification par deux du seuil nous ne retrouvons pas le même rapport pour le rayon. La valeur du champ à l'extrémité de la pointe augmente de 9,2 MV/cm, pour $r_0 = 2 \mu\text{m}$, à 14,4 MV/cm, pour $r_0 = 2,7 \mu\text{m}$.

Par conséquent, l'augmentation de r_0 ne suffit pas à expliquer l'augmentation de U_g . D'autres propriétés de la pointe, par exemple son état de surface, ont probablement été modifiées par l'érosion.

En visualisant l'état de la pointe avec un microscope électronique après les mesures, figure 3.28., nous distinguons la présence d'irrégularités sur la surface de la pointe érodée. L'image de la pointe avant les mesures n'a pas été enregistrée pour pouvoir comparer son état avant et après l'érosion électrochimique.

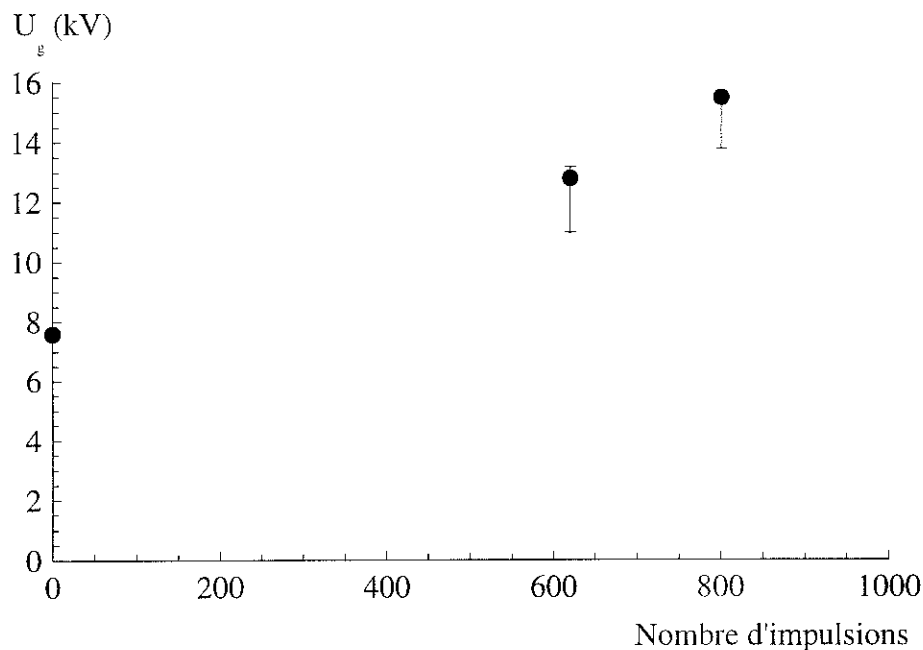


Figure 3.27. *Modification de la tension seuil d'apparition avec le nombre d'impulsions.*

Cyclohexane, $d = 2$ mm, $U = 10$ et 20 kV, $p = 0,1$ MPa.

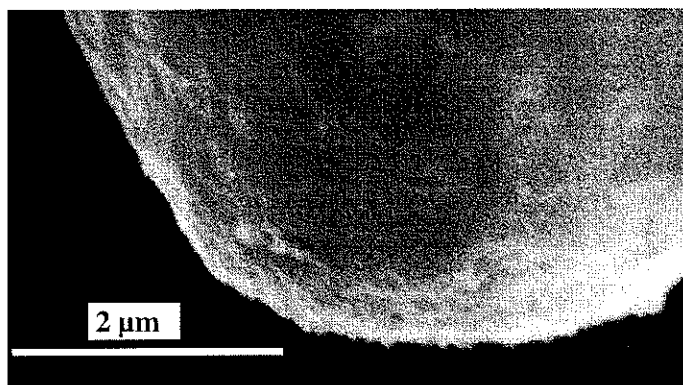


Figure 3.28. *Image de la surface de la pointe après (b) l'érosion.*

3.2.4.2. Modification du courant d'injection

Nous avons mesuré, de même, le courant d'injection dont la variation au début et à la fin des mesures est présentée dans la figure 3.29.

Pour une tension fixe, le courant a diminué après érosion de la pointe. Si nous calculons le champ sur la pointe pour obtenir le même courant (par exemple 50 nA) nous

trouvons des valeurs de 9,6 MV/cm avant érosion et 10,4 MV/cm après érosion, soit une valeur pratiquement constante.

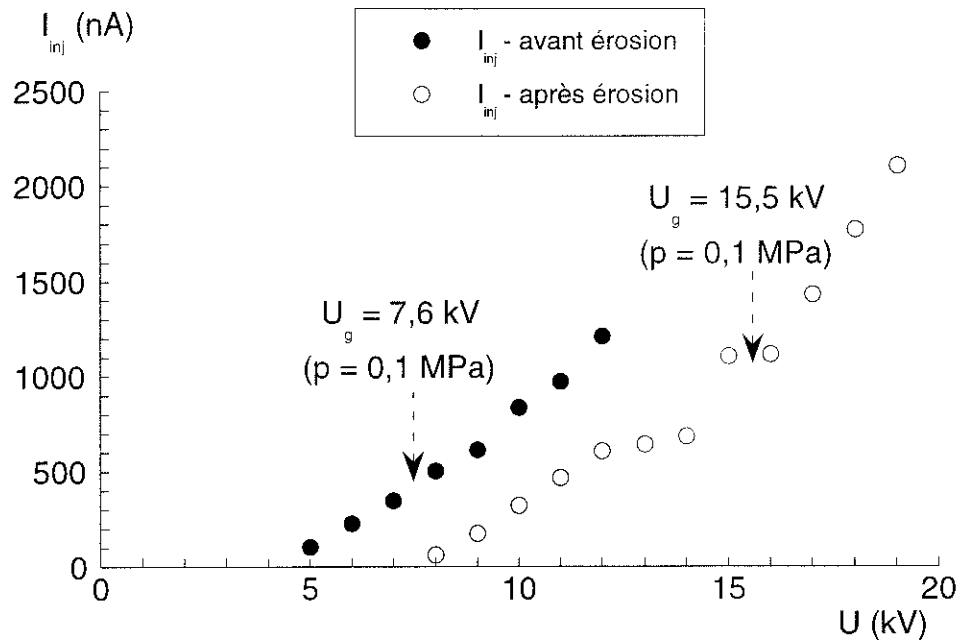


Figure 3.29. *Courant d'injection avant et après l'érosion de la pointe.*
Cyclohexane, $p = 8 \text{ MPa}$.

3.2.5. Conclusions sur les mesures effectuées en polarité positive

Comme en négatif nous retrouvons certains résultats déjà obtenus sur la génération des streamers positifs. En calculant les valeurs du champ de génération (paragraphe 3.2.4.1.) pour une pointe de $2 \mu\text{m}$ nous obtenons une valeur de 9,2 MV/cm, proche de celle mesurée par Gournay [7], 8 MV/cm. De même, la forme du courant de streamer est identique à celle obtenue sous tension impulsionnelle [7] et continue [3].

Par rapport aux résultats précédents, nous avons mis en évidence certains faits nouveaux:

- l'augmentation de la tension de génération avec la pression. Lorsque nous augmentons la pression à tension constante, les streamers peuvent disparaître totalement, contrairement aux streamers négatifs où l'impulsion de courant initiale reste inchangée;
- la détection précise du moment d'apparition des courants (mesure de charge) ou de la perturbation optique (mesure laser) montre qu'il existe un temps de retard minimum de formation (35 à 50 ns environ), non observé en polarité négative;

- les mesures de charge montrent qu'il existe un courant d'injection indépendant de la pression à des tensions inférieures à U_g . L'existence de ce courant a été également observée sous tension continue dans le cyclohexane ultra purifié et son origine n'a pas pu être déterminée [3];
- il n'y a pas d'influence de la purification du liquide sur la génération sous impulsion de tension;
- la vitesse de montée de la tension a peu d'influence sur la génération dans les deux polarités.

En fonction de ces différences, nous pouvons conclure que les mécanismes de génération sont différents dans les deux polarités. En polarité négative, il existe un phénomène initial bien identifié (avalanche électronique en phase liquide) qui donne naissance à une phase gazeuse et déclenche la propagation du streamer. En polarité positive, le courant détecté au début du développement du streamer (phase A, figure 3.12) disparaît totalement à haute pression et ne représente donc pas un phénomène initial en phase liquide. Comme nous le verrons au chapitre 4, ce courant est détecté lorsque la phase gazeuse constituant le streamer est en contact avec la pointe métallique. Il produit une dissipation d'énergie qui explique le développement du streamer.

L'existence d'un courant d'injection indépendant de la pression pourrait être à l'origine de la formation d'une phase gazeuse près de la pointe qui pourrait produire la génération du streamer. Cependant, il n'est pas possible de préciser les caractéristiques de cette 'bulle initiale'. Pour toute bulle observable, c'est-à-dire de diamètre supérieur à environ $1\text{ }\mu\text{m}$, un courant est détecté (phases A et B, figure 3.12), de l'énergie est dissipée et entraîne l'expansion rapide de cette bulle et sa transformation en streamer. Dans nos mesures, il n'a pas été possible de mettre en évidence la génération d'une bulle observable uniquement sous l'effet du courant d'injection.

Sous l'effet du courant d'injection, deux mécanismes pourraient entraîner l'apparition d'une cavité gazeuse: l'échauffement du liquide par l'effet Joule dans la zone de champ intense, ou la cavitation induite par le mouvement électrohydrodynamique (EHD) du liquide près de la pointe.

3.2.6. Hypothèse thermique: calcul de l'échauffement du liquide

Nous avons effectué un calcul thermique simplifié qui permet d'estimer l'échauffement du liquide devant la pointe en négligeant les échanges de chaleur.

Pour une valeur du champ à l'extrémité de la pointe de $E_p = 10^9$ V/m, un rayon $r_0 = 1 \mu\text{m}$ et un courant d'injection de $I_{inj} = 10^{-6}$ A nous considérons que toute la surface de la pointe de forme hémisphérique émet le courant d'injection. Pendant le temps de retard, $t_r \approx 40$ ns, l'expression (3.5) permet d'estimer une borne supérieure de la distance h parcourue par les ions avec une mobilité $K_H = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$: $h = 2,4 \mu\text{m}$. Nous voyons donc que l'énergie est dissipée dans un petit volume autour de la pointe. La surface S d'une demi-sphère vaut:

$$S = 2 \pi r_0^2 \quad (3.7)$$

et la densité de puissance p_{vol} dissipée dans le liquide par unité de volume s'exprime

$$p_{vol} = E_p j = \frac{E_p I_{inj}}{S} \approx \frac{E_p I_{inj}}{2 \pi r_0^2} = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ W/m}^3 \quad (3.8)$$

où j représente la densité de courant.

Cette densité de puissance provoque une élévation linéaire de température telle que:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{j E_p}{\rho c_p} = 9,4 \cdot 10^7 \text{ K/s} \quad (3.9)$$

où c_p est la capacité calorifique du cyclohexane et ρ la densité du liquide.

Au bout du temps $t_r = 40\text{ns}$ nous obtenons une élévation de température ΔT de:

$$\Delta T = \frac{j E_p}{\rho c_p} t_r = 3,8 \text{ K} \quad (3.10)$$

Cette augmentation de température ne permet pas une ébullition du liquide. La seule possibilité pour que ce mécanisme puisse se produire est que le courant ne soit pas émis par toute la surface de la pointe, mais par un site localisé de taille inférieure. Par calcul numérique (voir chapitre 5) il est possible de déterminer la surface de la pointe où le champ est supérieur à une valeur arbitraire (90 %) du champ maximum. Cette surface est délimitée autour du sommet de la pointe par un disque de rayon égal à $0,25 r_0$, soit une surface proche de $0,2 r_0^2$.

Si nous considérons que tout le courant est émis par cette surface, nous trouvons une élévation de température de 114 °C, qui permet l'ébullition du cyclohexane à la pression atmosphérique.

Si nous considérons un site de rayon $\frac{r_0}{10}$, alors l'élévation de température devient

$\Delta T = 380^\circ\text{C}$, ce qui permet l'ébullition dans toutes les conditions. Nous ne pouvons toutefois pas vérifier cette hypothèse.

Nous pouvons remarquer que si le courant était émis par toute la surface de la pointe, le courant mesuré à la tension de génération devrait varier comme r_0^2 pour obtenir un échauffement identique. Les quelques mesures disponibles (figures 3.25 et 3.29) indiquent que ce n'est pas le cas. Avec les différentes pointes utilisées (r_0 de 1 à environ 3 μm) la génération se produit plutôt pour une valeur de courant constant (500 nA à 1 μA) que pour une densité de courant constante. De même, les observations réalisées avec des pointes plus grosses (r_0 de quelques dizaines de μm) montrent bien que les streamers sont émis par des sites ponctuels à la surface de la pointe [9].

A partir de l'énergie électrique W_{elec} fournie au système, nous pouvons déterminer un rayon de bulle théorique r_{th} , en supposant que toute l'énergie est convertie en chaleur. Cette hypothèse donne des résultats corrects dans le cas des bulles générées par des avalanches en polarité négative [19]. L'énergie électrique vaut:

$$W_{elec} = I_{inj} \cdot U_g \cdot t_r \quad (3.11)$$

W_{vap} constituée de l'énergie de chauffage du liquide et de la chaleur latente de vaporisation représente l'énergie nécessaire à la vaporisation d'une mole de liquide. Elle peut être calculée à l'aide d'un logiciel disponible au LEMD en fonction de la pression (tableau 3.I). Les valeurs de U_g , I_{inj} et t_r proviennent des figures 3.18, 3.26 et 3.21.

p (MPa)	0,1	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
U_g (kV)	4,4	5,1	5,6	6	6	6,2	6,5	6,6	6,8
I_{inj} (nA)	430	548	550	800	800	805	920	930	1050
t_r (ns)	44	43	42	36	37	38	36	33	36
W_{elec} (pJ)	83	120	129	173	178	189	215	203	257
W_{vap} (kJ/mole)	39	48	53	57	60	63	65	66	68
r_{th} (μm)	2,3	1,43	1,12	1,05	0,95	0,89	0,86	0,80	0,82

Tableau 3.I. Valeurs calculées de l'énergie déposée, de vaporisation et du rayon théorique.

Les valeurs de r_{th} calculées pour différentes pressions montrent que l'énergie dissipée est suffisante pour former des bulles de l'ordre de μm . Ce résultat est comparable à celui obtenu en polarité négative où l'injection de charge est due à une avalanche électronique.

Ce mécanisme thermique est donc plausible, mais ne permet toutefois pas d'expliquer l'augmentation de U_g avec la pression.

3.2.7. Hypothèse mécanique: cavitation

Un autre mécanisme capable de générer une cavité pourrait être la cavitation induite par le mouvement électrohydrodynamique (EHD) du liquide dû à l'injection de charge dans la zone de champ intense.

Sous l'effet de l'injection, le liquide pourrait être entraîné près de la pointe à une vitesse v :

$$v = K_H E_g = 1,5 \cdot 10^{-7} \cdot 1,13 \cdot 10^9 = 170 \text{ m/s} \quad (3.12)$$

avec $r_0 = 2 \mu\text{m}$ et $U_g = 10 \text{ kV}$.

La relation de Bernoulli permet d'estimer la chute de pression Δp engendrée près de la pointe:

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{1}{2} \cdot 778 \cdot (170)^2 = 110 \text{ bars} \quad (3.13)$$

Etant donné qu'il suffit de diminuer la pression jusqu'à la pression de vapeur saturante p_{vap} (0,105 bar à 20 °C) pour entraîner la cavitation, il est évident qu'une telle dépression pourrait expliquer la formation de bulle dans toutes nos conditions. Cette valeur de Δp est toutefois surestimée car elle est calculée en considérant le champ maximum sur la pointe, alors que celui-ci est en réalité affaibli par l'injection de charge. Par calcul numérique (voir chapitre 5) nous pouvons déterminer le champ réellement présent sur la pointe en considérant que la charge injectée pendant le temps t_r (40 ns) est contenue dans un volume sphérique de diamètre $h = 2,4 \mu\text{m}$ (voir paragraphe 3.2.6) devant la pointe. Ceci conduit, pour un courant de $1 \mu\text{A}$ à une densité de charge de 5500 C/m^3 . Le champ E_p est alors de $7,7 \text{ MV/cm}$ au lieu de $11,3 \text{ MV/cm}$ sans charge d'espace. Ceci conduit à une vitesse $v = 115 \text{ m/s}$ et à une dépression $\Delta p = 52 \text{ bars}$.

Ce mécanisme permettrait également d'expliquer l'augmentation de U_g avec la pression. En effet:

$$\Delta p = p - p_{vap} = \frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{1}{2} \rho (K_H E_g)^2 \propto U_g^2 \quad (3.14)$$

Etant donné que $p_{vap} \ll p$, nous devrions observer une variation de U_g proportionnelle à $p^{0,5}$.

La figure 3.30. montre la variation $U_g = f(p^{0,5})$ correspondant aux mesures des courbes 3.16, 3.17 et 3.18. Pour des pressions inférieures à 2 MPa, une variation de type:

$$p^{0,5} = C(U - U_0) \quad (3.15)$$

avec $C = \text{cte}$ peut être effectivement observée.

Il existerait donc un seuil de tension U_0 pour la cavitation, certainement relié au processus d'injection de charge. En effet l'injection de charge est observée au delà d'une tension seuil qui dépend de la pointe r_0 (figures 3.25 et 3.26). En dessous de ce seuil l'injection de charge, et donc le mouvement EHD du liquide, devient négligeable et la cavitation ne peut évidemment pas se produire.

La valeur de chute de pression Δp est clairement surestimée et sa détermination comporte de nombreuses approximations, comme la détermination de la vitesse du liquide, ou encore l'utilisation de la relation de Bernouilli pour un écoulement non stationnaire. Une étude quantitative du phénomène de cavitation nécessiterait de connaître précisément la structure et la dynamique de l'écoulement près de la pointe. L'hypothèse d'un mécanisme de cavitation reste néanmoins plausible.

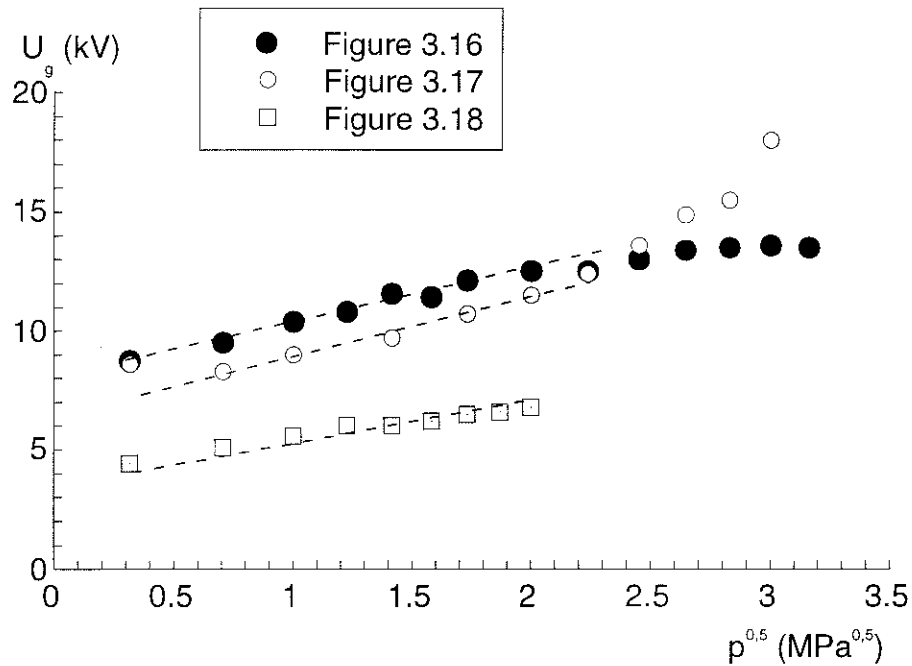


Figure 3.30. *Variation de la tension de génération en fonction de la racine carrée de la pression.*

3.3. Conclusions

La mise au point du système de mesure différentiel de charge a rendu possible la mesure des courants d'injection très faibles (quelques dizaines de nanoampères) qui précèdent l'apparition du streamer sous impulsion de tension. Cette mesure était précédemment totalement irréalisable par mesure directe du courant. De même, la mesure de la charge et du courant moyen du streamer peut être effectuée avec précision. Ces mesures permettent une meilleure caractérisation de la génération et de la propagation des streamers.

Les mesures effectuées ont permis de mettre en évidence des faits nouveaux, comme la variation des tensions d'apparition avec la pression, l'existence du temps de retard et du courant d'injection. Ces observations montrent que les mécanismes de génération sont différents dans les deux polarités. L'influence de la pression suggère qu'une phase gazeuse est mise en jeu pendant la génération des streamers positifs.

Le chauffage du liquide et la dépression dues au courant d'injection constituent des hypothèses plausibles pour expliquer l'apparition d'une cavité gazeuse pouvant déclencher la propagation d'un streamer.

Il est probable que dans la réalité les deux mécanismes thermique et mécanique se conjuguent pour provoquer l'apparition d'une cavité gazeuse. De nombreuses données manquent toutefois pour effectuer une étude quantitative rigoureuse du phénomène (mécanisme d'injection, nature et mobilité des porteurs de charge, structure de l'écoulement).

CHAPITRE 4

PROPAGATION DES STREAMERS POSITIFS LENTS

4.1. Présentation des phénomènes.....	79
4.2. Caractérisation des streamers pendant la propagation $t < t_a$.....	82
4.3. Caractérisation des streamers pour $t > t_a$.....	87
4.4. Interprétation: arrêt des streamers.....	89
4.5. Caractérisations après interruption de la tension.....	96
4.6. Conclusions.....	100

L'objectif de la thèse est de mieux caractériser la phase de génération et de propagation des streamers positifs lents. Nous mettons en évidence dans ce chapitre différentes grandeurs qui caractérisent la phase de propagation (longueur, vitesse du streamer) ainsi que des grandeurs électriques (courant et charge). Nous étudions l'influence de divers facteurs (tension, pression) sur ces paramètres.

