



Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide sous haute tension et caractérisation des streamers positifs par spectroscopie d'émission

Pierre Eric Frayssines

► To cite this version:

Pierre Eric Frayssines. Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide sous haute tension et caractérisation des streamers positifs par spectroscopie d'émission. Physique [physics]. Université Joseph Fourier (Grenoble I), 2002. Français. NNT: . tel-02189478

HAL Id: tel-02189478

<https://hal.science/tel-02189478>

Submitted on 19 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.

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THESE

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier

Discipline : Méthodes Physiques Expérimentales

Présenté et soutenue publiquement par

Frayssines Pierre-Eric

Le 2 juillet 2002

Titre

**Etude des propriétés diélectriques de l'azote liquide
sous haute tension et caractérisation des streamers
positifs par spectroscopie d'émission**

Directeurs de Thèse :

Olivier Lesaint & Nelly Bonifaci

Jury

M. Goldman	Rapporteur
C. Trassy	Rapporteur
J. Roudet	Examineur
N. Bonifaci	Examineur
O. Lesaint	Examineur
F. Devaux	Examineur invité

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux
Diélectriques - CNRS

Remerciements

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à André Denat, Directeur du Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques de Grenoble, pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse au LEMD. Je le remercie également pour les nombreuses discussions scientifiques, parfois passionnées, que ce travail a pu susciter.

Je remercie mon Directeur de thèse Olivier Lesaint pour m'avoir soutenu et accompagné tout au long de ce travail. Tes qualités scientifiques, techniques et humaines m'ont beaucoup appris comme elles ont pu me permettre la réalisation de ce travail pluridisciplinaire. Avec le recul, je me dis que j'ai eu de la chance de travailler à tes côtés.

L'analyse de la lumière émise par les streamers dans le but de mieux comprendre l'apparition d'un claquage n'aurait jamais pu se faire sans la participation de Nelly Bonifaci et André Denat. Je te remercie Nelly pour m'avoir soutenu et incité à faire ces dernières expériences quelques mois avant ma soutenance. Très incertain sur les conclusions que nous allions pouvoir tirer de ces essais, ta persévérance et ta disponibilité pour m'expliquer et me ré-expliquer les choses ont permis d'apporter un caractère plus fondamental à mon travail.

Je remercie Christian Trassy, Professeur à l'INSA de Lyon pour avoir accepté d'être rapporteur de ce travail, et de m'avoir fait part de nombreux conseils et remarques toujours judicieux concernant le domaine de la spectroscopie. Je remercie également Max Goldman, Directeur de Recherche Emérite du CNRS pour sa participation au jury en tant que rapporteur, ainsi que James Roudet, Professeur à l'Université Joseph Fourier, pour avoir accepté de présider ce jury.

Je remercie Messieurs François Devaux, Stephan Lelaidier et Jean Poittevin, Ingénieurs au sein de la société Alstom T&D secteur Transformateurs, pour nous avoir fait confiance dans le choix de nos axes de recherches, ainsi que pour le soutien financier ayant permis la réalisation et l'achèvement de ce travail, malgré un contexte perturbé par une profonde réorganisation de leurs activités de recherche. J'espère que ce travail contribuera à mener à bien la construction d'appareils supraconducteurs sous haute tension, lorsque celle-ci sera entreprise par votre groupe.

Je n'oublierai pas tous les autres acteurs qui m'ont permis d'effectuer la conception, la réalisation et la mise au point du cryostat indispensable à mon travail. Il s'agit avant tout du personnel du SERAS

(Service d' Etudes et Réalisations d'Appareillages Scientifiques) du CNRS. Merci à Dominique Grand pour ses compétences techniques, sa maîtrise de la CAO et sa disponibilité, à Marc Deléglise pour son expérience et ses conseils, à Grigor Kapoujyan, Gilles Perroux, François Rebouillat, Gilles Pons et Sylvain Cuccaro, pour leur aide et leur savoir-faire lors de la mise au point du cryostat et la fabrication de nombreuses pièces délicates.

Je remercie aussi François Montanvert qui, malgré ses nombreuses responsabilités aux sein du LEMD, m'a aidé tout au long de mon travail. J'aurais aimé te proposer un travail complet, mais les nombreuses sollicitations des autres équipes dû à la qualité et à la rapidité de ton travail font que tu ne peux accorder qu'un temps limité à chacun.

Je veux aussi remercier Lucien Saragossi. Tu as également contribué avec efficacité à la réalisation de dispositifs, malgré mes dessins techniques qui ont parfois changé d'un jour à l'autre en voulant aller trop vite, ce qui pu t'énervé !

Merci à l'ensemble des personnels et étudiants (docteurs ou pas encore) que j'ai côtoyés pendant ces trois ans, et qui ont contribué à une ambiance conviviale.

Finalement, un merci tout particulier à Hervé Bienfait écrivain Grenoblois depuis peu, qui a bien voulu relire et corriger mon manuscrit d'un point de vue littéraire. Ta connaissance de la langue française et de ses subtilités ont rendu la lecture de ce manuscrit plus fluide.

Table des matières

Table des matières

Introduction	27
Chapitre 1 : Synthèse bibliographique	
<i>I-Introduction</i>	33
<i>II- Tenue diélectrique de l'azote liquide sous champ quasi uniforme et uniforme</i>	33
II.1 Influence de la surface des électrodes et du volume de liquide contraint	33
II-2 Comparaison avec l'huile minérale	36
II-3 Impuretés présentes dans l'azote liquide	37
II- 4 Commentaires	37
<i>III-Phénomènes de streamers</i>	38
III-1 Rappel sur la configuration d'électrodes pointe-plan	38
III-2 Caractéristiques générales des streamers pour $V < V_b$	39
III-3 Mécanismes de génération des streamers	42
III-3.1 Génération en polarité négative	43
III-3.2 Génération en polarité positive	44
III-3.3 Influence du rayon de courbure de la pointe	44
III-3.4 Champ d'apparition des streamers, extrapolation aux électrodes de grandes surfaces	45
III-3.5 Champ de génération des streamers dans l'azote liquide	46
III-4 Propagation des streamers	47
III-4.1 Caractérisation de l'huile minérale	47
III-4.1.1 Pointe anode	47
III-4.1.2 Pointe cathode	49
III-4.1.3 Résultats sous tension alternative	49
III-4.2 Caractérisation dans l'azote liquide	49
III-4.3 Influence de la pression sur la propagation des streamers	50
III-4.3.1 Effet de la pression à faibles distances ($< 10\text{mm}$)	50
III-4.3.2 Effet de la pression à grande distance ($> 10\text{mm}$)	51
III-4.4 Influence des barrières isolantes sur la propagation des streamers	52
III-4.5 Mécanismes responsables de la propagation des streamers dans les liquides	53
III-4.5.1 Développement d'une phase gazeuse sous l'action de la force électrostatique.	53
III-4.5.2 Développement d'une phase gazeuse par vaporisation du liquide	54
III-4.5.3 Conduction dans les canaux gazeux et étude spectroscopique de la lumière émise	55

III-4.5.4 Mécanismes en tête des streamers filamenteux	56
IV- Objectifs de notre travail	57
V- Bibliographie	59

Chapitre 2 : Techniques expérimentales

I- Présentation du cahier des charges	71
I-1 Détermination de la plage de température du cryostat	71
I-2 Détermination de la plage de pression du cryostat	73
I-3 Détermination de la plage de tension du cryostat	73
I- 4 Structure du cryostat	74
II- La traversée haute tension	75
II-1 Matériau isolant constituant l'amenée haute tension	75
II-2 Dimensionnement et forme de la traversée haute tension	75
II-3 Structure conductrice de la traversée haute tension	76
III- L'enceinte de mesure	79
IV- L'enceinte intermédiaire : la régulation en température de la cellule de mesure	80
V- L'enceinte extérieure : l'enceinte isolante	80
VI Système de déplacement motorisé fonctionnant dans l'azote liquide	82
VII- Détermination de l'autonomie du cryostat	82
VII-1 Estimation des apports de chaleur en régime permanent	83
VII-1.1 Apports de chaleur par rayonnement	83
VII-1.1.1 Rayonnement thermique entre les deux vases concentriques	83
VII-1.1.2 Rayonnement thermique à travers le col du cryostat	83
VII-1.1.3 Rayonnement thermique à travers les hublots	84
VII-1.1.4 Puissance rayonnée totale	84
VII-1.2 Apports de chaleur par conduction	84
VII-1.2.1 Conduction thermique par les systèmes de mesure	85
VII-1.2.2 Conduction thermique à travers la traversée haute tension	85
VII-1.2.3 Conduction thermique à travers les supports de l'enceinte de mesure	85
VII-1.2.4 Puissance totale transmise par conduction	86
VII-2 Autonomie du cryostat en régime permanent	86
VII-3 Autonomie du cryostat en régime transitoire	86
VIII- Les systèmes de mesures	87
VIII-1 Les mesures optiques	87
VIII-2 Les mesures électriques	88
VIII-2.1 Mesure des courants transitoires	88
VIII-2.2 Mesure de la charge des streamers	91
VIII-3 Mesure de la température de la cellule de mesure	91