4.1. Présentation des phénomènes

4.1.1. Forme des streamers

La forme des streamers lents est constituée de plusieurs grosses branches, figure 4.1, particulièrement à la pression atmosphérique et sous tension élevée. Dans la figure 4.1. nous voyons les différentes étapes du développement du streamer à pression atmosphérique: génération, propagation (figure 4.1.a et b), détachement de la pointe (figure 4.1.c) et disparition sous forme de bulles (figure 4.1.d).

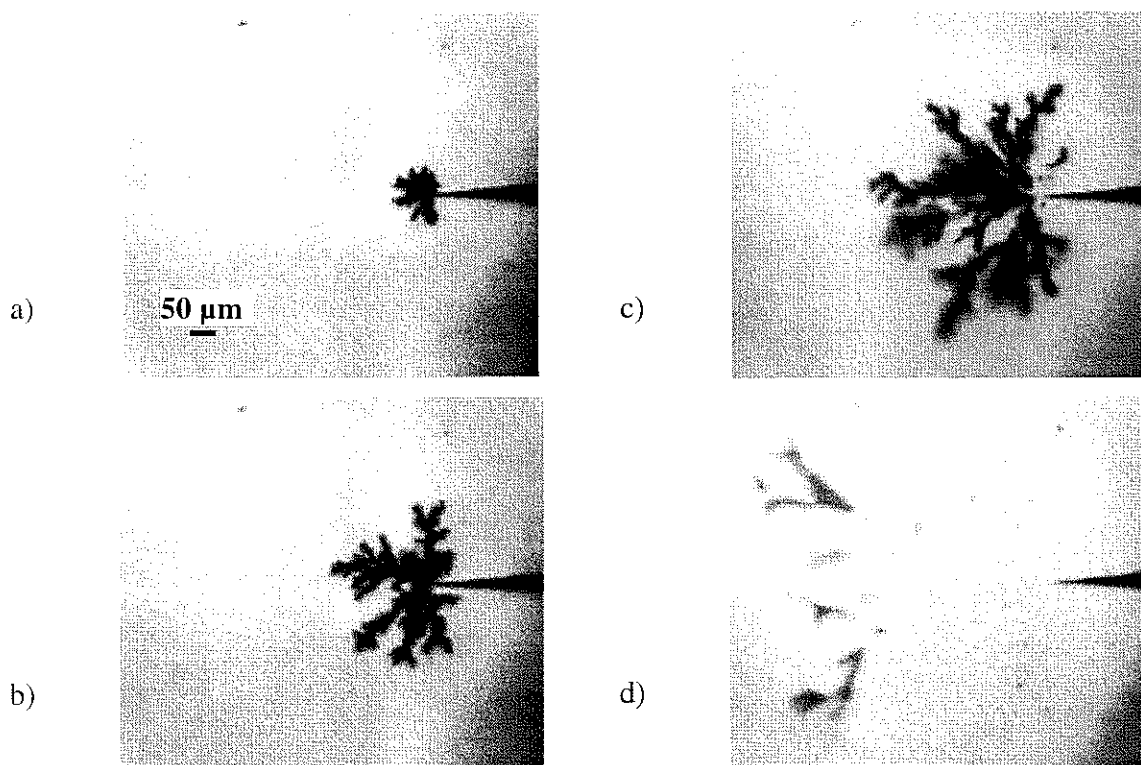


Figure 4.1. Développement d'un streamer à différents instants:

a) $t = 600 \text{ ns}$, b) 2000 ns , c) 5000 ns d) 14000 ns .

Cyclohexane, $r_0 = 1 \text{ μm}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $U = 14 \text{ kV}$.

Un moment particulier est constitué par le moment de son détachement de la pointe (figure 4.2). A cet instant précis, le courant cesse de circuler (figure 4.3). Nous notons l'intervalle de temps pendant lequel le streamer est attaché à la pointe par t_a et la charge maximum du streamer par Q_m (figure 4.3). La longueur du streamer au temps t_a (longueur de la plus longue branche) est notée par L_a , comme nous le voyons sur la figure 4.2.

A pression élevée la taille du streamer est réduite considérablement, comme nous l'avons montré dans la figure 3.11.b, paragraphe 3.2.1.1.

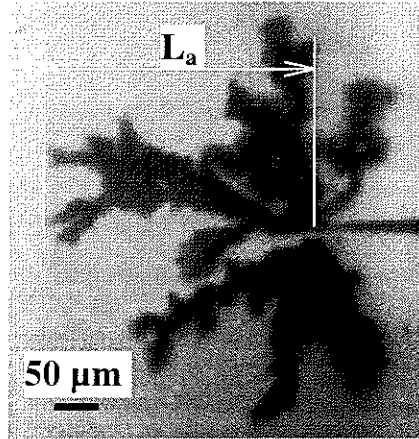


Figure 4.2. Photo d'un streamer lent au moment de son détachement.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $U = 15 \text{ kV}$.

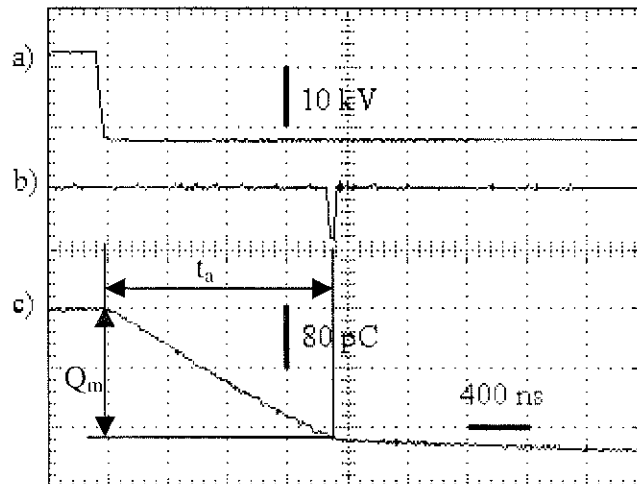


Figure 4.3. Formes d'onde correspondant à la figure 4.2:

tension appliquée (a), ouverture de l'intensificateur (b), charge du streamer (c).

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $U = 15 \text{ kV}$.

4.1.2. Courant et charge

Le développement du streamer est accompagné dans le circuit de mesure d'un courant (voir figure 3.12, paragraphe 3.2.1.2.) qui provoque une augmentation de la charge, comme nous voyons dans la figure 4.4. Pour une pression fixée, nous observons que la charge finale Q_m du streamer et la durée t_u croissent quand la tension appliquée augmente (figure 4.4).

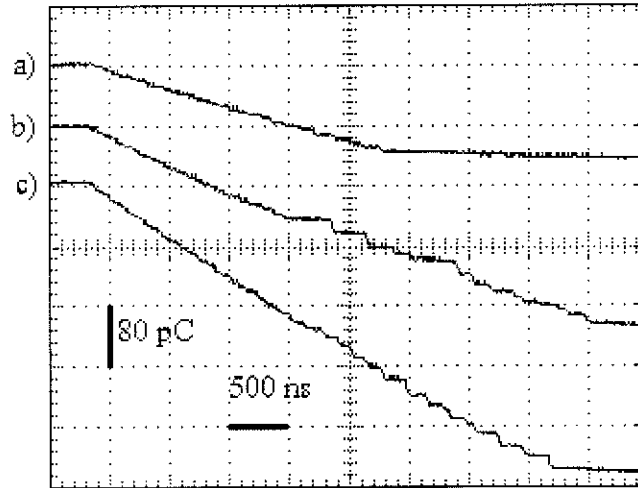


Figure 4.4. Charge du streamer à a) 10 kV, b) 12 kV et c) 14 kV.
Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$.

4.1.3. Domaine d'existence des streamers lents

Nous observons qu'à partir d'une certaine valeur de la tension appliquée nous générons des streamers filamenteux rapides. Ils sont caractérisés par un courant dont l'amplitude est plus grande (quelques μA), une forme plus filamenteuse et surtout une vitesse environ dix fois supérieure ($v > 1 \text{ km/s}$ [7]).

La détection du seuil de tension à partir duquel les streamers filamenteux se propagent est effectuée comme dans le paragraphe 3.1.3. La tension qui correspond à la probabilité de 50 % est notée U_p et nommée tension de propagation des streamers filamenteux. Cette tension ne dépend pas du rayon de courbure de la pointe (paragraphe 1.7.2.1.).

En mesurant la variation de la tension de propagation en fonction de la pression (figure 4.5) nous observons que U_p n'est influencée ni par la pression ni par la purification.

Nous avons utilisé pour cette expérience du cyclohexane une ou deux fois purifié, obtenu en passant de nouveau le liquide purifié par l'installation de purification.

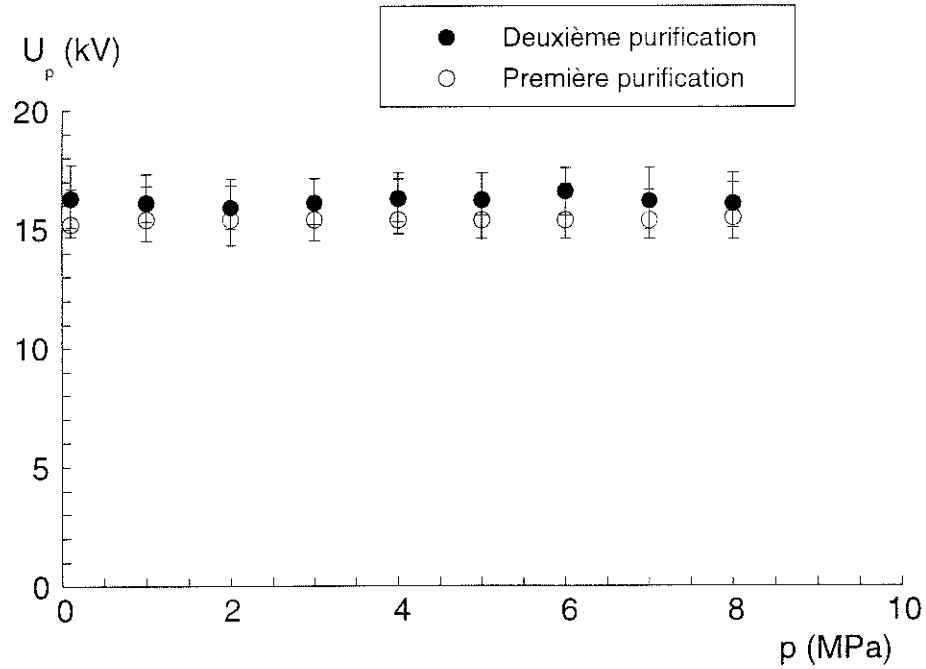


Figure 4.5. Variation de la tension de propagation des streamers filamenteux en fonction de la pression. Cyclohexane purifié et deux fois purifié, $r_0 = 2 \mu m$, $d = 2 mm$, $t_m < 20 ns$.

La figure 4.5. présente un double intérêt parce que:

- nous retrouvons le résultat de Gournay [7] qui montre qu'en dessous du rayon critique (environ $6 \mu m$ dans le cyclohexane) et à la pression atmosphérique la tension de propagation des streamers filamenteux vaut environ 15 kV. Nous observons la même valeur pour toutes les pressions,
- elle sert à définir le domaine de propagation des streamers lents, qui est compris entre la tension de génération U_g et 15 kV. La plupart des mesures pour la phase de propagation seront donc effectuées pour des tensions inférieures à 15 kV.

4.2. Caractérisation des streamers pendant la propagation ($t < t_a$)

4.2.1. Mesures des longueurs et du temps d'arrêt

Quand l'ouverture de l'intensificateur s'effectue à des temps inférieurs au temps d'arrêt, et donc quand le streamer est attaché à la pointe, nous mesurons une longueur que nous notons l_s - ou longueur instantanée du streamer, figure 4.6.

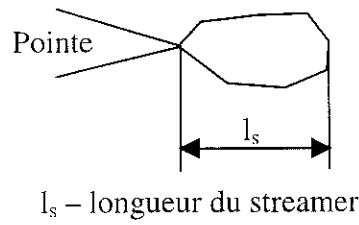


Figure 4.6. Longueur instantanée du streamer mesurée quand il est attaché à la pointe.

La variation de la longueur d'arrêt L_a en fonction de la pression est montrée dans la figure 4.7. Nous observons l'augmentation de L_a quand la tension augmente et sa diminution quand la pression croît.

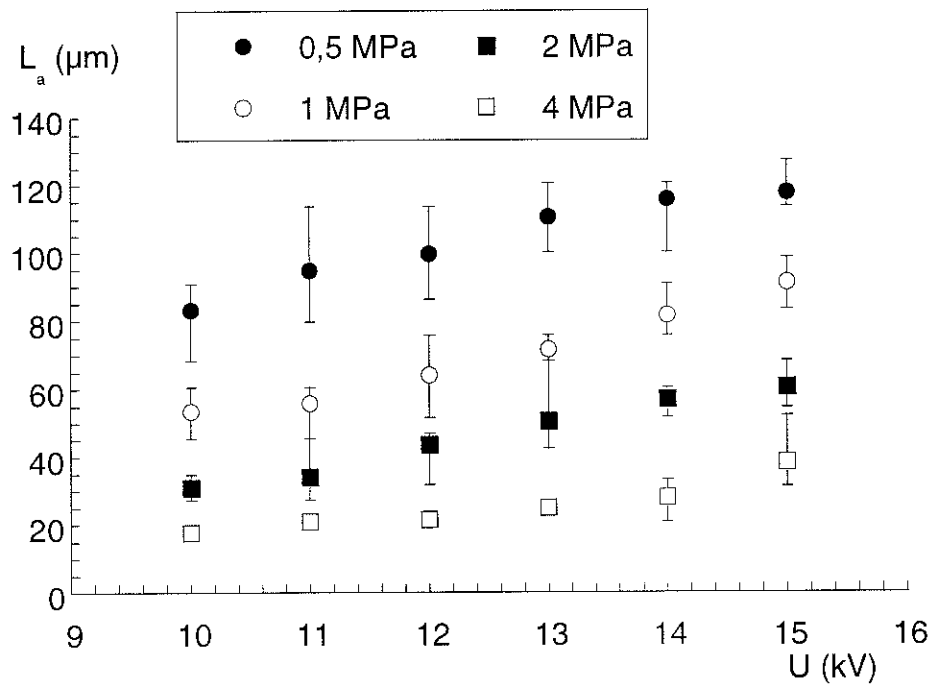


Figure 4.7. Variation de la longueur d'arrêt L_a en fonction de la tension appliquée.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$.

Une même variation est montrée dans la figure 4.8. pour le temps d'arrêt t_a . Ainsi, nous observons une augmentation du temps quand la tension croît et sa diminution aux pressions élevées.

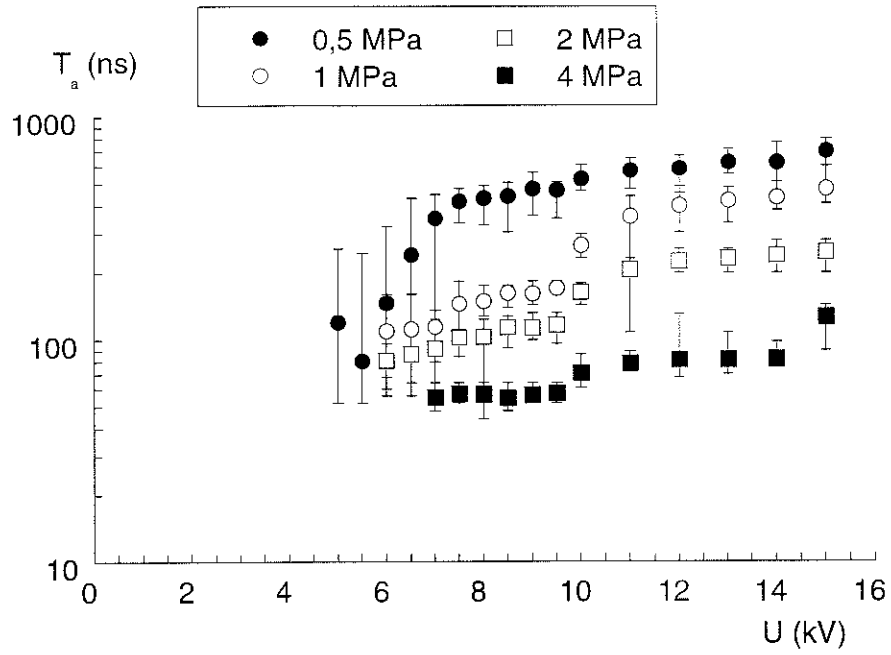


Figure 4.8. Variation du temps d'arrêt t_a en fonction de la tension appliquée.
Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$.

En mesurant la longueur instantanée du streamer l_s en fonction du temps à différentes pressions pour une tension fixée nous observons que la vitesse du streamer (140 m/s) n'est pas influencée par la pression, figure 4.9. Elle est pratiquement constante durant la propagation.

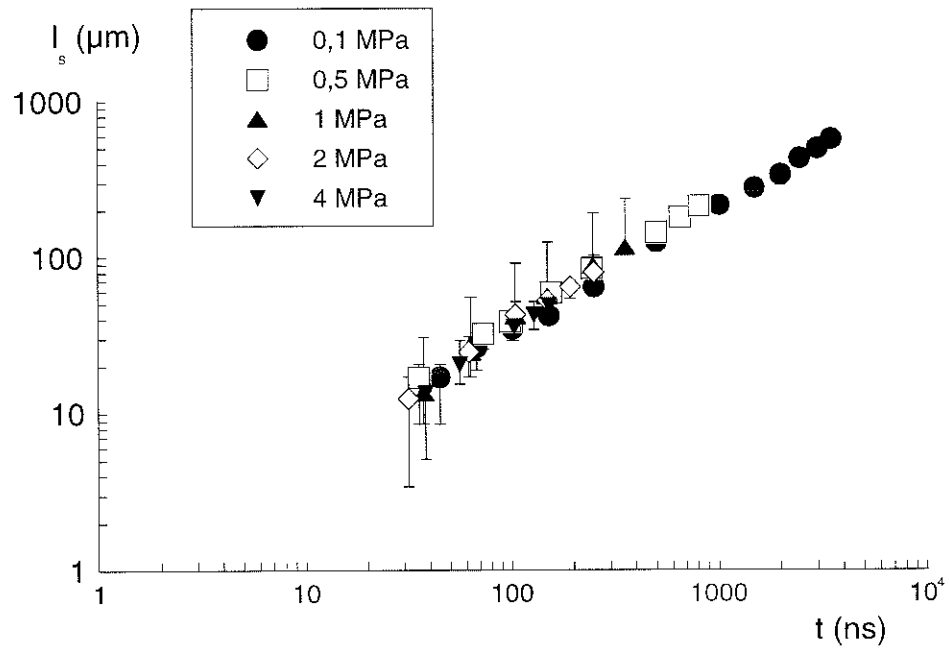


Figure 4.9. Variation de la longueur du streamer l_s en fonction du temps.
Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $U = 14 \text{ kV}$.

4.2.2. Mesures de charge et de courant

La variation de la charge finale du streamer Q_m en fonction de la tension appliquée est montrée dans la figure 4.10. Nous observons que la charge diminue quand la pression croît, en suggérant qu'entre la taille du streamer (figure 4.7.) et sa charge il y a une forte corrélation.

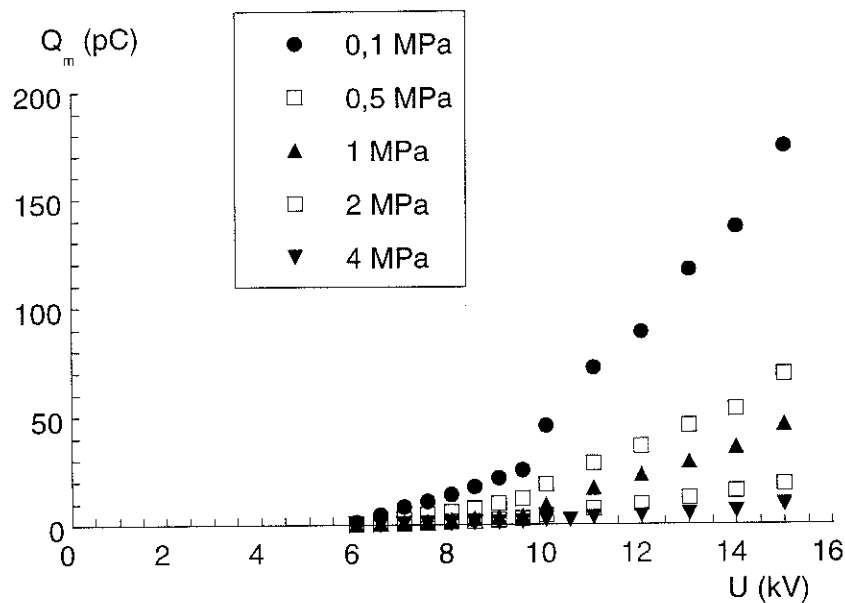


Figure 4.10. Variation de la charge finale Q_m du streamer en fonction de la tension.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$.

Les mesures de courant ont été effectuées par deux méthodes différentes. Premièrement, en connaissant la variation de la charge au cours du temps nous avons déterminé le courant moyen en faisant le rapport Q_m/t_a . Ce courant moyen reste constant pendant la propagation (figure 4.4). Les résultats de ces mesures sont montrés dans la figure 4.11. Le courant moyen est faiblement influencé par la pression.

La deuxième méthode consiste en la mesure directe du courant à l'aide du système de mesure différentiel du courant (paragraphe 2.4.1.1.). Les mesures correspondent au courant moyen I_s estimé au début de la propagation pendant la phase A (figure 3.12). Nous avons enregistré, de même, les valeurs du courant des streamers rapides filamenteux. Les résultats sont montrés dans la figure 4.12.

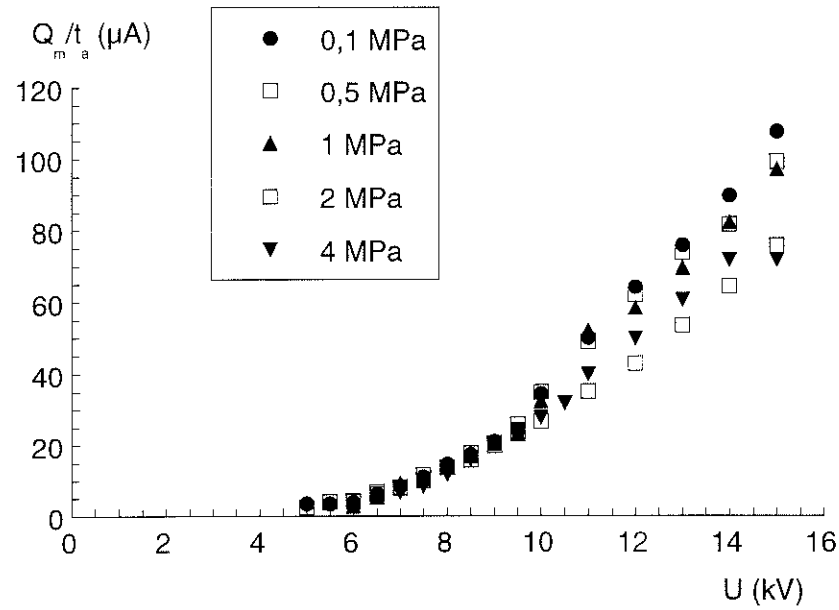


Figure 4.11. Variation du courant moyen de streamer Q_m/t_a en fonction de la tension.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu m$, $d = 2 mm$.

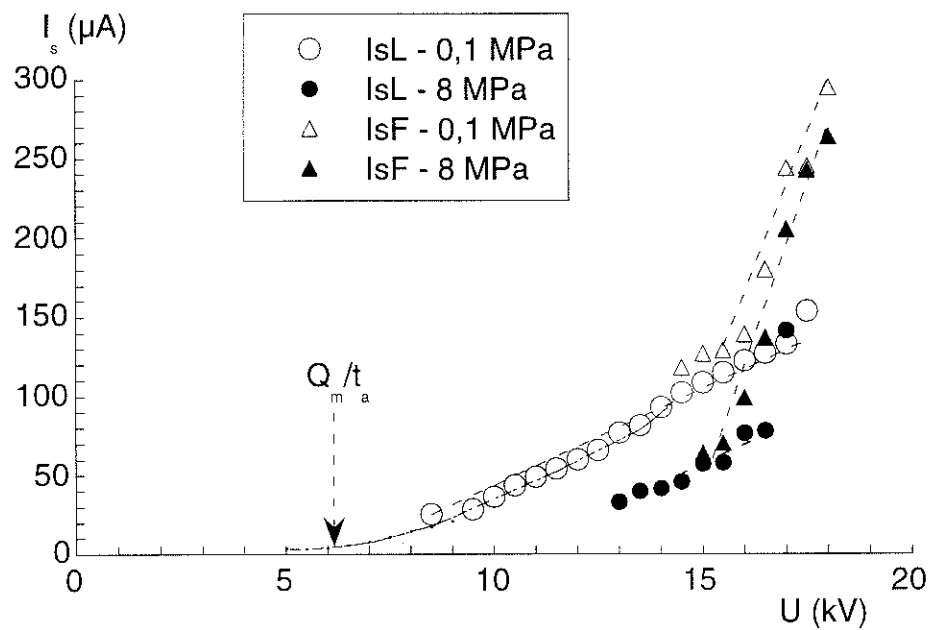


Figure 4.12. Variation du courant des streamers lents (I_{sL}) et filamenteux (I_{sF})

en fonction de la tension à 0,1 et 8 MPa. Cyclohexane, $r_0 = 2 \mu m$, $d = 2 mm$.

Nous remarquons qu'entre 15 et 18 kV les deux types de streamer coexistent, c'est-à-dire, dans les mêmes conditions de mesure se forme soit un streamer lent soit un streamer filamenteux.

Nous avons mis sur la même figure la courbe du courant moyen (Q_m/t_a) à la pression atmosphérique, en observant que les courbes du courant de streamer se superposent. Il n'y a pratiquement aucune différence entre les deux méthodes d'enregistrement du courant.

Dans le cas des figures 4.11 et 4.12, nous observons l'augmentation du courant de streamer quand la tension croît tandis que la pression diminue l'amplitude du courant.

4.3. Caractérisation des streamers pour $t > t_a$

4.3.1. Longueurs mesurées

Quand l'ouverture de l'intensificateur s'effectue après le temps d'arrêt t_a (voir figure 4.1.d) nous mesurons deux longueurs, figure 4.13:

- l_d ou longueur de détachement, qui représente la distance entre l'extrémité de la pointe et l'arrière du streamer (ou sa 'queue'),
- l_{sd} ou longueur du streamer détaché, qui représente la distance entre l'extrémité de la pointe et l'avant du streamer (ou sa 'tête').

Un résultat de mesure typique est montré sur la figure 4.14 pour $U = 14$ kV à pression atmosphérique.

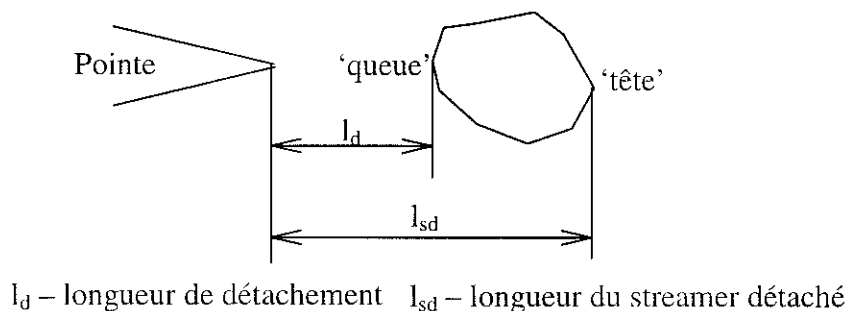


Figure 4.13. Longueurs mesurées quand l'ouverture de l'intensificateur s'effectue après le temps d'arrêt.

Le temps d'arrêt du streamer à la pression atmosphérique est assez variable, d'où une valeur de t_a variable d'une mesure à l'autre. En moyennant les valeurs enregistrées, le temps t_a pendant lequel le streamer est attaché vaut environ $4,5 \mu s$. Dans ces mesures la durée de l'impulsion de tension est $t_{imp} = 14 \mu s$.

Entre 0 et $7 \mu s$ les streamers attachés (points noircis) se propagent avec une certaine vitesse déduite de la pente de la courbe qui est d'environ 116 m/s, figure 4.14.

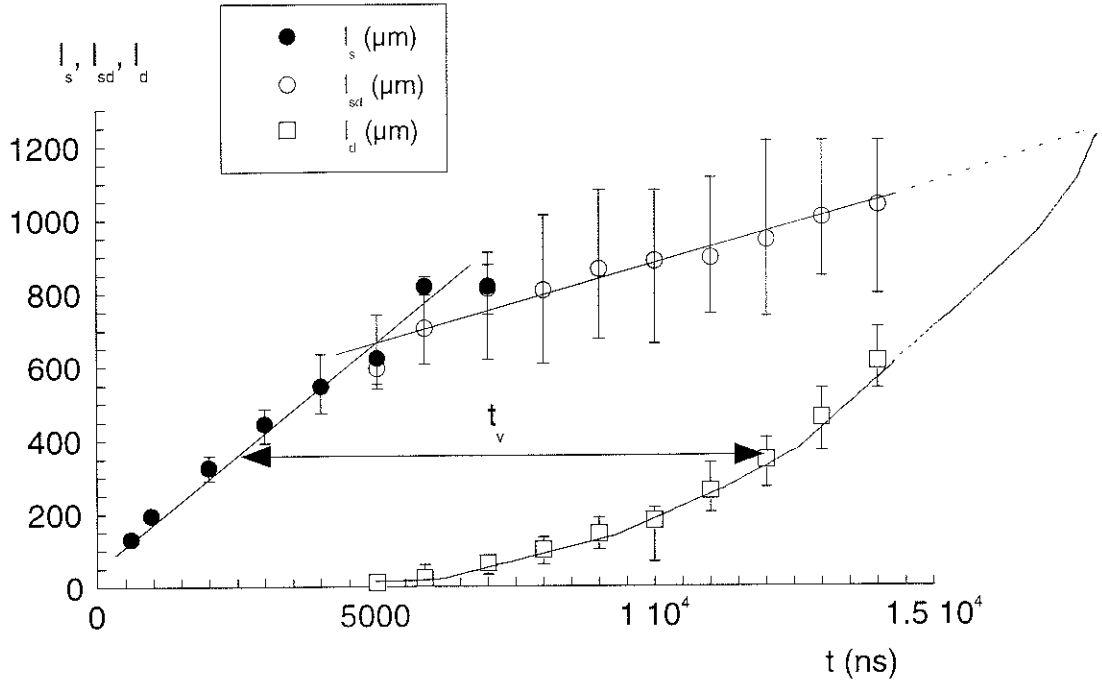


Figure 4.14. Variation des longueurs du streamer en fonction du temps.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $U = 14 \text{ kV}$

A partir de $5 \mu\text{s}$ les streamers commencent à se détacher (points clairs). A partir de $5 \mu\text{s}$ nous avons également représenté la longueur de détachement l_d , qui augmente et tend vers l_{sd} . Une fois les streamers détachés, leur 'tête' continue à se propager mais avec une vitesse réduite. En approximant par une droite les points correspondants aux longueurs des streamers détachés, la pente est d'environ 56 m/s . Pratiquement la vitesse a été réduite de moitié par rapport aux streamers attachés. En même temps, l'augmentation de l_d signifie que la 'tête' du streamer est 'rattrapée' par la 'queue'. Au moment où $l_d = l_{sd}$ le streamer disparaît complètement.

D'autres mesures ont été effectuées à $0,5 \text{ MPa}$ où le temps d'arrêt du streamer a une valeur d'environ 750 ns . Dans ces conditions nous appliquons une impulsion de tension de durée $5 \mu\text{s}$ et nous mesurons la longueur du streamer à différents instants de l'ouverture de l'intensificateur, figure 4.15.

Après le détachement du streamer, il est difficile de dire si la propagation continue effectivement, étant donné la dispersion des mesures et la faible durée pendant laquelle le streamer reste observable après t_a (environ 700 ns). Les mesures à pression atmosphérique sont les seules qui permettent d'observer clairement la propagation après t_a (figure 4.14).

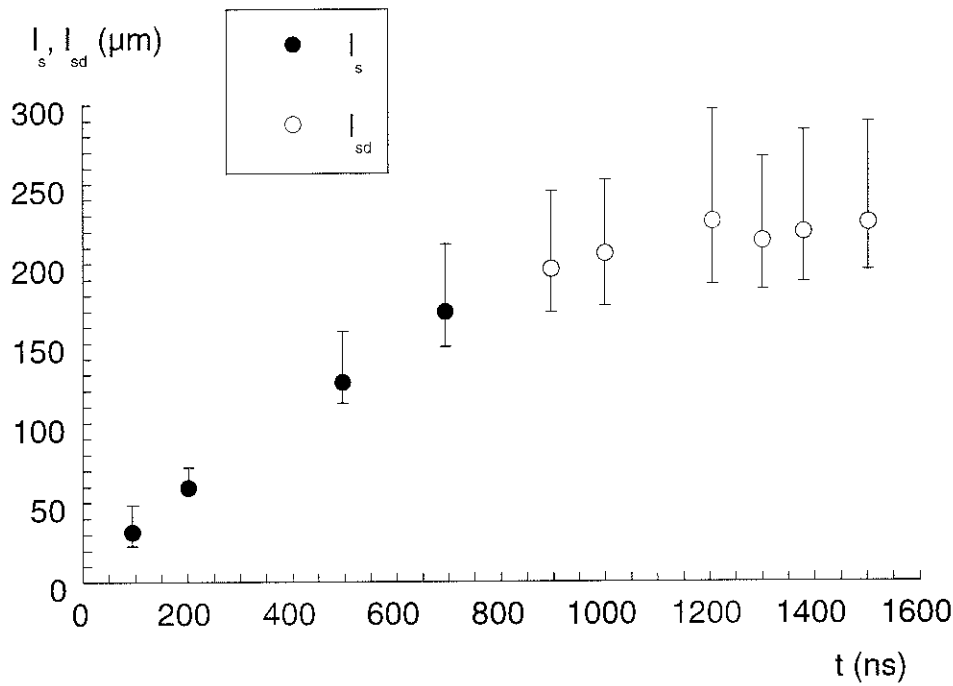


Figure 4.15. Variation de la longueur des streamers en fonction du temps.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,5 \text{ MPa}$, $U = 14 \text{ kV}$.

4.3.2. Influence de la tension

Nous avons varié la tension appliquée en mesurant chaque fois l_s , l_{sd} et l_d . Les résultats sont présentés dans la figure 4.16.

Pour toutes les tensions nous observons la réduction de la vitesse dès que les streamers se détachent de la pointe. En prenant l'exemple de la courbe à 10 kV, la vitesse des streamers attachés est d'environ 90 m/s tandis qu'une fois détachés ils se déplacent à 44 m/s. La vitesse des streamers attachés augmente avec la tension. Ainsi, à 12 kV elle est d'environ 104 m/s et à 14 kV elle vaut 116 m/s.

4.4. Interprétation: arrêt des streamers

Dans la suite nous allons essayer d'expliquer l'arrêt des streamers en se basant sur les mesures expérimentales du temps d'arrêt et à l'aide de la théorie de Rayleigh. Le modèle de Rayleigh décrit la dynamique d'implosion d'une cavité sphérique contrôlée par l'inertie du liquide, supposé homogène, incompressible et de volume infini [53]. Nous ne pouvons pas

appliquer ce modèle pour tout le streamer à cause de sa forme très différente d'une sphère. Cependant, les photographies (figure 4.1.c) montrent que le détachement du streamer est dû à l'implosion du filament de streamer ('collapse' en anglais) près de la pointe. Progressivement, cette implosion 'se propage' en remontant le filament jusqu'à sa 'tête' (figure 4.1.d) avec une vitesse comparable à la vitesse de propagation du streamer attaché (figure 4.16). La durée de vie t_v d'une section du streamer (intervalle de temps entre sa création et sa disparition, voir figure 4.14) est approximativement constante (pour les longueurs supérieures à environ $100 \mu\text{m}$).

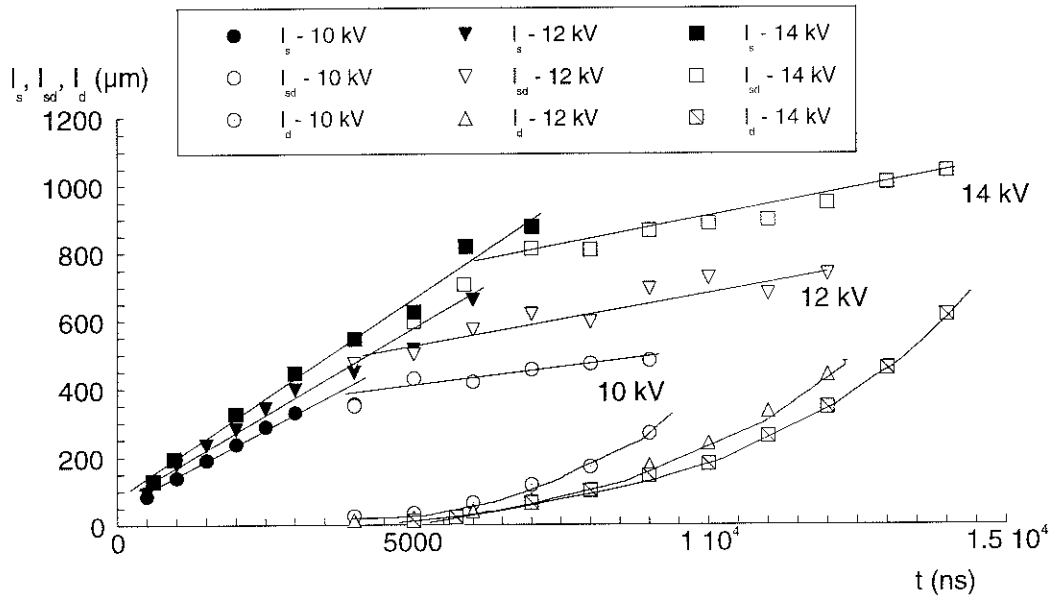


Figure 4.16. Variation des longueurs l_s , l_{sd} et l_d en fonction du temps pour différentes tensions.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$.

Pour décrire ce phénomène, nous considérons que la propagation du streamer est équivalente à la création successive d'un grand nombre de bulle sphériques mises 'bout à bout', comme cela a été observé en polarité négative (figure 1.7). Nous supposons que chaque bulle suit une dynamique décrite par la figure 4.17, conforme à celle observée pour des bulles uniques [8], bien décrite par la théorie de Rayleigh.

Chaque bulle suit un cycle constitué d'une phase de croissance (notée c), passe par un rayon maximum (m), implose (i) et disparaît (d). Pour le streamer constitué de n bulles, nous pouvons établir le schéma suivant à différents instants correspondant à l'apparition d'une bulle supplémentaire (figure 4.18). Suivant cette représentation schématique, la durée d'attachement t_a est égale à la durée de vie de la première bulle créée près de la pointe.

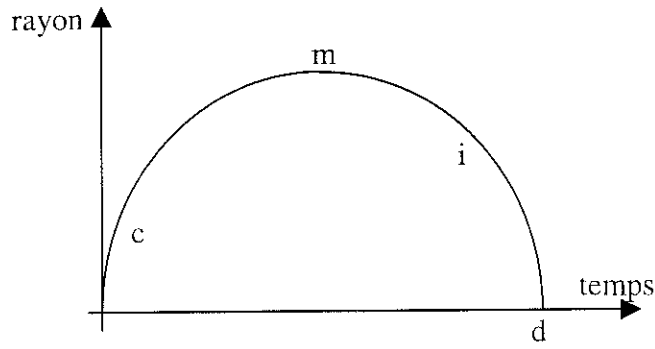


Figure 4.17. Dynamique d'une bulle unique.

Nous allons essayer d'établir une corrélation entre la durée de vie de la première bulle créée (ou t_a) et la durée de vie théorique d'une bulle qui est donnée par le modèle de Rayleigh [53]. Ce modèle donne la durée d'implosion (de m à d) d'une bulle de rayon initial maximum r_m quand la pression du liquide est p . Cette durée a pour expression:

$$t_{implosion} = 0,915 \cdot r_m \cdot \sqrt{\frac{\rho}{p}} \quad (4.1)$$

où ρ représente la densité du liquide.

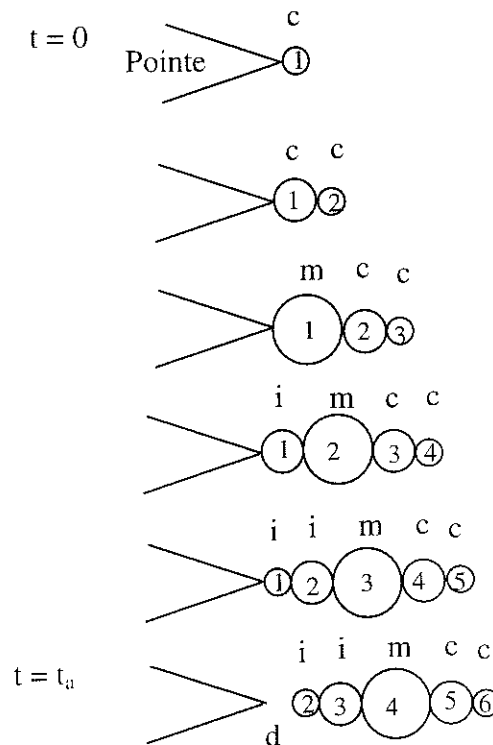


Figure 4.18. Etapes de propagation depuis la génération jusqu'à la coupure (*c*: croissance, *m*: rayon maximum, *i*: implosion, *d*: disparition).

Il est possible de faire l'hypothèse que la phase d'expansion de la bulle est identique à celle d'implosion et nous obtenons la durée de vie t_v de la bulle:

$$t_v = 2 \cdot t_{implosion} = 1,83 \cdot r_m \cdot \sqrt{\frac{\rho}{p}} \quad (4.2)$$

Pour que l'hypothèse de la symétrie des phases d'expansion et d'implosion soit adoptée nous considérons que:

- l'énergie (W_{inj}) nécessaire pour créer la bulle de rayon maximum r_m est déposée dans un temps plus court que celui d'implosion,
- la phase d'expansion de la bulle est contrôlée de même par l'inertie du liquide (comme la phase d'implosion).

4.4.1. Calcul du diamètre des streamers

Pour une tension et une pression fixées, nous connaissons le courant I_s , la vitesse de propagation v , l'énergie de vaporisation W_{vap} . Si nous supposons que toute l'énergie injectée sert à évaporer le liquide, nous pouvons calculer le diamètre du streamer.

La puissance électrique dissipée P vaut:

$$P = U \cdot I_s \quad (4.3)$$

Pour un streamer de longueur l_s , une énergie W_{ls} est dissipée:

$$W_{ls} = \frac{U \cdot I_s \cdot l_s}{v} \quad (4.4.)$$

et le nombre de moles N_{ls} évaporées vaut:

$$N_{ls} = \frac{W_{ls}}{W_{vap}} = \frac{U \cdot I_s \cdot l_s}{v \cdot W_{vap}} = \frac{P \cdot v_{gaz}}{R \cdot T} \quad (4.5)$$

en considérant que le volume de gaz v_{gaz} créé se comporte comme un gaz parfait. Pour un canal cylindrique:

$$v_{gaz} = l_s \cdot \pi \cdot r_s^2 \quad (4.6)$$

r_s étant le rayon du streamer.

Nous pouvons donc calculer:

$$r_s = \sqrt{\frac{U \cdot I_s \cdot R \cdot T}{v \cdot W_{vap} \cdot p \cdot \pi}} \quad (4.7)$$

Les rayons r_s calculés à partir des données expérimentales I_s , v et de l'énergie $W_{vap}(p)$ (tableau 3.1) sont présentés sur la figure 4.19.

4.4.2. Comparaison avec les valeurs expérimentales

Nous pouvons calculer la durée de vie t_v de cette phase gazeuse à l'aide de la formule de Rayleigh (4.2) et comparer les valeurs trouvées aux valeurs expérimentales du temps de détachement t_d (figure 4.20).

Les valeurs de t_v et t_d sont proches et leur variation avec la pression identique, ce qui valide le modèle adopté pour expliquer l'arrêt des streamers lents.

Sur la figure 4.20, les valeurs de t_v sont surestimées d'environ 25 % par rapport à t_d . Ceci provient certainement de l'hypothèse selon laquelle toute l'énergie électrique fournie sert à évaporer le liquide alors qu'en réalité un bilan d'énergie global devrait faire intervenir d'autres phénomènes (énergie d'ionisation, variation d'énergie électrostatique, etc). Avec des hypothèses identiques, un résultat semblable est observé dans le cas de bulles uniques [19].

De même, nous avons appliqué le modèle de Rayleigh (établi pour une bulle sphérique) alors que nous supposons que le streamer est cylindrique. Les équations de Rayleigh peuvent être intégrées numériquement en géométrie cylindrique (il n'existe pas de solution analytique simple) [47]. Cependant, il a été constaté expérimentalement que le 'collapse' d'un canal cylindrique est bien décrit par le modèle de Rayleigh alors que le modèle cylindrique conduit paradoxalement à de moins bons résultats (la durée de vie est surestimée d'un facteur 3 environ) [47].

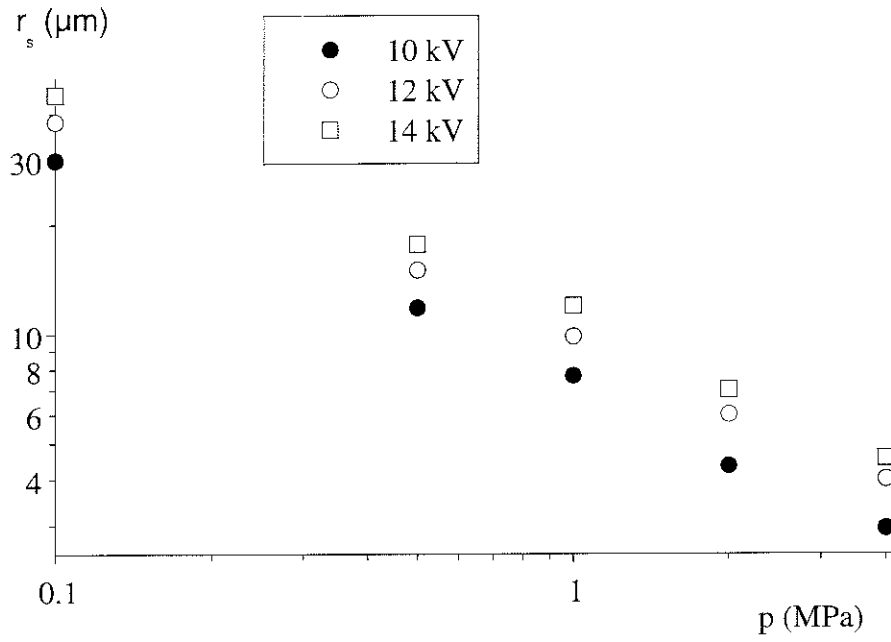


Figure 4.19. Rayon du streamer calculé en fonction de la pression pour trois tensions.
Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$.

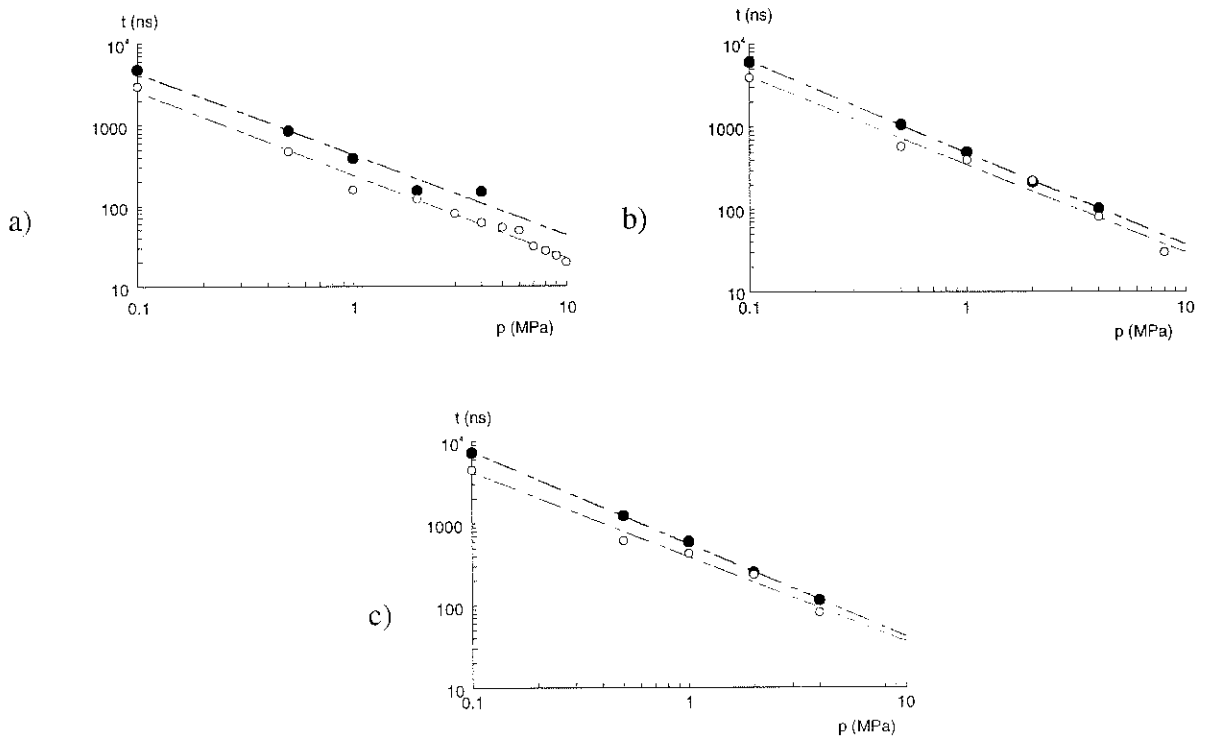


Figure 4.20. Comparaison de la durée de vie calculée t_v (points noirs) et du temps d'arrêt mesuré t_a (points blancs) pour a) 10 kV, b) 12 kV, c) 14 kV.
Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$.

4.4.3. Conclusions

4.4.3.1. Mécanisme d'arrêt des streamers

Ces résultats montrent que la modélisation d'un filament de streamer par n bulles indépendantes conduit à un résultat simple qui permet d'expliquer l'arrêt du streamer. Dans le cas des streamers lents, la durée de propagation t_a est déterminée par la durée de vie hydrodynamique de la phase gazeuse. Cette situation est très différente du cas des streamers filamenteux rapides qui s'arrêtent à un temps nettement inférieur à la durée de vie hydrodynamique, sous l'effet de la chute de tension dans le streamer [7,31,36].

4.4.3.2. Mécanismes de propagation

Le schéma de la figure 4.18. suppose que l'énergie est dissipée essentiellement à la tête du streamer pour former une nouvelle phase gazeuse. Un tel mécanisme a effectivement été observé aux tous premiers instants de la propagation d'un streamer lent négatif (figure 1.7). Chaque nouvelle impulsion de courant, constituée d'une décharge partielle à l'intérieur de la phase gazeuse, crée une nouvelle bulle devant la précédente.

Ce mécanisme permet à lui seul d'expliquer la propagation du streamer lent. Dans cette hypothèse, la vitesse du streamer est égale à la vitesse d'expansion de la phase gazeuse en tête du streamer, qui dépend notamment de la puissance dissipée (et donc du courant).

Cependant, comme nous l'avons décrit au paragraphe 1.6.2, un autre mécanisme est susceptible d'intervenir. En effet, le champ électrique E_s présent à l'extrémité du streamer induit une pression électrostatique p_s :

$$p_s = \frac{1}{2} \epsilon E_s^2 \quad (4.8)$$

Cette pression tend à dilater la phase gazeuse et pourrait donc également provoquer sa propagation (modèles de Watson [44]). Toutefois, dans le cas de bulles uniques, l'effet de la pression électrostatique n'a pas pu être mis en évidence [3,54]. Comme nous allons le voir, des mesures complémentaires réalisées en coupant la tension à différents instants permettent de mettre directement en évidence le rôle de ces divers mécanismes.

4.5. Caractérisation après interruption de la tension

Lorsque la tension est maintenue après la disparition totale du streamer, la charge contenue dans celui-ci reste présente dans le liquide (voir figure 4.3). Dans cette situation le champ sur la pointe résulte de la superposition $E_L + E_C$ du champ appliqué E_L (champ Laplacien) et de celui dû à la charge d'espace E_C (champ Coulombien de signe opposé). Lorsque la tension est interrompue, divers phénomènes sont observés suivant le moment de la coupure.

4.5.1. Interruption pour $t > t_a$

Lorsque la tension est interrompue après le détachement du streamer et avant sa disparition totale, les phénomènes observés sont montrés sur la figure 4.21.

Lorsque la tension revient à zéro ($E_L = 0$), la charge d'espace positive présente devant la pointe (dans le liquide et dans les 'morceaux' de streamer encore existants) crée sur la pointe un champ élevé E_C (de signe opposé). Ce champ provoque l'apparition d'un petit streamer négatif visible sur la pointe (figure 4.21.a) qui entraîne une faible diminution de la charge (visible sur la figure 4.21.b, environ 200 ns après la coupure). Etant donné que les champs d'apparition sont peu différents dans les deux polarités (environ 7 MV/cm en négatif et 9 MV/cm en positif) ceci indique que le champ E_C à la pointe dû à la seule charge d'espace est fort et que par conséquent le champ total $E_L + E_C$ lorsque la tension était appliquée était fortement affaibli par rapport au champ E_L (sans charge d'espace). Ceci sera confirmé par calcul numérique au chapitre 5 $\left(E_L + E_C < \frac{E_L}{10} \right)$.

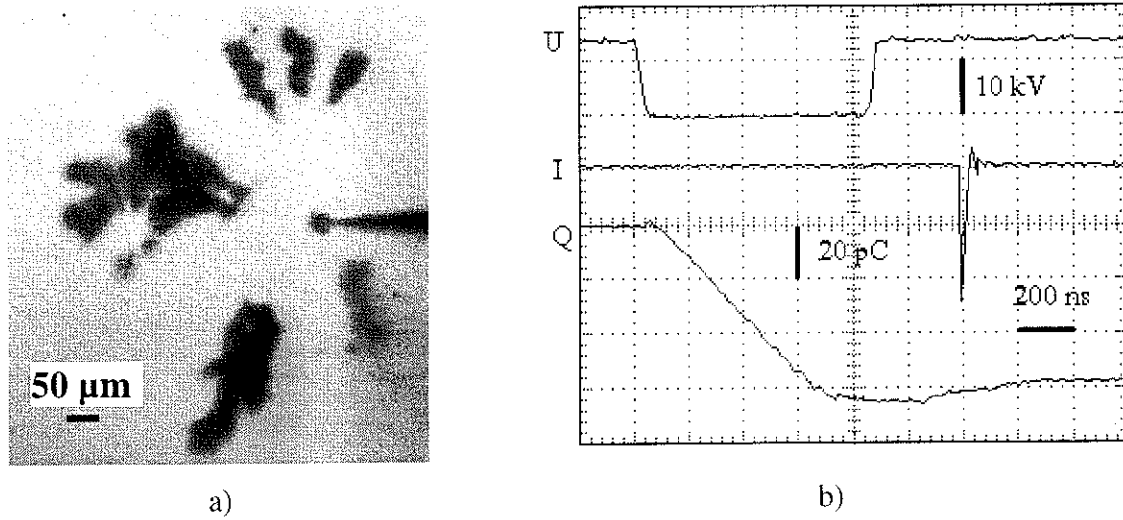


Figure 4.21. Photographie d'un streamer (a) et les formes d'onde (b).

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,5 \text{ MPa}$, $U = 14 \text{ kV}$.

La figure 4.22. montre les longueurs de streamers mesurées à pression atmosphérique pour différentes durées d'impulsion t_{imp} .

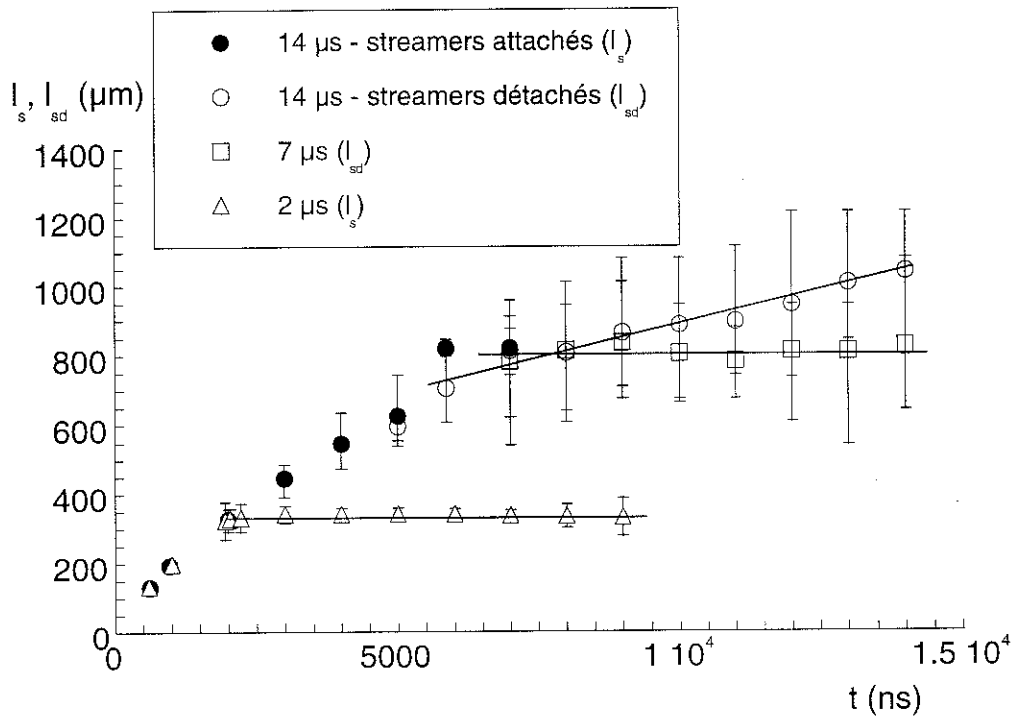


Figure 4.22. Longueurs des streamers en fonction du temps pour trois durées de l'impulsion de tension: a) 14 µs (cercles), b) 7 µs (carrés), c) 2 µs (triangles).

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $U = 14 \text{ kV}$.

Pour $t_{imp} = 14 \mu\text{s}$ la tension reste appliquée jusqu'à disparition totale du streamer.

Pour $t_{imp} = 7 \mu\text{s}$, la tension est interrompue peu après le détachement ($t_a = 4,5 \mu\text{s}$ en moyenne

dans ces conditions). Dans ces conditions, la propagation du streamer après t_a n'est plus observée (I_{sd} reste constante jusqu'à la disparition totale du streamer).

4.5.2. Discussion

Après détachement du streamer à t_a , le courant I_s s'interrompt (figure 4.3) et par conséquent il n'y a plus d'énergie fournie au système pour vaporiser du liquide. Dans ces conditions les mécanismes qui pourraient expliquer la propagation après t_a (pour $t_{imp} \gg t_a$) sont les suivants:

- la pression électrostatique p_s continue de s'appliquer sur le streamer puisque celui-ci est toujours chargé et la tension appliquée,
- l'inertie du liquide (mis en mouvement pendant la propagation à $t < t_a$) pourrait également contribuer à la propagation après t_a .

Les mesures avec $t_{imp} = 7 \mu s$ montrent que l'inertie ne joue aucun rôle car celle-ci devrait également se manifester sans tension appliquée.

Par conséquent la propagation après t_a ne peut être due qu'à l'influence des forces électrostatiques. Lorsque la tension n'est plus appliquée ($t_{imp} = 7 \mu s$) la propagation n'est logiquement plus observée.

Ceci montre que les forces électrostatiques, contrairement au cas de bulles uniques, jouent un rôle non négligeable sur la propagation des streamers. La vitesse après détachement est réduite de moitié (figure 4.16). Nous tenterons dans le chapitre suivant de calculer la pression électrostatique exercée sur le streamer par calcul du champ électrique.

4.5.3. Interruption pour $t_{imp} < t_a$

Lorsque la tension est interrompue avant le détachement du streamer, nous observons les phénomènes montrés sur les figures 4.22. et 4.23.

Après coupure de la tension, la charge d'espace créée comme précédemment un champ intense sur la pointe. Le streamer gazeux étant cette fois-ci en contact avec la pointe, il se forme non pas un streamer négatif dans le liquide, mais une décharge rapide et intense dans le gaz qui provoque une chute de la charge jusqu'à une valeur finale Q_f (figure 4.23). Lorsque nous faisons varier t_{imp} (figure 4.24) nous voyons que Q_f chute brutalement pour $t_{imp} \approx 250$ ns, qui correspond au temps de détachement t_a dans ces conditions. Par rapport à la charge Q_m du

streamer, la charge finale Q_f peut être fortement réduite (jusqu'à environ $0,1 Q_m$) ce qui signifie que pour $t_{imp} < t_a$ le streamer est pratiquement totalement 'déchargé'. C'est ce qui est réalisé sur la figure 4.22 en coupant la tension à $t_{imp} = 2 \mu s$ alors que $t_a = 4,5 \mu s$. Logiquement, en l'absence de charge et de champ appliqué, la propagation du streamer est totalement stoppée.

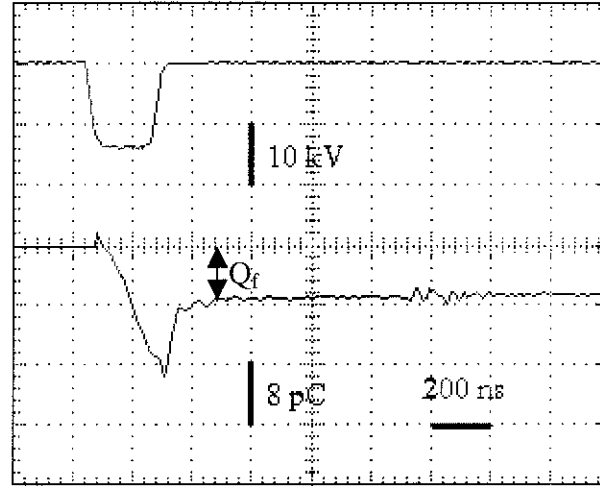


Figure 4.23. *Forme d'onde de la tension appliquée (en haut) et de la charge quand le streamer se 'décharge'.*

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu m$, $d = 2 mm$, $p = 2 MPa$, $U = 14 kV$.

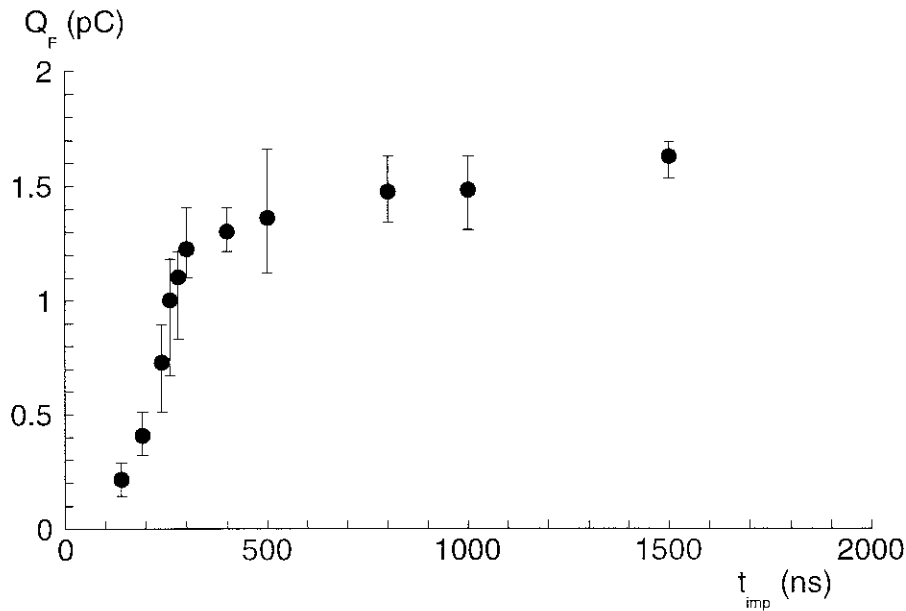


Figure 4.24. *Dépendance de la charge finale enregistrée en coupant la tension appliquée en fonction de la durée de l'impulsion de tension.*

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu m$, $d = 2 mm$, $p = 2 MPa$, $U = 14 kV$.

4.6. Conclusions

Pour ce qui concerne la phase de propagation des streamers lents nous avons mis en évidence un certain nombre de faits nouveaux:

- le courant circule et la charge augmente tant que le streamer est attaché à la pointe,
- la propagation du streamer est due à la fois à la formation et à l'expansion de bulles successives à l'extrémité du streamer, mais les forces électrostatiques qui s'exercent sur la paroi du streamer jouent également un rôle non négligeable,
- une fois que le streamer est détaché et la tension encore appliquée, la propagation continue et est due seulement aux forces électrostatiques. L'inertie du liquide ne joue aucun rôle.
- l'arrêt des streamers est dû à la coupure du canal gazeux entre le streamer et la pointe. La première bulle créée à la pointe implose la première et nous pouvons calculer la durée de propagation qui correspond à la durée de vie de cette première bulle.

Dans le chapitre suivant, des calculs de champ seront effectués en présence du streamer, notamment dans le but d'évaluer les forces électriques qui s'exercent sur celui-ci.

CHAPITRE 5

CALCUL DU CHAMP: ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE ET CALCULS NUMERIQUES

<i>5.1. Présentation physique du problème.....</i>	<i>103</i>
<i>5.2. Etude bibliographique.....</i>	<i>106</i>
<i>5.3. Présentation et validation du logiciel QuickField®</i>	<i>111</i>
<i>5.4. Calcul du champ en l'absence du streamer.....</i>	<i>116</i>
<i>5.5. Calcul du champ en présence du streamer.....</i>	<i>118</i>

Le but de ce chapitre est de calculer l'intensité du champ électrique dans les conditions de génération et de propagation des streamers positifs.

A partir du modèle physique nous délimitons le domaine de calcul qui doit faire une bonne approximation du domaine réel. Nous établissons ensuite les hypothèses dans lesquelles nous effectuons le calcul. Nous présentons dans une première partie un rappel des expressions analytiques qui permettent de calculer le champ en l'absence de charge d'espace ou de streamer. Nous présentons ensuite les résultats du calcul numérique de champ en présence de streamer, effectués à l'aide du logiciel Quick Field.

5.1. Présentation du problème. Modèle et domaine de calcul

Nous utilisons la configuration pointe – plan décrite dans le paragraphe 2.3.1. Une section de la cellule de mesure est présentée dans la figure 2.2., paragraphe 2.3.1.

Le problème physique consiste en la génération à la pointe d'un streamer qui se développe dans un milieu diélectrique initialement sans charge d'espace. Le streamer est constitué d'une phase gazeuse qui possède une certaine densité superficielle de charge.

Nous considérons tout d'abord le régime électrostatique sans charge d'espace et nous calculons les valeurs du champ électrique en divers points au long de la distance inter – électrodes.

Le domaine de calcul D , représenté dans la figure 5.1, est limité par l'hyperboloïde de révolution MN , le cylindre MP et le plan S_2 qui intersecte la nappe arbitrairement choisie S_3 dans les points F et G .

Sur la surface S_3 la composante normale de l'intensité du champ électrique E_n est supposée nulle parce que S_3 est obtenue en tournant la ligne de champ PG autour de l'axe de symétrie. Cette condition est écrite comme:

$$E_n(T) = \left. \frac{\partial V}{\partial n} \right|_T = 0, \quad T \in S_3 \quad (5.1)$$

où $V(T)$, $T \in D$ représente le potentiel électrique.

Pour le calcul du champ électrique E nous adoptons les hypothèses suivantes:

- I. Le milieu est linéaire et isotrope:

$$\vec{D}(T) = \varepsilon(T) \cdot \vec{E}(T), \quad T \in D \quad (5.2)$$

II. Le régime du champ est électrostatique:

$$\vec{E}(T) = -\text{grad } V(T), \quad T \in D \quad (5.3)$$

$$\text{div}[\varepsilon(T) \cdot \vec{E}(T)] = -\rho_v(T) = 0, \quad T \in D \quad (5.4)$$

où ρ_v représente la densité volumique de la charge.

Les conditions sur la frontière sont:

$$V(T) = V_1, \quad T \in S_1 \quad (5.5)$$

$$V(T) = V_2, \quad T \in S_2 \quad (5.6)$$

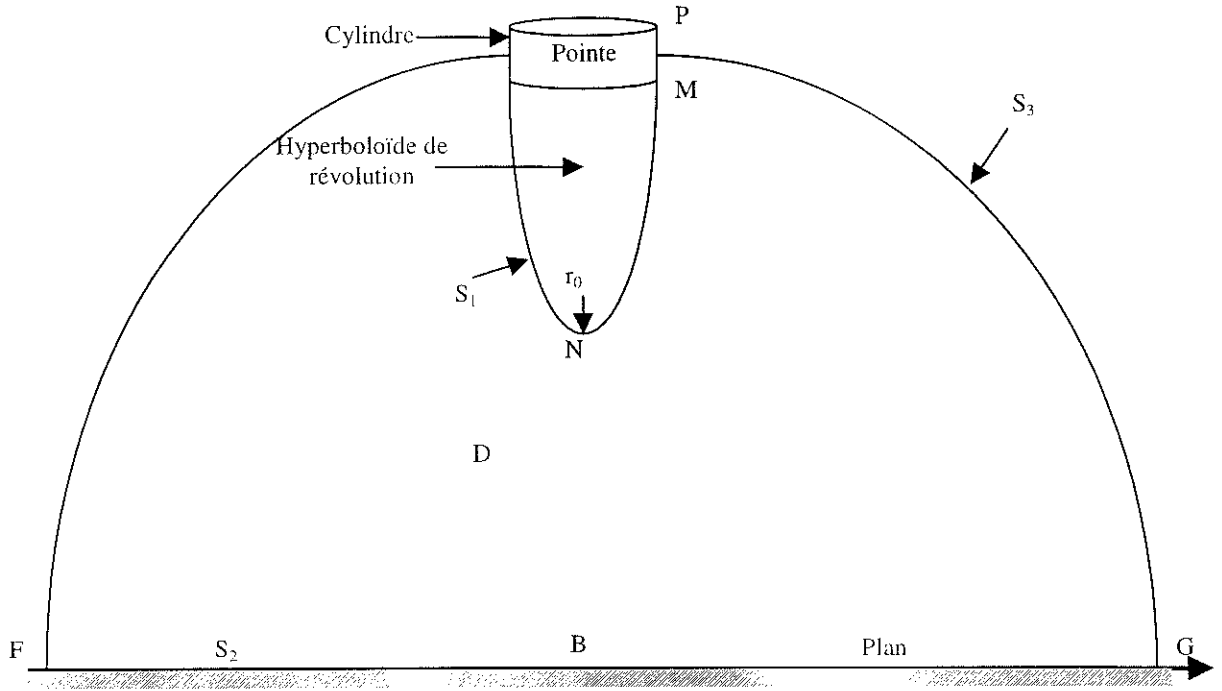


Figure 5.1. *Domaine de calcul du champ électrique en l'absence du streamer.*

Le problème présente une symétrie axiale nous pouvons réduire le domaine tridimensionnel de calcul D à un domaine bidimensionnel D' délimité par les courbes Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 et Γ_4 comme nous voyons dans la figure 5.2.

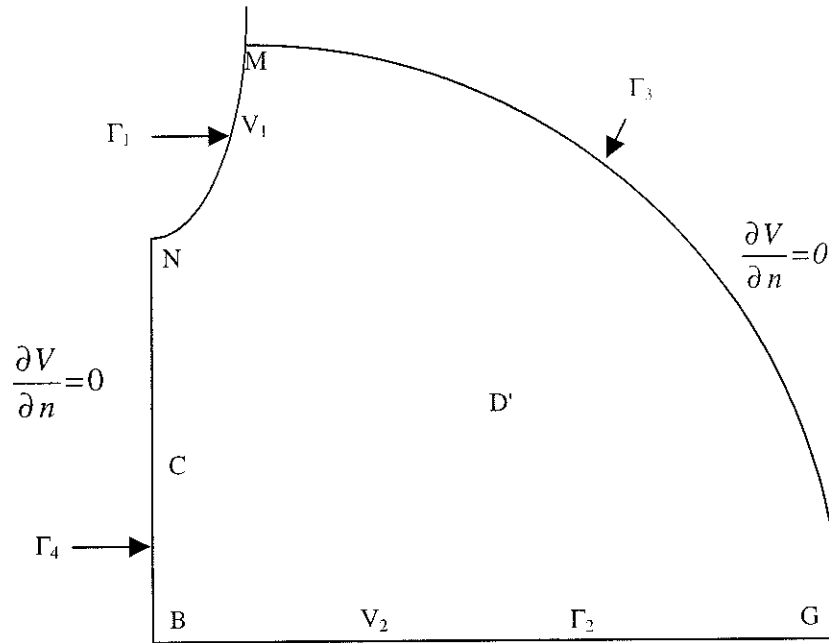


Figure 5.2. *Domaine bidimensionnel de calcul.*

En l'absence de charge d'espace, l'équation de Laplace dans le domaine D' est:

$$\Delta V = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (5.7)$$

où le laplacien est écrit en coordonnées cylindriques. Le domaine présente une symétrie axiale et la dérivée du potentiel selon la coordonnée φ n'apparaît pas dans l'expression (5.7).

Le problème consiste à déterminer le potentiel $V(r, z)$ ainsi que le champ électrique $E(r, z)$ dans le domaine D' .

Pour résoudre ce problème des méthodes analytiques et numériques ont été développées. A l'aide des méthodes analytiques des expressions du champ le long de l'axe NB ont été obtenues en l'absence de charge, ou présence dans un régime stationnaire d'injection de charge par la pointe. En présence de divers milieux (gaz, liquide) et d'une répartition quelconque de charge d'espace, seules des méthodes numériques peuvent être utilisées.

5.2. Etude bibliographique

5.2.1. Méthodes analytiques

Coelho et Debeau [10] ont étudié les propriétés de la configuration pointe – plan sont en approximant la pointe par une hyperboloïde de révolution [55]. Ils déterminent l'expression du champ à l'extrémité de la pointe notée E_p :

$$E_p = \frac{2 \cdot U}{r_0 \cdot \ln \left(2 + \frac{4 \cdot d}{r_0} \right)} \quad (5.8)$$

Quand $\frac{4 \cdot d}{r_0} \gg 2$ (le rayon de la pointe, $r_0 = 2 \mu\text{m}$, est beaucoup plus petit que la distance inter-électrodes, $d = 2 \text{ mm}$, dans nos conditions) la formule (5.8) devient:

$$E_p = \frac{2 \cdot U}{r_0 \cdot \ln \frac{4 \cdot d}{r_0}} \quad (5.9)$$

L'intensité du champ électrique le long de l'axe Ox à un point situé à la distance x de l'extrémité de la pointe vaut:

$$E(x) = \frac{2 \cdot d \cdot U}{(2 \cdot d \cdot x - x^2 + d \cdot r_0 - x \cdot r_0) \cdot \ln \frac{4 \cdot d}{r_0}} \quad (5.10)$$

En utilisant le système de coordonnées de l'ellipsoïde allongé de révolution Nottinher [56] déduit l'expression analytique pour l'intensité du champ électrique dans un point de coordonnées (μ, ν) .

$$E_N(\mu, \nu) = \frac{2 \cdot U}{A \cdot c} \cdot \frac{I}{\sqrt{(\mu^2 - \nu^2) \cdot (I - \nu^2)}} \quad (5.11)$$

où $A = \ln \frac{c+d}{c-d}$, les surfaces $\mu = \text{constante}$ et $v = \text{constante}$ sont des ellipsoïdes et des hyperboloïdes à deux nappes homofocales et c la distance focale.

A l'extrémité de la pointe la valeur de l'intensité du champ électrique devient:

$$E_p(d, r_0) = \frac{2 \cdot U \cdot \sqrt{1 + \frac{r_0}{d}}}{r_0 \cdot \ln \left(\frac{2 \cdot d + r_0 + 2 \cdot d \cdot \sqrt{1 + \frac{r_0}{d}}}{r_0} \right)} \quad (5.12)$$

A partir de l'équation de Masson [57], déterminée pour une pointe associée à une hyperboloïde conductrice située à la distance d d'un plan:

$$E_p(d, r_0) = \frac{2 \cdot U \cdot \sqrt{1 + \frac{r_0}{d}}}{r_0} \cdot \frac{1}{\ln \left(\frac{2 \cdot d + r_0 + 2 \cdot \sqrt{d^2 + d \cdot r_0}}{r_0} \right)} \quad (5.13)$$

Bamji [58] déduit l'expression analytique

$$E_B(d, r_0, y) = \frac{2 \cdot U}{\ln \left(1 + \frac{4 \cdot d}{r_0} \right)} \cdot \frac{d}{(d \cdot r_0 + 2 \cdot d \cdot y - y^2)} \quad (5.14)$$

où $y = d - c \cdot \mu \cdot v$. La valeur du champ à l'extrémité de la pointe est donnée par la relation

$$E_p(d, r_0) = \frac{2 \cdot U}{r_0 \cdot \ln \left(1 + \frac{4 \cdot d}{r_0} \right)} \quad (5.15)$$

Une autre expression analytique pour la valeur maximum de l'intensité du champ électrique a été établie par Aschraft [59]:

$$E_p(d, r_0) = \frac{2 \cdot U \cdot \sqrt{1 + \frac{r_0}{d}}}{r_0} \cdot \frac{1}{th^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_0}{d}}} \right)} \quad (5.16)$$

Chen et Devins [60] utilisent le système de coordonnées du sphéroïde allongé de révolution et déterminent l'expression:

$$E_{CD}(\mu, v) = \frac{2 \cdot U}{a \cdot \ln \left(\frac{1+v_0}{1-v_0} \right) \cdot \sqrt{\mu^2 - v^2 + 1} \cdot \sqrt{1-v^2}} \quad (5.17)$$

où le paramètre $v = v_0$ décrit la pointe, a est une distance en unités relatives (spécifiée arbitrairement), v et μ paramètres de l'hyperboloïde et respectivement du sphéroïde allongé homofocaux.

La valeur maximum de l'intensité du champ est donnée par la relation:

$$E_p(d, r_0) = \frac{2 \cdot U \cdot \sqrt{1 + \frac{r_0}{d}}}{r_0 \cdot \ln \left(\frac{r_0 + 2 \cdot d + 2 \cdot \sqrt{d} \cdot \sqrt{d + r_0}}{r_0} \right)} \quad (5.18)$$

identique avec celle de Notingher [56] donnée par l'équation (5.12).

Quand $d \gg r$ la relation (5.18) se simplifie en devenant:

$$E_p(d, r_0) = \frac{2 \cdot U}{r_0 \cdot \ln \left(1 + \frac{4 \cdot d}{r_0} \right)} \quad (5.19)$$

Cette relation est identique à celle obtenue par Bamji [68], relation (5.15).

En calculant l'intensité du champ à l'extrémité de la pointe E_p dans des conditions proches de celles que nous utilisons dans cette étude, nous observons que les formules analytiques fournissent pratiquement la même valeur, tableau 5.I.

	Coelho et Debeau [10]	Nottingham [56]	Bamji [58]	Aschraft [59]	Chen et Devins [60]
E_p (MV/cm)	12,056	12,062	12,056	12,062	12,062

Tableau 5.1. Intensité du champ électrique à l'extrémité de la pointe calculée avec diverses formules analytiques pour $r_0 = 2 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $U = 10 \text{ kV}$.

5.2.2. Méthodes numériques

Dans la configuration pointe - plan, l'électrode pointe injecte des charges électriques (des ions positifs si la pointe est positive, des ions négatifs ou des électrons dans le cas contraire). Ces charges forment un nuage de charges placé devant l'électrode émettrice et qui constitue la charge d'espace. Elle a, la plupart du temps, une distribution volumique difficile à déterminer quantitativement [51]. Dans les modèles numériques développés diverses hypothèses sont faites sur son mode de répartition.

Les méthodes numériques utilisées pour le calcul du champ en présence de la charge d'espace sont:

- la méthode des différences finies [56,61],
- la méthode des éléments finis [56,60,62,63],
- la méthode des éléments de frontière [58],
- méthode combinée: qui consiste tout d'abord en une transformation du domaine suivie de la méthode des différences finies [64].

L'étude mathématique du problème de l'injection unipolaire à l'état stationnaire a été effectuée par Atten [61]. Tout d'abord sont traitées l'existence et l'unicité du problème pour une faible densité de charge, pour déterminer après la solution du problème à l'aide de la méthode des différences finies.

Le problème est résolu dans des configurations bi-dimensionnelles en effectuant une transformation conforme du domaine pointe-plan pour arriver à un autre rectangulaire où les équations du champ sont résolues. La présence de la charge d'espace introduit une distorsion des lignes de force qui ne peut pas être négligée pour des fortes densités de charge.

Avec la méthode des éléments finis Nottingham et al. [62, 65] ont étudié l'influence de la charge d'espace dans un milieu solide dans lequel se forme une cavité gazeuse. Les deux milieux sont séparés par une interface où se trouvent des charges avec une densité superficielle ρ_s . La valeur maximum du champ électrique est fortement influencée par

l'amplitude de la charge d'espace. Si les charges ont le même signe que l'électrode pointe il est observé un effet d'écrantage du champ sur la pointe. Cependant la densité de charge ρ_s ne peut pas atteindre de très grandes valeurs parce qu'au fur et à mesure que la charge augmente, le champ sur la pointe diminue en conduisant à une réduction de l'émission de charge. Le niveau de la charge d'espace s'établit ainsi à une valeur de saturation [65].

Notingher et al. [63] calculent le champ en présence de charge d'espace en utilisant une pointe comparée soit à une hyperboloïde de révolution soit, à un cône prolongé par un cylindre. Ils observent que les valeurs du champ obtenues dans les deux cas sont sensiblement différentes.

Chen et al. [60] ont effectué le calcul de la répartition de l'intensité du champ électrique, en géométrie pointe – plan, en utilisant de même la méthode des éléments finis. En absence de la charge d'espace, les auteurs obtiennent une bonne corrélation entre les valeurs numériques et analytiques obtenues avec la formule (5.17), paragraphe 5.2.1.

En présence d'une homocharge distribuée uniformément à l'intérieur d'une sphère, de rayon R (figure 5.5) le champ est atténué près de l'extrémité de la pointe, et présente un maximum au point extrême de la région qui contient la charge, comme nous avons représenté, qualitativement, dans la figure 5.3.

Bamji et al. [58] ont calculé la distribution du champ électrique dans les mêmes conditions, mais à l'aide de la méthode des éléments de frontière.

Dans la même configuration pointe – plan, Costamagna et al. [64] ont déterminé la distribution du champ en effectuant:

- tout d'abord une transformation conforme du domaine pointe – plan dans un domaine rectangulaire,
- deuxièmement, la résolution des équations de Poisson et Laplace dans le nouveau domaine par la méthode des différences finies.

Qualitativement, les résultats de [58] et [64] sont en accord avec ceux obtenus en [60], mais quantitativement il y a des différences dues à la distribution de charge dont les valeurs ne sont pas les mêmes dans les trois cas.

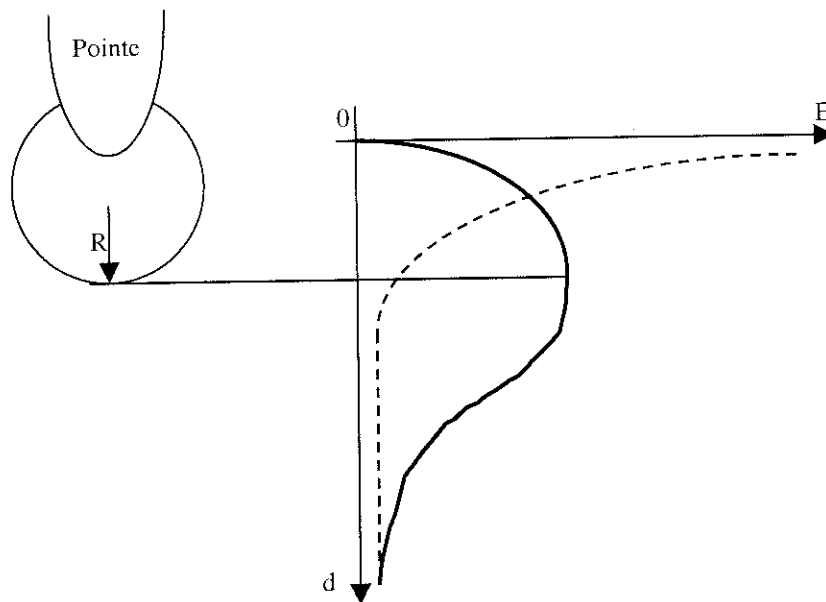


Figure 5.3. Répartition du champ électrique

- en absence de la charge d'espace (courbe pointillée)
- en présence de la charge d'espace (courbe continue). [60]

5.3. Présentation et validation du logiciel QuickField®

Dans nos travaux le calcul numérique est effectué à l'aide d'un logiciel de type QuickField® qui utilise la méthode des éléments finis. Pour un problème de calcul de champ, nous parcourons les étapes suivantes:

- dessin de la configuration d'électrodes,
- délimitation du domaine géométrique (lignes de champ),
- introduction des propriétés des limites du domaine (conditions de Dirichlet ou Neumann) et des propriétés des matériaux: ϵ_r , densité de charge volumique ou superficielle,
- réalisation automatique du maillage triangulaire. Il peut être très fin dans la zone où nous voulons obtenir avec une grande précision la valeur et moins espacé dans le reste du domaine, en délimitant différentes zones dans lesquelles nous fixons un pas maximum de maille,
- lancement du logiciel et exploitation des valeurs.

5.3.1. Validation dans le cas d'un condensateur cylindrique

Nous avons commencé la validation du calcul numérique avec le cas d'un condensateur cylindrique dont la solution analytique est connue exactement. Pour se rapprocher de la géométrie pointe-plan, nous considérons des diamètres intérieurs et extérieurs très différents, d'un rapport 1000.

Dans le cas du condensateur cylindrique il est possible de réduire le problème tri-dimensionnel à un problème bi-dimensionnel en coupant avec un plan perpendiculaire à l'axe Oz la géométrie. Nous réduisons ainsi les deux cylindres concentriques à deux cercles dans le plan.

Le cercle intérieur a un rayon de $1\text{ }\mu\text{m}$ tandis que celui extérieur est de 1 mm , figure 5.4. Nous délimitons un domaine entourant l'électrode intérieure d'un rayon de $20\text{ }\mu\text{m}$ avec une maille maximum de $0,1\text{ }\mu\text{m}$ conduisant à un nombre de nœuds de 149995. Le reste du domaine a un pas maximum de $33\text{ }\mu\text{m}$ et contient 49797 nœuds.

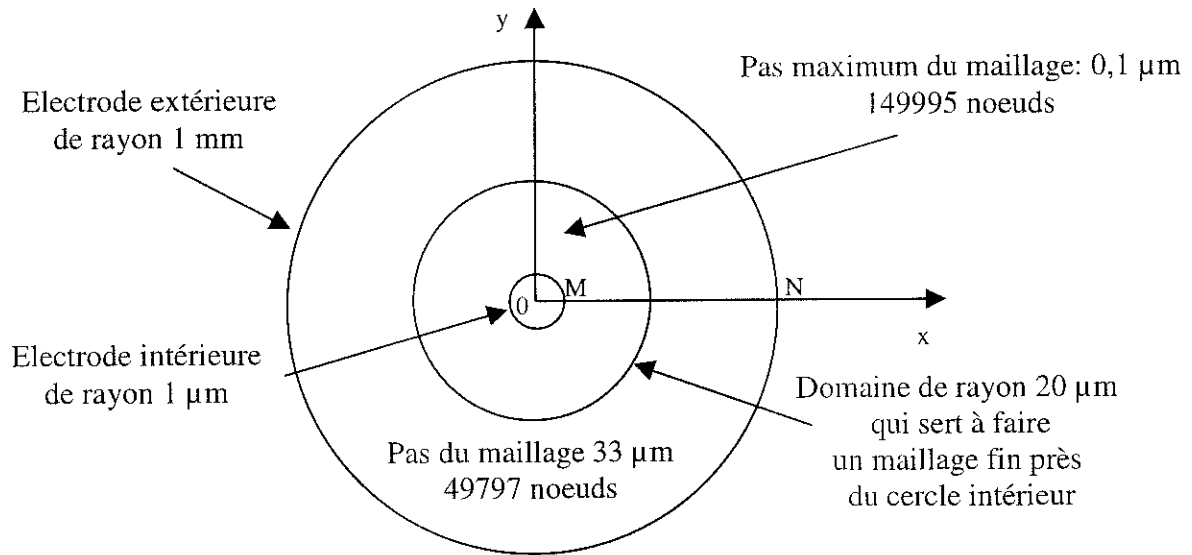


Figure 5.4. Cercles concentriques pour le problème du condensateur cylindrique.

La solution analytique exacte a pour expression:

$$E(x) = \frac{V_{ext} - V_{int}}{x \ln \frac{R_{ext}}{R_{int}}} \quad (5.20)$$

où V_{ext} et V_{int} sont les potentiels des électrodes extérieure (rayon R_{ext}) et intérieure (rayon R_{int}).

Dans notre cas $V_{ext} = 10$ kV, $V_{int} = 0$ V. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.II.

x (μm)	$E_{analytique}$ (MV/cm)	$E_{numérique}$ (MV/cm)	$erreur$ (%)
1	14,47	14,295	1,27
1,67	8,69	8,68	0,098
3,33	4,34	4,35	0,089
8,33	1,74	1,74	0,016
16,67	0,87	0,87	0,019
33,33	0,43	0,43	0,048
83,33	0,17	0,17	0,042
166,67	0,087	0,087	0,014
333,33	0,044	0,044	0,059
1000	0,014	0,014	1,79

Tableau 5.II. Valeurs analytiques, numériques et erreur calculées pour la validation de la méthode numérique dans le cas du condensateur cylindrique.

L'erreur est calculée avec la formule:

$$erreur = \frac{E_{analytique} - E_{numérique}}{E_{analytique}} \times 100 \quad (\%) \quad (5.21)$$

Nous observons que l'erreur obtenue entre les valeurs analytiques et numériques est en-dessous de 2 %, ce qui signifie que le logiciel peut être efficacement utilisé dans la suite pour le calcul du champ en présence du streamer.

5.3.2. Cas d'une pointe approximée par une hyperboloïde de révolution

Le domaine de calcul dans ce cas a été présenté dans la figure 5.2. Nous avons tracé l'hyperboloïde de révolution qui représente la pointe point par point à l'aide de l'équation qui décrit cette nappe:

$$r = c \sqrt{\mu^2 - 1} \sqrt{1 - \frac{z^2}{c^2 \mu^2}} \quad (5.22)$$

où z , r sont les coordonnées polaires, tandis que c et μ ont pour expression:

$$c = \sqrt{d^2 + d r_0} \quad \text{et} \quad \mu = \frac{z}{d} \quad (5.23)$$

et valent $c = 2.0009975$ mm, respectivement $\mu = \frac{z}{2 \text{ mm}}$ pour une pointe de rayon $r_0 = 2 \mu\text{m}$ et une distance inter - électrodes de $d = 2$ mm.

Nous délimitons autour de la pointe un cercle de rayon $20,5 \mu\text{m}$ avec un pas du maillage triangulaire à l'intérieur de 50 nm. Le nombre total de points est de 348340 nœuds. Le maillage près de la pointe est représenté dans la figure 5.5. Le reste du domaine a un pas de $40 \mu\text{m}$ et le nombre de nœuds qu'il contient est de 16484 .

La forme de la ligne de champ Γ_3 , figure 5.2, a été choisie arbitrairement en arc de cercle.

Le potentiel de l'électrode plane est de 10 kV, tandis que le potentiel de la pointe vaut 0 V. Sur le reste des frontières nous avons adopté des conditions Newmann, comme dans la figure 5.2.

Les valeurs numériques sont comparées avec celles analytiques obtenues à l'aide de la formule 5.10, paragraphe 5.2.1, qui donne l'expression du champ en un point situé à la distance x de l'extrémité de la pointe. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.III. L'erreur est calculée avec la formule (5.21).

Nous observons dans le tableau 5.III. que la précision est bonne près de la pointe et qu'à partir du point $x = 50 \mu\text{m}$ l'erreur dépasse 5% . Nous considérons que les différences existantes entre les valeurs analytiques et numériques viennent des approximations contenues dans cette comparaison. L'expression analytique est obtenue pour une pointe et un plan infinis, alors que dans notre calcul numérique la pointe a une longueur finie (5 mm) ainsi que la plan (diamètre 10 mm). De même, la forme de la ligne de champ Γ_3 (figure 5.2) a été choisie arbitrairement (arc de cercle). Pour le calcul sans charge d'espace, un meilleur résultat aurait probablement été obtenu avec Γ_3 en forme d'ellipsoïde. Cependant, comme dans la suite nous nous intéressons à des phénomènes situés près de la pointe ($x < 100 \mu\text{m}$), nous avons conservé la forme de Γ_3 en arc de cercle, ce qui simplifie considérablement la définition du problème.

x (nm)	$E_{\text{analytique}}$ (MV/cm)	$E_{\text{numérique}}$ (MV/cm)	erreur (%)
0,2	12,054	12,091	0,302
0,4	12,052	12,09	0,314
5	12,045	11,983	0,515
10	11,997	11,546	3,905
100	10,961	10,816	1,34
200	10,048	9,9	1,49
300	9,2757	9,1636	1,22
400	8,6135	8,5265	1,02
500	8,0396	7,9691	0,88
600	7,5374	7,4817	0,74
700	7,0942	7,0475	0,66
800	6,7003	6,6568	0,65
900	6,3479	6,3154	0,54
1000	6,0307	6,0015	0,48
5000	2,0124	2,0343	1,07
10000	1,0991	1,13	2,73
50000	0,2395	0,254	5,79
100000	0,122	0,129	4,77
500000	0,0275	0,0265	3,81
1000000	0,0161	0,0148	8,62
1500000	0,0129	0,0114	12,73
2000000	0,0121	0,0106	14,09

Tableau 5.III. Valeurs numériques, analytiques et erreur calculées pour la validation du logiciel dans le cas d'une pointe approximée par une hyperboloïde de révolution.

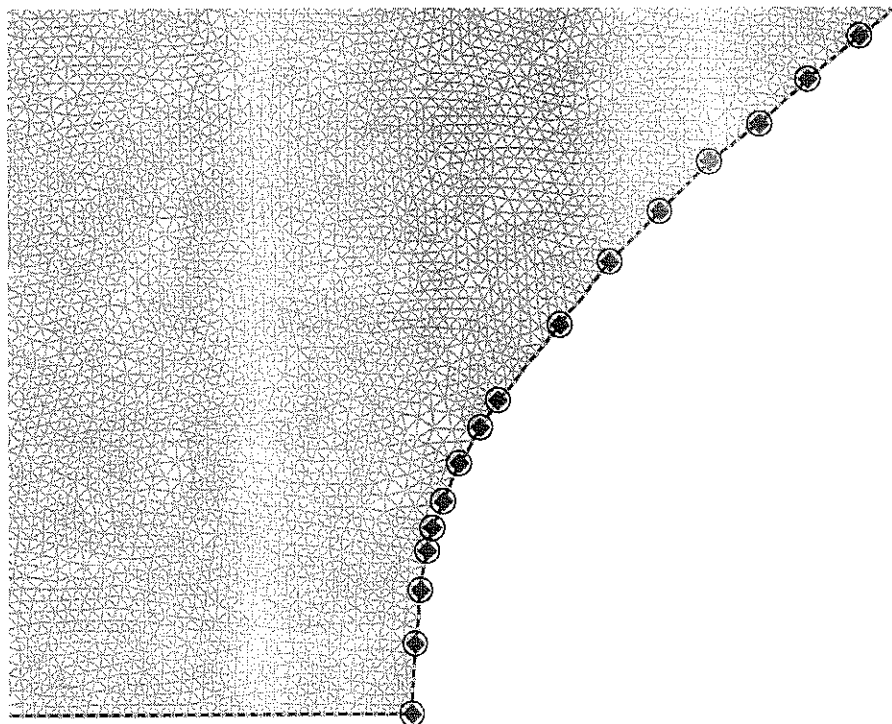


Figure 5.5. Maillage tout près de l'extrémité de la pointe.

Ces deux exemples constituent une bonne validation du logiciel QuickField® dans des conditions proches de celles utilisées dans ce travail.

En représentant graphiquement les valeurs numériques et analytiques du champ électrique en fonction de la distance x nous obtenons les courbes de la figure 5.6.

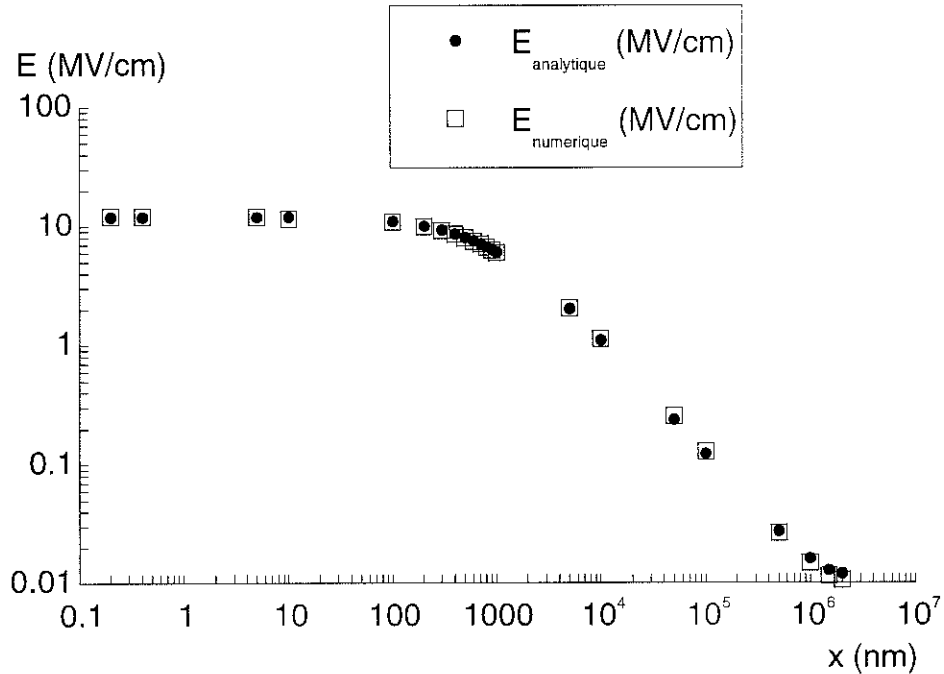


Figure 5.6. Comparaison entre les valeurs analytiques et numériques de l'intensité du champ électrique au long de la distance inter - électrodes.

5.4. Calcul du champ en présence d'injection de charge

5.4.1. Forme et dimensions de la pointe

Dans les mesures effectuées, la pointe réalisée par érosion électrochimique ne représente pas la forme parfaite d'une hyperboloïde de révolution. En visualisant au microscope la pointe, nous pouvons accéder aux dimensions et à sa forme réelle. Pour le calcul numérique nous modélisons la pointe par une demi-sphère à l'extrémité d'un tronc de cône et prolongé avec un cylindre, comme nous voyons dans la figure 5.7. Cette forme représente correctement la forme réelle de la pointe.

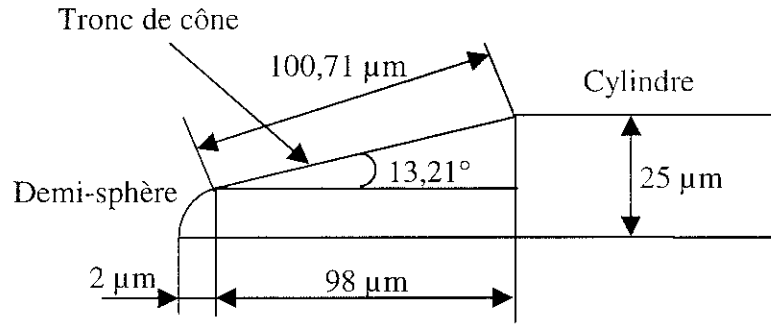


Figure 5.7. *Forme et dimensions de la pointe utilisés dans le calcul numérique.*

5.4.2. Champ sur la pointe en présence de l'injection de charge

Nous déterminons la valeur du champ à l'extrémité de la pointe au moment où le streamer apparaît, c'est-à-dire au bout du temps t_r . A ce moment, une certaine densité de charge constituée d'ions a été injectée devant la pointe, dans un volume que nous supposons sphérique. Comme il a été montré dans le paragraphe 3.2.6. les charges à la fin du temps minimum de retard ($t_r = 40$ ns) se trouvent à $2,4 \mu\text{m}$ de la pointe et le volume supposé sphérique dans lequel la charge est répartie vaut alors $7,24 \cdot 10^{-18} \text{ m}^3$. La charge totale injectée pour un courant de $1 \mu\text{A}$ pendant un temps de 40 ns est de $40 \cdot 10^{-15} \text{ C}$. Dans ces conditions, la densité volumique de charge vaut 5520 C/m^3 .

Pour effectuer le calcul nous avons entouré l'extrémité de la pointe par un cercle de rayon $20,5 \mu\text{m}$ où le pas de la maille est de $0,2 \mu\text{m}$, figure 5.8. Le nombre de points dans cette région est de 33912 nœuds, tandis que dans le reste du domaine se trouve un nombre de 12982 nœuds (pas de la maille: $40 \mu\text{m}$).

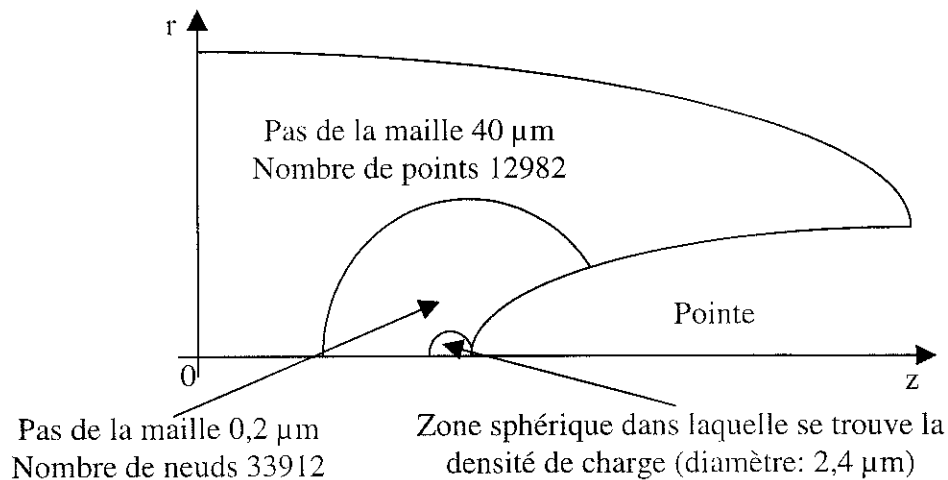


Figure 5.8. *Domaine de calcul et maillage utilisé.*

Nous avons déterminé l'intensité du champ le long de l'axe de symétrie Oz , en fonction de la distance x par rapport à l'extrémité de la pointe en l'absence et en présence de la charge d'espace, figure 5.9.

Nous observons une diminution rapide du champ en fonction de x dans les deux cas. En présence de la charge de même signe que la pointe, le champ sur la pointe est logiquement atténué sur la pointe et renforcé devant la zone chargée. La conséquence de cette répartition du champ sur l'hypothèse d'un mécanisme de cavitation a été discutée au paragraphe 4.4.3.2.

5.5. Calcul du champ en présence du streamer

5.5.1. Forme et charge des streamers

A la pression atmosphérique le streamer durant sa vie prend plusieurs formes: aux premiers instants il peut être comparé à une sphère. Ensuite des branches se forment (voir figure 4.1). A haute pression la durée de vie du streamer est très limitée ainsi que sa longueur de propagation et sa forme reste pratiquement sphérique. Nous pouvons considérer que dans toutes nos conditions les streamers de longueurs inférieures à $50\text{ }\mu\text{m}$ ont une forme grossièrement sphérique. Les streamers de longueurs supérieures à environ $100\text{ }\mu\text{m}$ sont composés de branches que nous pouvons comparer à des cylindres.

Pour déterminer la charge d'un streamer de longueur donnée, nous avons tracé la charge Q_m mesurée pour différentes tensions et pressions en fonction de la longueur L_u (figure 5.10). Ces données ne forment pas une courbe unique car elles sont obtenues pour diverses tensions de 10 à 15 kV. En revanche, lorsque nous représentons le rapport $\frac{Q_m}{U}$ en fonction de L_u , nous obtenons une courbe unique qui ne dépend pas de la pression (figure 5.11). La quantité $\frac{Q_m}{U}$ possède la dimension d'une capacité.

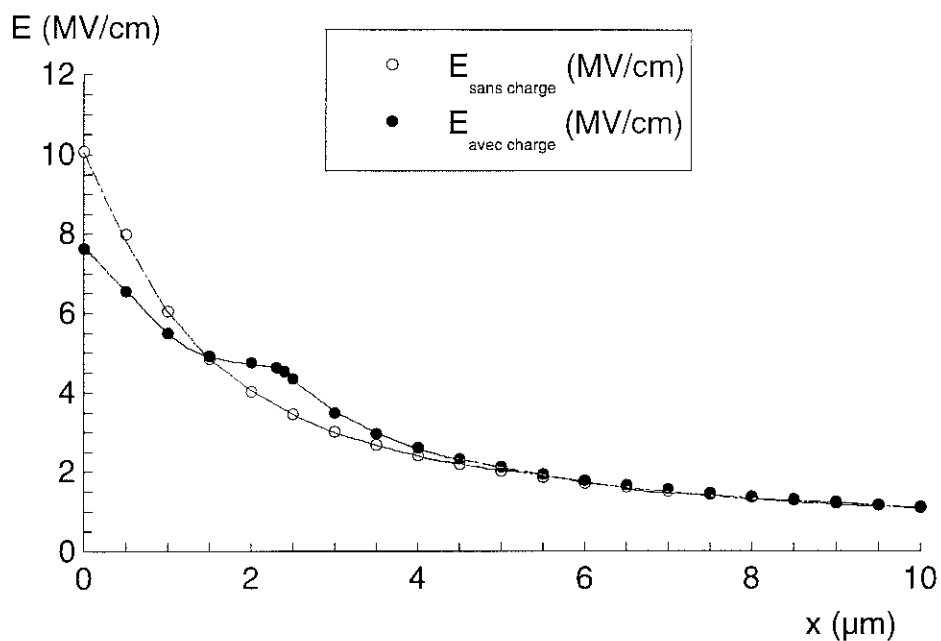


Figure 5.9. Intensité du champ électrique en l'absence et en présence de la charge d'espace.

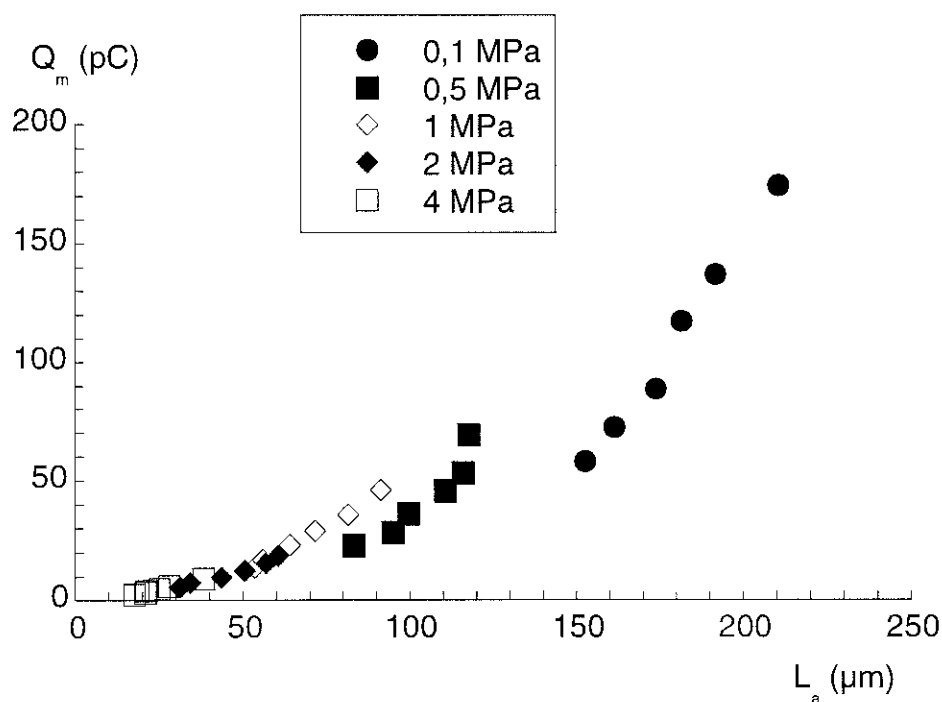


Figure 5.10. Dépendance charge du streamer - longueur d'arrêt pour différentes pressions et tensions.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$ $U = 10 \div 15 \text{ kV}$.

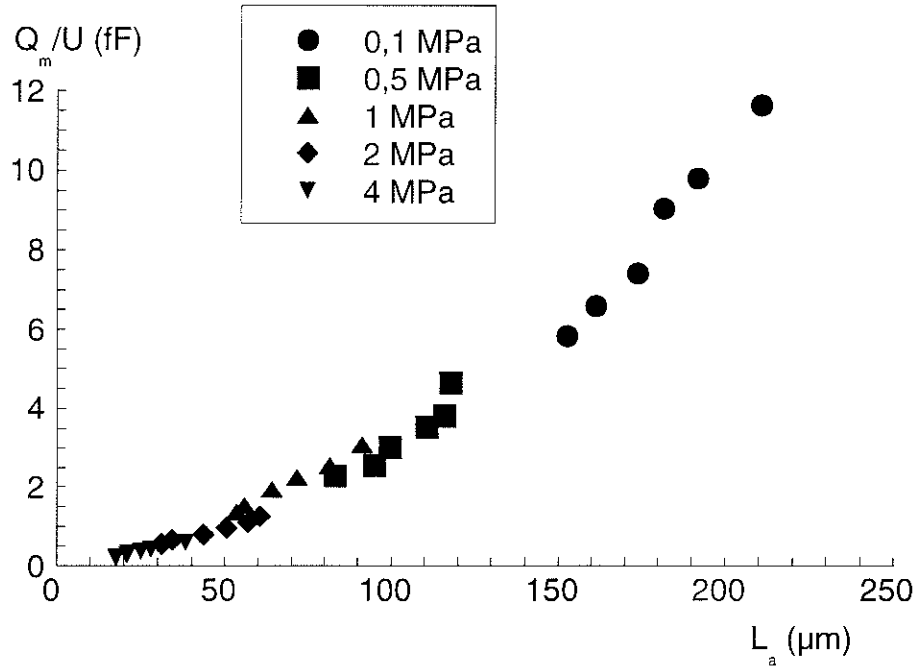


Figure 5.11. 'Capacité' du streamer en fonction de la longueur d'arrêt à différentes pressions.

Cyclohexane, $r_0 = 1 \mu\text{m}$, $d = 2 \text{ mm}$, $U = 10 \div 15 \text{ kV}$.

5.5.2. Distribution de la charge sur la surface du streamer

Comme il a été montré dans [66], la mobilité des charges à l'intérieur des streamers gazeux (quelques cm^2/Vs) est beaucoup plus grande que dans le liquide (environ $10^{-3} \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Par conséquent, pour les temps caractéristiques du développement des streamers (quelques μs) toutes les charges injectées dans le streamer gazeux sont à l'interface gaz/liquide. Nous supposons que ces charges sont réparties de manière uniforme sur cette interface. La charge correspondant à un streamer de longueur l_s est déterminée avec la figure 5.11. Pour des longueurs plus petites que $19 \mu\text{m}$, nous avons fait une extrapolation linéaire de la courbe 5.11.

5.5.3. Hypothèse sur le développement des streamers

La vitesse et le courant des streamers reste remarquablement constant, depuis le début de sa propagation avec une forme sphérique près de la pointe, jusqu'à son développement sous forme de branches allongées. Nous avons montré que nous pouvons comparer la propagation du streamer à la création successive d'un grand nombre de 'bulles' les

U (kV)	10	12	14
Q (pC)	156	187	218
ρ_s (mC/m ²)	50	60	65

Tableau 5.IV. Valeurs de la charge et de la densité superficielle de charge quand le diamètre du streamer est de 1 μm .

U (kV)	10	12	14
Q (pC)	312	374	436
ρ_s (mC/m ²)	25	30	35

Tableau 5.V. Valeurs de la charge et de la densité superficielle de charge quand le diamètre du streamer est de 2 μm .

U (kV)	10	12	14
Q (pC)	781	937	1093
ρ_s (mC/m ²)	10	12	14

Tableau 5.VI. Valeurs de la charge et de la densité superficielle de charge quand le diamètre du streamer est de 5 μm .

U (kV)	10	12	14
Q (pC)	1562	1875	2187
ρ_s (mC/m ²)	5	6	7

Tableau 5.VII. Valeurs de la charge et de la densité superficielle de charge quand le diamètre du streamer est de 10 μm .

U (kV)	10	12	14
Q (pC)	5	6	7
ρ_s (mC/m ²)	4	5	6

Tableau 5.VIII. Valeurs de la charge et de la densité superficielle de charge quand le diamètre du streamer est de 20 μm .

U (kV)	10	12	14
Q (pC)	7,5	9	10,5
ρ_s (mC/m ²)	1,5	1,8	2,1

Tableau 5.IX. Valeurs de la charge et de la densité superficielle de charge quand le diamètre du streamer est de 40 μm .

U (kV)	10	12	14
Q (pC)	15	18	21
ρ_s (mC/m ²)	1,3	1,6	1,9

Tableau 5.X. Valeurs de la charge et de la densité superficielle de charge quand le diamètre du streamer est de 60 μm .

5.5.5. Calcul du champ électrique

Nous déterminons pour chaque streamer et à chaque tension:

- E_p - le champ dans le gaz à l'extrémité de la pointe (point N , figure 5.12),
- E_s - le champ dans le liquide à l'extrémité du streamer (point C , figure 5.12),
- p_s - pression électrostatique exercée à l'extrémité du streamer ($p_s = \rho_s \cdot E_s$),
- ΔV - différence de potentiel entre les points N et C .

Les résultats sont présentés dans les tableaux 5.XI ÷ 5.XVII.

U (kV)	10	12	14
E_p (MV/cm)	14,7	17,6	18
E_s (MV/cm)	25,9	31,05	34
$p_s \cdot 10^3$ (N/m ²)	129400	186300	221390
ΔV (V)	43,9	52,7	49

Tableau 5.XI. Calculs pour un streamer de diamètre 1 μm .

U (kV)	10	12	14
E_p (MV/cm)	5,95	7,14	24,9
E_s (MV/cm)	14,4	17,3	20,2
$p_s \cdot 10^3$ (N/m ²)	36025	51840	70595
ΔV (V)	393	471	273

Tableau 5.XII. Calculs pour un streamer de diamètre 2 μm .

U (kV)	10	12	14
E_p (MV/cm)	1,09	1,3	8,97
E_s (MV/cm)	5,95	7,14	8,32
$p_s \cdot 10^3$ (N/m ²)	5950	8568	11648
ΔV (V)	876	1051	1239

Tableau 5.XIII. Calculs pour un streamer de diamètre 5 μm .

U (kV)	10	12	14
E_p (MV/cm)	1,45	1,75	2,04
E_s (MV/cm)	3,18	3,82	4,45
$p_s 10^3$ (N/m ²)	1590	2292	3115
ΔV (V)	1603	1923	2252

Tableau 5.XIV. *Calculs pour un streamer de diamètre 10 μm .*

U (kV)	10	12	14
E_p (MV/cm)	1,606	2,31	1,55
E_s (MV/cm)	2,41	3	3,58
$p_s 10^3$ (N/m ²)	482	749	1074
ΔV (V)	1964	2260	2555

Tableau 5.XV. *Calculs pour un streamer de diamètre 20 μm .*

U (kV)	10	12	14
E_p (MV/cm)	4,24	5,09	5,93
E_s (MV/cm)	0,98	1,18	1,38
$p_s 10^3$ (N/m ²)	147	212	289
ΔV (V)	3364	4037	4710

Tableau 5.XVI. *Calculs pour un streamer de diamètre 40 μm .*

U (kV)	10	12	14
E_p (MV/cm)	3,28	3,79	4,29
E_s (MV/cm)	0,83	1,02	1,2
$p_s 10^3$ (N/m ²)	107	163	228
ΔV (V)	3474	4109	4745

Tableau 5.XVII. *Calculs pour un streamer de diamètre 60 μm .*

Pour un streamer sphérique de diamètre 20 μm et pour une tension de 10 kV, nous avons représenté l'intensité du champ électrique au long de l'axe de symétrie (*NB*, figure 5.12), figure 5.13.

Nous observons la discontinuité du champ à l'interface chargée gaz/liquide. A cet endroit le champ du côté liquide est beaucoup plus fort que du côté gaz et nous retrouvons, en calculant la différence des inductions électriques, la densité superficielle de charge qui vaut 4 mC/m³.

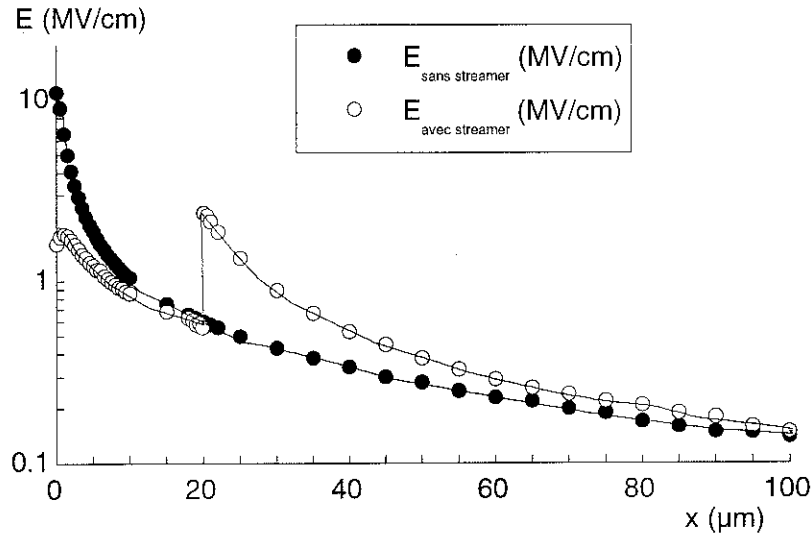


Figure 5.13. Variation de l'intensité du champ électrique au long de l'axe de symétrie pour un streamer de 10 μm diamètre, $U = 10 \text{ kV}$.

En représentant la variation du champ à l'extrémité du streamer E_s et de la pression électrostatique p_s en fonction du rayon du streamer r_s nous obtenons les courbes de la figure 5.14.

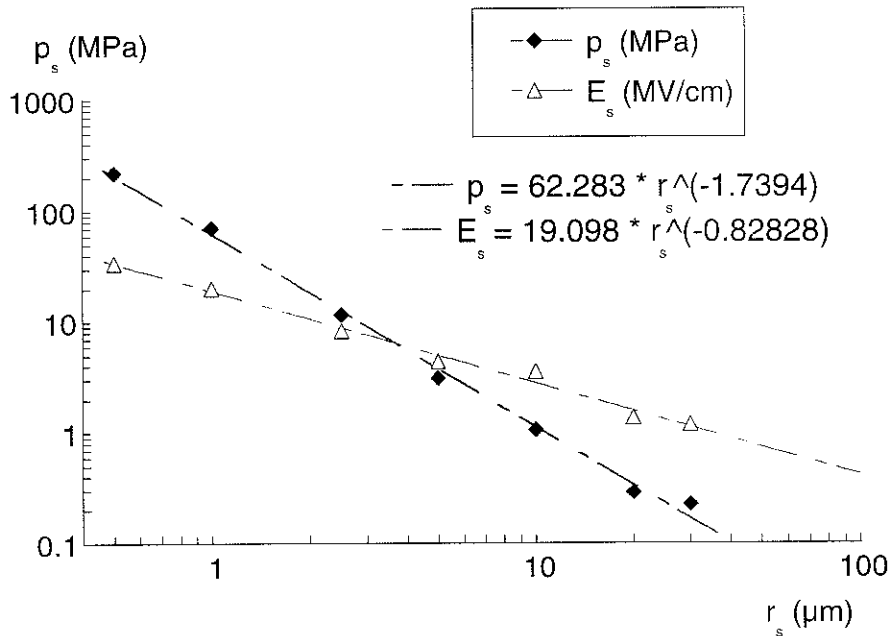


Figure 5.14. Variation du champ E_s et de la pression électrostatique p_s à l'extrémité du streamer en fonction du rayon du streamer, $U = 14 \text{ kV}$.

Nous observons une diminution du champ et de la pression électrostatique au fur et à mesure que le streamer augmente en diamètre.

La variation du champ moyen E_{moyen} à l'intérieur du streamer en fonction du rayon du streamer est représentée dans la figure 5.15. E_{moyen} est obtenu en faisant le rapport entre la chute de tension et le diamètre du streamer:

$$E_{moyen} = \frac{\Delta V}{2 \cdot r_s} \quad (5.24)$$

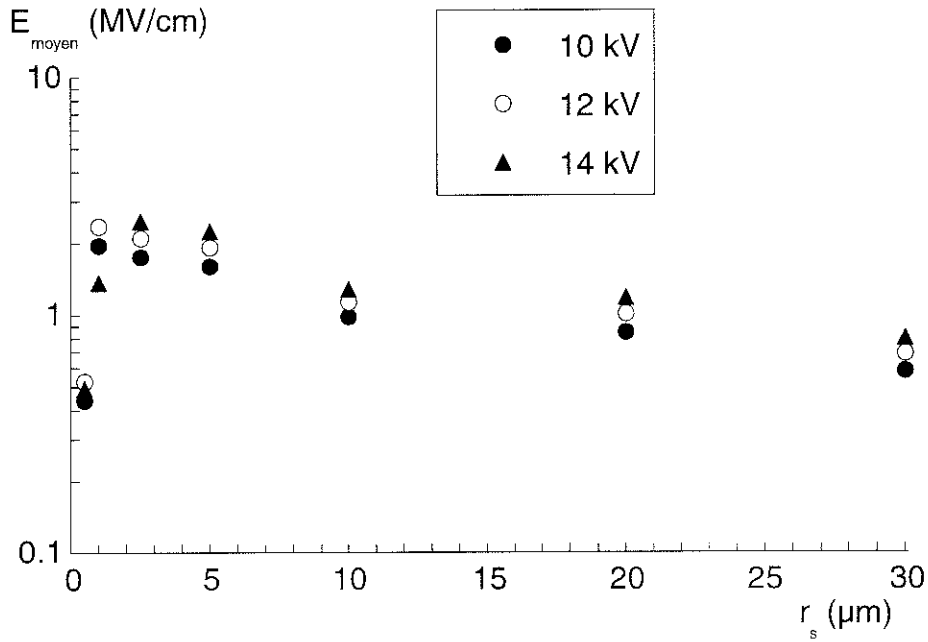


Figure 5.15. Variation de la chute de tension à l'intérieur du streamer en fonction du rayon.

5.5.6. Discussion

5.5.6.1. Influence des forces électriques

La figure 5.14. montre que la pression électrostatique décroît rapidement (selon $r_s^{-1.7}$) lorsque le rayon de la cavité augmente. Ceci est dû à la diminution du champ E_s et de la densité de charge ρ_s .

Pour évaluer l'influence de cette pression, nous pouvons la comparer à la pression interne p_{int} d'une bulle sphérique en expansion. Nous considérons une bulle de diamètre $r_0 = 15 \mu m$ à la pression atmosphérique, ce qui correspond typiquement au diamètre des branches de streamer dans ces conditions (figure 4.1, 4.2 et 4.21).

En considérant que le gaz à l'intérieur de la bulle est un gaz parfait alors nous pouvons écrire:

$$p_0 \cdot V_0 = N \cdot R \cdot T \quad (5.25)$$

où N représente le nombre de moles, R la constante des gaz parfaits, T la température et V_0 le volume de gaz à la pression atmosphérique p_0 . Nous pouvons déterminer la pression à l'intérieur de la bulle p_{int} quand son rayon est plus petit que $15 \mu\text{m}$. Ainsi, pour des diamètres de $2r_s = 1, 2, 5$ et $10 \mu\text{m}$ et en considérant que tout le gaz est contenu dans une sphère de volume V_s :

$$V_s = \frac{4 \cdot \pi \cdot r_s^3}{3} \quad (5.26)$$

la pression à l'intérieur de la bulle p_{int} est donnée par la relation:

$$p_{int} = p_0 \cdot \left(\frac{r_0}{r_s} \right)^3 \quad (5.27)$$

Nous voyons que p_{int} varie comme r_s^{-3} et augmente donc plus vite que la pression électrostatique lorsque r_s diminue.

Les valeurs de la pression interne calculée sont présentées dans le tableau 5.XVIII. Pour comparaison nous avons mis les valeurs de la pression électrostatique fournies par le calcul numérique à 14 kV.

r_s (μm)	0,5	1	2,5	5	15	40
p_{int} (bars)	27000	3375	216	27	1	
p_s (bars) à 14 kV	2213	705	116	31	3	1

Tableau 5.XVIII. Pressions interne et électrostatique pour divers streamers sphériques.

Au début de l'expansion de la bulle, la pression p_{int} est beaucoup plus élevée que la pression électrostatique et par conséquent les forces électriques n'ont pas d'effet dans ces conditions. Pour un rayon de $15 \mu\text{m}$, la pression électrostatique devient supérieure à p_{int} , supposée égale à p_0 (5.25).

Cette comparaison montre que les forces électriques peuvent avoir une influence non négligeable sur l'expansion lorsque le gaz est détendu et que le rayon de la cavité est proche

du maximum. Dans les conditions du tableaux 5.XVIII une bulle de $r_s = 15 \mu\text{m}$ ne serait pas en équilibre car une pression électrostatique de 3 bars s'exerce. L'équilibre serait atteint pour un rayon de $40 \mu\text{m}$, supérieur au rayon r_0 (choisi arbitrairement). Ceci doit effectivement se produire dans les conditions dans lesquelles l'influence des forces électriques ont été mises en évidence (à pression atmosphérique, après interruption du courant, et donc de la création d'une nouvelle phase gazeuse de haute pression à la tête du streamer).

5.5.6.2. Chute de tension dans le streamer

Les tableaux 5.XI. à 5.XVII et la figure 5.15. montrent que le champ à la pointe (E_p) ainsi que le champ moyen E_{moyen} restent élevés (supérieurs à 1 MV/cm). A basse pression, ces valeurs sont largement suffisantes pour provoquer des décharges partielles qui sont à l'origine des impulsions de courant mesurées pendant la propagation (figure 1.9 et 3.12) et qui entraînent une dissipation d'énergie qui provoque l'accroissement du volume du streamer.

Au début de la propagation lorsque la bulle en expansion a une pression interne élevée les impulsions ne sont pas observées et font place à un processus continu d'injection de charge par la pointe (phase A sur la figure 3.12). Sous pression hydrostatique élevée (supérieure à environ 4 MPa) nous observons de même la disparition des impulsions (figure 3.13) alors que la phase A reste inchangée. Les deux phases A et B observées sur le courant sont donc liées à un changement du processus d'injection de charge dans le gaz lorsque la pression diminue.

CONCLUSIONS

CONTRIBUTIONS ORIGINALES

CONCLUSIONS. CONTRIBUTIONS ORIGINALES.

Suite à l'étude menée pour la phase de génération et de propagation des streamers lents, nous pouvons synthétiser les conclusions suivantes:

Phase de génération:

- **En polarité négative** et sous impulsion de tension nous retrouvons l'avalanche électronique en phase liquide étant la cause de l'apparition des streamers négatifs. Comme sous tension continue, la taille de cette avalanche ne dépend que du rayon de la pointe étant indépendante de la pression. La charge mesurée dans nos conditions est proche de celle déterminée sous tension continue. Ainsi, en retrouvant quelques résultats déjà décrits en polarité négative pour la phase de génération des streamers négatifs, nous validons le dispositif utilisé sous tension positive.
- Dans la même polarité, comme faits nouveaux, nous mettons en évidence l'existence d'un temps de retard à l'apparition et nous observons l'influence de la tension appliquée sur celui-ci. Plus la tension est grande, plus le temps de retard diminue ce qui fait que les streamers négatifs peuvent apparaître sur le front de montée de l'impulsion de tension. Il représente un temps statistique et nous supposons qu'il est lié à l'apparition d'un électron germe qui peut déclencher l'avalanche.
- **En polarité positive** nous observons et étudions d'une manière systématique l'influence de la pression sur le seuil de génération des streamers positifs - U_g . Cette dépendance exclut le même mécanisme de génération comme en polarité négative. A tension constante il est possible de provoquer la disparition totale des streamers quand la pression augmente.
- Nous montrons l'existence d'un temps de retard, qui atteint une valeur de saturation (30 à 40 ns) contrairement à la polarité négative.
- La purification du liquide n'influence pas la phase de génération sous impulsion de tension.
- A l'aide d'une méthode de mesure différentielle nous mettons en évidence le passage d'un courant d'injection avant que le streamer apparaisse, mais sur son origine nous ne pouvons émettre aucune hypothèse. Un tel courant a été mesuré aussi sous tension continue.
- Nous proposons pour la phase de génération deux mécanismes qui peuvent conduire à l'apparition du streamer. La première hypothèse que nous faisons consiste à prendre en

compte l'échauffement du liquide dû au passage du courant d'injection. L'augmentation de température dépend de la zone que nous supposons comme surface émettrice du courant. Nous pouvons déterminer un rayon théorique d'une bulle formée suite à la conversion intégrale de l'énergie électrique en chaleur (de $2,3 \mu\text{m}$ à $0,1 \text{ MPa}$ jusqu'à $0,82 \mu\text{m}$ à 4 MPa). Cependant ce mécanisme n'explique pas l'influence de la pression hydrostatique sur le seuil d'apparition des streamers positifs. Nous considérons qu'un autre mécanisme peut également contribuer à la formation d'une phase gazeuse: la cavitation. En estimant la chute de pression à l'aide de la relation de Bernouilli nous déterminons une valeur maximum de 110 bars qui montre que la cavitation constitue un mécanisme qui peut également intervenir. Ce mécanisme permet d'expliquer la variation des tensions d'apparition avec la pression.

Pour la phase de propagation:

- la circulation du courant et de la charge a lieu tant que le streamer est attaché à la pointe.
- la propagation du streamer peut être décrite comme la formation et l'expansion de bulles successives à l'extrémité du streamer.
- Les forces électrostatiques qui s'exercent sur la paroi du streamer jouent également un rôle non négligeable. Une fois que le streamer est détaché et la tension encore appliquée, la propagation continue et est due seulement aux forces électrostatiques. L'inertie du liquide ne joue aucun rôle.
- L'arrêt des streamers est dû à la coupure du canal gazeux entre le streamer et la pointe. La première bulle créée à la pointe implose la première et nous pouvons calculer la durée de propagation qui correspond à la durée de vie de cette première bulle.

Calcul de champ:

- Les calculs de champ effectués avec le logiciel QuickField permettent de déterminer les champs électriques à l'intérieur du streamer gazeux et dans le liquide qui l'entoure. Ceci permet notamment de calculer la pression électrostatique qui s'exerce à l'interface gaz-liquide. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec les phénomènes observés.
- Le champ à l'intérieur du streamer permet l'apparition de décharges dans le gaz.
- La pression électrostatique ne joue un rôle que lorsque le gaz est pratiquement en équilibre de pressions avec le liquide.

Dans le cadre de cette étude les contributions originales de l'auteur sont:

- Réalisation d'une étude bibliographique détaillée premièrement sur la phase de génération mais aussi sur celle de propagation.
- Mise au point d'une installation de mesure (système de mesure différentielle de la charge de très grande sensibilité sous impulsion de tension) qui a permis l'enregistrement de très faibles courants (dizaines de nanoampères) jusqu'à présent inobservables sans cette technique nouvelle. Cette technique constitue un progrès important qui a rendu possible la réalisation de cette étude.
- Réalisations des mesures systématiques qui ont permis de mettre en évidence les faits nouveaux présentés ci-dessus.
- Réalisation de calculs de champ en présence de charge d'espace avec les données expérimentales obtenues.

ANNEXES

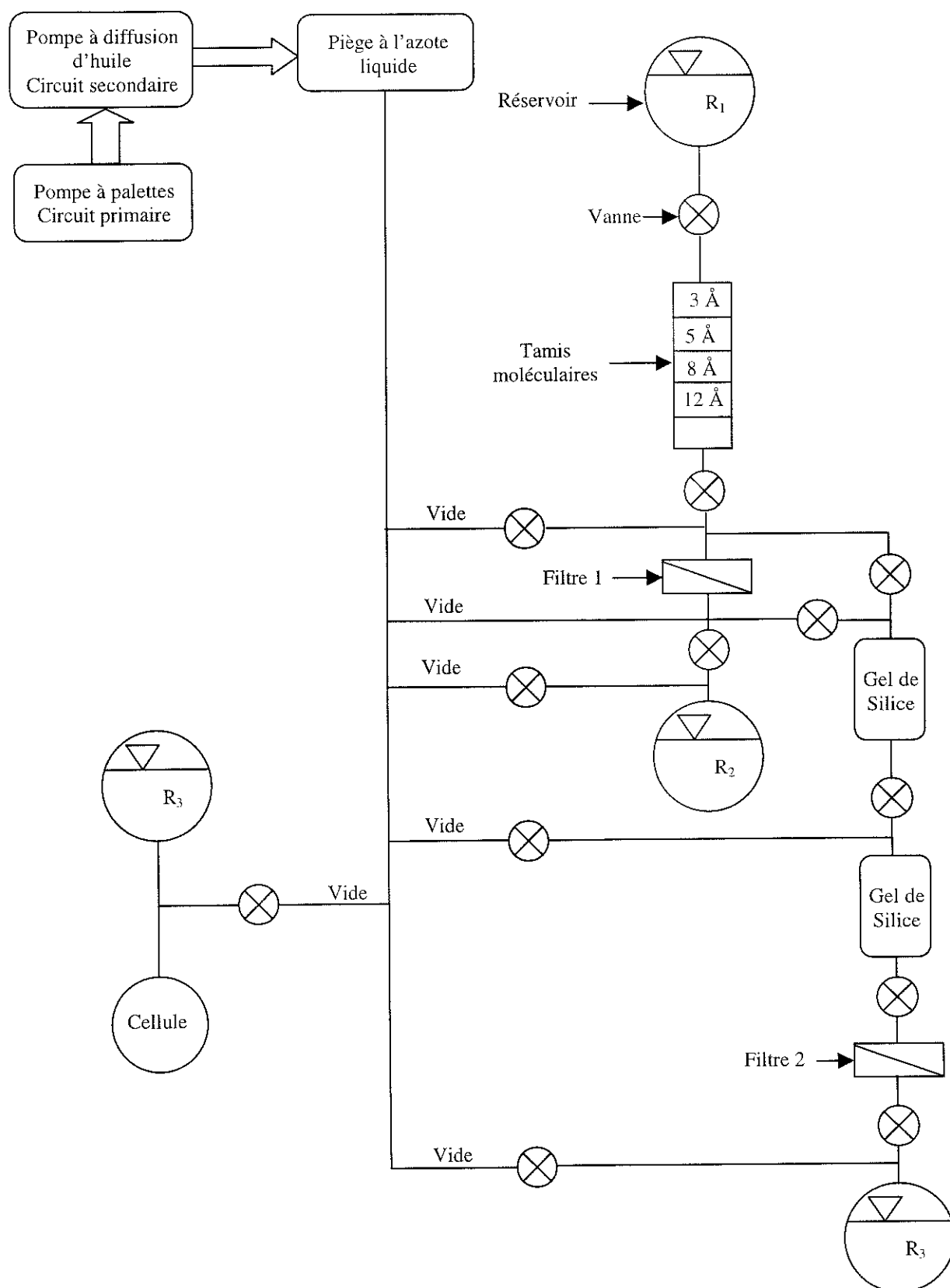


Schéma de l'installation de purification.

BIBLIOGRAPHIE

1. R. Tobazéon, 'Prebreakdown Phenomena in Dielectric Liquids', IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 1, no. 6, pp. 1132-1147, 1994.
2. R. Tobazéon, 'Préclaquage et Claquage des Liquides Diélectriques', Techniques de l'ingénieur, D2450, 1997.
3. A. Denat, J. P. Gosse, B. Gosse, 'Electrical Conduction of Purified Cyclohexane in a Divergent Electric Field', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 23, no. 4, pp. 545-554, 1988.
4. M. Jung, 'Influence of the liquid nature and additives upon streamer propagation in insulating liquids', Diplom-Aufgabe, 1996.
5. H. Yamashita, K. Yamazawa, Y. S. Wang, 'The Effect of Tip Curvature on the Prebreakdown Streamer Structure in Cyclohexane', IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5, no. 3, pp. 396-401, 1998.
6. O. Lesaint, P. Gournay, 'On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids. I: influence of the hydrostatic pressure on the propagation', Brit. J. Appl. Phys., Vol. 27, pp. 2111-2116, 1994.
7. P. Gournay, 'Génération et propagation des streamers positifs dans quelques hydrocarbures', Thèse, Grenoble, 1994.
8. 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, Grenoble, 1990.
9. T. Van Top, 'Etude de la génération des streamers dans l'huile minérale sous tension impulsionnelle et alternative', Thèse doctorale de l'INPG, Grenoble, 1999.
10. R. Coelho, J. Debeau, 'Properties of the tip-plane configuration', J. Phys. D.: Appl. Phys., Vol. 4, pp. 1266-1280, 1971.
11. O. Lesaint, P. Gournay, R. Tobazéon, 'Investigations on Transient Currents Associated with Streamer Propagation in Dielectric Liquids', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 26, no. 4, pp. 699-707, 1991.
12. R. Hebner, E. F. Kelley, E. O. Foster, G. J. Fits Patrick, 'Observation on Prebreakdown and Breakdown Phenomena in Liquid Hydrocarbons II. Non-Uniform Field Conditions', IEEE Trans. of Elec. Insul., vol. EI-20, no. 2, pp. 281-292, 1985.
13. W. G. Chadband, G. T. Wright, 'A pre-breakdown phenomenon in the liquid dielectric hexane', Brit. J. Appl. Phys., Vol. 16, pp. 305-313, 1965.
14. N. Rudenko, V. I. Tsvetkov, 'An investigation of the electric strength of some liquid dielectrics subject to nanosecond voltage pulses', Soviet Physics-Technical Physics, Vol. 10, no. 10, pp. 1417-1419, 1966.

15. E. V. Yanshin, I. T. Ovchinnikov, Yu N. Vershinin, 'Optical study of nanosecond prebreakdown phenomena in water', Sov. Phys. Tech. Phys., Vol. 18, no. 10, pp. 1303-1306, 1976.
16. R. E. Hebner, E. F. Kelley, E. O. Foster, G. J. Fits Patrick, 'Observation on Prebreakdown and Breakdown Phenomena in Liquid Hydrocarbons', J. of Elec., Vol. 12, pp. 265-283, 1982.
17. P. Gournay, O. Lesaint, 'A study of the inception of positive streamers in cyclohexane and pentane', Brit. J. Appl. Phys., Vol. 26, pp. 1966-1974, 1993.
18. P. Gournay, O. Lesaint, 'Evidence of the Gaseous Nature of Positive Filamentary Streamers in Various Liquids', Int. Conf. on Elec. Insul. and Diel. Phen., CEIDP, IEEE Pub. No. 94CH3456-1, Arlington (USA), October 23-26, pp. 834-839, 1994.
19. R. Kattan, A. Denat, O. Lesaint, 'Generation Growth and Collapse of Vapor Bubbles in Hydrocarbon Liquids under a High Divergent Electric Field', J. Appl. Phys., Vol. 66, pp. 4062-4066, 1989.
20. R. Kattan, N. Bonifaci, A. Denat, 'Etude de la génération de bulles dans les hydrocarbures liquides générées par les impulsions de Trichel', J. Phys. III France, Vol. 1, pp. 1209-1216, 1991.
21. R. Kattan, A. Denat, N. Bonifaci, 'Formation of Vapor Bubbles in non-polar Liquids Initiated by Current Pulses', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 26, no. 4, pp. 656-662, 1991.
22. O. Lesaint, P. Gournay, 'Initiation and Propagation Thresholds of Positive Prebreakdown Phenomena in Hydrocarbon Liquids', IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 1, no. 4, pp. 702-708, 1994.
23. K. Yamazawa, E. O. Foster, M. Uemura, H. Yamashita, 'The Measurement of Streamer Initiation in Cyclohexane under High Magnification', Conf. Rec. of the 1994 IEEE Symp. On Elec. Insul., Pittsburg, PA, USA, June 5-8, pp. 398-401, 1994.
24. S. Sakamoto, H. Yamada, 'Optical Study of Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-15, no. 3, pp. 171-181, 1980.
25. E. M. Hizal, S. Dincer, 'Breakdown time lags and prebreakdown phenomena in transformer oil, effect of hydrostatic pressure', J. of Electrostatics, Vol. 12, pp. 333-343, 1982.
26. W. G. Chadband, 'On variations in the propagation of positive discharges between transformer oil and silicone fluids', J. Phys. D.: Appl. Phys., 13, pp. 1299-1307, 1980.
27. P. Rain, O. Lesaint, 'Prebreakdown Phenomena in Mineral Oil under Step and ac Voltages in Large Oil Gap Divergent Fields', IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 1, no. 4, pp. 692-701, 1994.
28. P. Rain, O. Lesaint, 'A comparison of prebreakdown phenomena in mineral oil under step and ac voltages in divergent fields at large distances', Proc. of 11th Int. Conf. On Cond. and Break. In Diel. Liq., Baden-Dättwil, pp. 259-263, 1993.

29. S. J. Rzađ, J. C. Devins, R. J. Schwabe, 'Transient Behaviour in Transformer Oil: Prebreakdown and Breakdown Phenomena', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-14, no. 6, pp. 289-296, 1979.
30. V. Ya Ushakov, 'Development of a discharge in a liquid dielectric with ramp function voltage pulses', Soviet Physics-Technical Physics, Vol. 10, no. 10, pp. 1420-1423, 1966.
31. A. Saker, P. Atten, 'Properties of Streamers in Transformer Oil', IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 3, no. 6, pp. 784-791, 1996.
32. P. P. Wong, E. O. Foster, 'The dynamics of electrical breakdown in liquid Hydrocarbons', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-17, no. 3, pp. 203-220, 1982.
33. J. C. Devins, S. J. Rzađ, R. J. Schwabe, 'Breakdown and prebreakdown phenomena in liquids', J. Appl. Phys. 52 (7), July, pp. 4531-4545, 1981.
34. J. C. Devins, S. J. Rzađ, R. J. Schwabe, 'Prebreakdown phenomena in liquids: electronic process', J. Phys. D.: Appl. Phys., Vol. 9, pp. 87-91, 1976.
35. Yu. V. Torshin, 'On the Existence of Leader Discharges in Mineral Oil', IEEE Trans. on diel. and Elec. Insul., Vol. 2, no. 1, pp. 167-179, 1995.
36. A. Saker, P. Atten, 'Potential distribution along single negative creeping streamer in transformer oil', IEEE Proceedings, Vol. 140, no. 5, pp. 357-381, 1993.
37. A. Bérout, M. Zahn, A. Badent, K. Kist, A. J. Schwabe, H. Yamashita, K. Yamazawa, M. Danikas, W. G. Chadband, Y. Torshin, 'Propagation and Structure of Streamers in Liquid Dielectrics', IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 14, no. 2, pp. 6-16, 1998.
38. R. Tobazéon, 'Préclaquage et Claquage des Liquides Diélectriques', Techniques de l'ingénieur, D226, 1986.
39. M. D. Noskov, V. R. Kukhta, V. V. Lopatin, 'Simulation of the electrical discharge development in inhomogeneous insulators', J. Phys. D.: Appl. Phys., Vol. 28, pp. 1187-1194, 1995.
40. A. Denat, J. P. Gosse, B. Gosse, 'Conduction du cyclohexane très purifié en géométrie pointe-plan', Revue Phys. Appl., Vol. 22, pp. 1103-1111, 1987.
41. B. Halpern, R. Gomer, 'Field Emission in Liquids', The Journal of Chemical Physics, Vol. 51, no. 3, pp. 1031-1047, 1969.
42. M. Haidara, 'Impulsions de Trichel dans le cyclohexane liquide et les gaz comprimés', Thèse doctorale de l'UJF-I, Grenoble, 1988.
43. F. Aitken, F. M. McCluskey, A. Denat, 'An energy model for artificially generated bubbles in liquids', J. Fluid Mech., Vol. 327, pp. 373-392, 1996.

44. P. K. Watson, W. G. Chandband, M.S.-Araghi, 'The role of electrostatic and Hydrodynamic Forces in the Negative-point Breakdown of Liquid Dielectrics', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 26, no. 4, pp. 543-559, 1991.
45. P. K. Watson, I. M. Qureshi, W. G. Chadband, 'The growth of prebreakdown cavities in silicone fluids and the frequency of the accompanying discharges pulses', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 5, No. 3, pp. 344-350, 1998.
46. B. Halpern, R. Gomer, 'Field Ionisation in Liquids', The Journal of Chemical Physics, Vol. 51, no. 3, pp. 1048-1057, 1969.
47. P. Gournay, O. Lesaint, 'On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids. II: propagation, growth and collapse of gaseous filaments in pentane', Brit. J. Appl. Phys., Vol. 27, pp. 2117-2127, 1994.
48. G. J. Fitz Patrick, P.J. McKenny, E. O. Foster, 'The Effect of Pressure on Streamer Inception and Propagation in Liquid Hydrocarbons', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 25, no. 4, pp. 672-680, 1990.
49. A. Béréal, 'Phénomènes de propagation et de génération des streamers dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous créneau de tension', thèse doctorale de l'USM et l'INPG, Grenoble, 1987.
50. E. Kelley, R. E. Hebner Jr., 'The dielectric field distribution associated with prebreakdown phenomena in nitrobenzene', J. Appl. Phys., Vol. 52, no. 1, pp. 191-195, 1981.
51. N. J. Félici, 'Blazing a Fiery Tail with the Hounds', IEEE Trans. on elec. Insul., Vol. 23, no. 4, pp. 497-503, 1988.
52. T. J. Lewis, 'A new Model for the Primary Process of Electrical Breakdown in Liquids', IEEE Trans. on diel. and Elec. Insul., Vol. 5, no. 3, pp. 306-315, 1998.
53. Lord Rayleigh, 'on the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity', Phil. Mag. S. 6, Vol. 34, pp. 94-98, 1917.
54. F. Aitken, 'Modélisation des phénomènes induits par une injection fortement localisée d'énergie dans un liquide', Thèse, Grenoble, 1998.
55. E. Durand, 'Electrostatique' Tome II, 'Problèmes généraux – Conducteurs', Ed. Masson, 1966.
56. P. Noșingher, 'Contribuții privind studiul solicitărilor materialelor electroizolante din mașinile electrice', Teză de doctorat, București, 1985.
57. J. Mason, 'Breakdown in Solid Dielectrics in Divergent Fields', IEE Monograph No. 127 M, 1955.
58. S. S. Bamji, A. T. Bulinski, K. M. Prasad, 'Electric Field Calculations with the Boundary element Method', IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 28, No. 3, pp. 420-424, 1993.

59. A. C. Aschraft, R. M. Eichorn, R. G. Shaw, 'Laboratory studies of treeing in solid dielectrics and voltage stabilization of polyethylene', IEEE Conf. Record, Paper F4, June 14-16, Montreal, pp. 213-218, 1976.
60. G. Chen, A. E. Davies, 'Electric stress computation – a needle plane electrode system with space charge effect', COMPEL, Vol. 15, No. 1, pp. 40-56, 1996.
61. P. Atten, 'Etude mathématique du problème du champ électrique affecté par un flux permanent d'ions unipolaires et application à la théorie de la sonde froide', Thèse Grenoble, Novembre, 1969.
62. P. Nottingher, 'Le calcul des durées de rupture des diélectriques solides', Revue Roumaine des Sciences Techniques - Electrotechnique et Energétique, Tome 31, Vol. 1 et 2, pp. 59-68 et 133-144, 1986.
63. P. Nottingher, I. Radu, J. C. Filippini, 'Computation of the electric field in insulation with water trees. Part I: Computation methods', Revue Roumaine des Sciences Techniques, Electrotechnique - Energétique, Tome 45, Vol. 2, pp. 221-236, Bucarest, 2000.
64. E. Costamagna, A. Fanni, 'Electric Field Calculations for Needle Electrodes with Space Charge Effects', COMPUMAG, 12th Conference on the Coputation of Electromagnetic Fields, Sapporo, Japan, October 25-28, Vol. II, pp. 456-457, 1999.
65. P. Nottingher, C. D. Ioan, 'A numerical method for computing the electrical stress in dielectrics', Revue Roumaine des Sciences Techniques, Série Electrotechnique et Energétique, Tome 23, No. 3, 1978.
66. A. E. Saker, 'Caractérisation des décharges rampantes à l'interface liquide diélectrique-solide isolant', Thèse de Doctorat de l'INPG, Grenoble (France), 1993.

Articles publiés durant ce travail de thèse:

1. **L. Dumitrescu**, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat and P. Nottingher, 'Streamer inception in ciclohexane under impulse voltage', Proceedings of 2nd International Workshop, Electrical Conduction, Convection and Breakdown in Fluids', Grenoble, France, pp. 107-110, 4-5 May, 2000.
2. **L. Dumitrescu**, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat and P. Nottingher, 'Study of streamer inception under impulse voltage', Int. Conf. on Elec. Insul. and Diel. Phen. (CEIDP), IEEE Pub. no. 00CH37132, pp. 300-303, Victoria, Canada, 15-18 October, 2000.
3. **L. Dumitrescu**, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat and P. Nottingher, 'Streamer Inception in Cyclohexane under Impulse Voltage', J. of Elec., Vol. 53, pp. 135-146, 2001.

RESUME:

La génération des streamers lents négatifs et positifs, mais aussi la propagation des streamers positifs sont étudiées dans du cyclohexane et en configuration pointe-plan.

En polarité négative et sous impulsion de tension les streamers apparaissent suite à une avalanche électronique en phase liquide, phénomène déjà décrit sous tension continue. La génération des streamers positifs présente quelques particularités, dont la plus importante est l'influence de la pression sur la tension d'apparition.

Une nouvelle méthode de mesure différentielle de grande sensibilité (0,4 pC) permet d'enregistrer pour la phase de génération des courants très faibles (centaines de nanoampères). Grâce à cette technique la mesure d'un courant d'injection avant l'apparition du streamer est possible et deux mécanismes sont proposés pour expliquer la génération en polarité positive: l'échauffement du liquide et la cavitation.

La propagation du streamer positif a lieu tant qu'il est en liaison avec la pointe. Le déplacement est dû à la fois à la formation et à l'expansion des bulles successives, mais aussi à l'influence des forces électriques.

Des calculs numériques effectués à l'aide d'un logiciel type QuickField® permet de modéliser le streamer par une sphère gazeuse caractérisée par une densité superficielle de charge déterminée à partir des données expérimentales. La comparaison entre la pression électrostatique obtenue numériquement et la pression interne calculée en considérant l'intérieur du streamer comme un gaz parfait met en évidence le rôle des forces électriques dans la propagation du streamer dans certaines conditions.

Mot clés: Diélectrique, Liquide, Décharges électriques, Streamer, Mesure de Charge.

ABSTRACT:

The inception and propagation of positive bush-like streamers are studied in cyclohexane and in point to plane geometry.

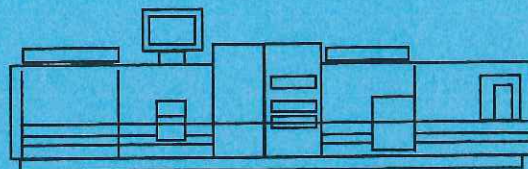
In negative polarity under impulse voltage streamers appear due to an electronic avalanche, phenomenon already described under cc. The generation of positive streamers presents some particularities which the most important is the influence of pressure on inception threshold.

A new highly sensitive differential measurement method (0.4 pC) allows to measure very low currents (few nanoampere) for the inception phase. Due to this technique the measurement of the injection current before streamer generation is possible and two mechanisms are proposed to explain the inception in positive polarity: the boiling of the liquid and the cavitation.

The propagation of positive bush-like streamers takes place as long as it is attached to the point electrode. Its movement is due both to the generation and the expansion of successive bubbles, but also to the influence of electrical forces.

The numerical simulation done with the QuickField® software models the streamer with a gaseous sphere having a certain superficial charge density determined from experimental data. The comparison between the electrostatic pressure obtained numerically and the internal pressure calculated considering the volume of the streamer as a perfect gaz points to the role of electric field on the propagation of streamer in specific conditions.

Keywords: Dielectric, Liquid, Electrical Discharges, Streamer, Charge Measurement.



Imprimé sur "Xerox 5690",
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.