VIII-4 Le générateur d'impulsion haute tension	91
VIII-5 Schéma général du dispositif haute tension	92
IX- Bibliographie	94

Chapitre 3 : Etude des streamers dans l'azote liquide et conséquence pour l'isolation électrique sous haute tension

I-Etude des streamers en géométrie pointe-plan à faible distance ($d=3,2\text{mm}$)	97
I-1 Introduction	97
I-2 Présentation du dispositif expérimental et des méthodes de détection	97
I-2.1 Dispositif expérimental	97
I-2.2. Méthodes de détection	99
I-3 Forme, signaux de courant et de lumière associés à la propagation des streamers	101
I-3.1 Streamers négatifs	101
I-3.2 Streamers positifs	101
I-4 Définition et mesure de la tension de génération V_g	103
I-4.1 Polarité négative	103
I-4.2 Polarité positive	104
I-4.3 Influence du rayon de courbure de la pointe : comparaison avec les hydrocarbures	105
I-4.4 Champ de génération des streamers dans l'azote liquide	106
I-5 Vitesse de propagation des streamers	107
I-5.1 Vitesse de propagation des streamers « buissons »	107
I-5.2 Vitesse de propagation des streamers filamenteux	107
I-5.2.1 Influence de la tension sur la vitesse de propagation des streamers filamenteux	107
I-5.2.2 Influence de la pression sur la vitesse de propagation des streamers filamenteux	108
I-6 Discussion : Comparaison avec les hydrocarbures à faible distance	111
I-6.1 Forme et vitesse de propagation des streamers	111
I-6.2 Rayon critique et champ de génération des streamers positifs	112
I-6.3 Influence de la pression sur la propagation	112
I-6.4 Courant transitoire	117
II- Etude des streamers en géométrie pointe-plan à grande distance (20 à 80mm)	118
II-1 Introduction	118
II-2 Description du dispositif expérimental	118

<i>II-3 Images, signaux de courant, de charge et de lumière associés à un streamer</i>	118
<i>II-3.1 Streamers négatifs</i>	118
<i>II-3.2 Streamer positif</i>	123
<i>II-4 Longueurs d'arrêt des streamers</i>	126
<i>II-4.1 Mesures réalisées à pression atmosphérique</i>	126
<i>II-4.2 Influence de la pression</i>	128
<i>II-5 Mesure des tensions de claquage en polarité positive</i>	130
<i>II-6 Vitesses de propagation des streamers</i>	132
<i>II-6.1 Vitesse des streamers négatifs</i>	132
<i>II-6.2 Vitesse des streamers positifs</i>	133
<i>II-7 Influence d'une barrière isolante sur le claquage</i>	136
<i>II-7.1 Description du dispositif expérimental</i>	137
<i>II-7.2 Mesure des tensions de claquage</i>	137
<i>II-7.3 Influence de la barrière sur la vitesse de propagation des streamers</i>	140
<i>II-7.4 Etat de surface de la barrière après claquage</i>	140
<i>II-8 Discussion : comparaison à grande distance des streamers dans l'azote liquide et l'huile minérale</i>	141
<i>II-8.1 En polarité négative</i>	142
<i>II-8.2 En polarité positive</i>	142
<i>II-8.2.1 Influence de la forme des streamers filamenteux sur leur propagation</i>	142
<i>II-8.2.2 Chute de tension dans les streamers filamenteux</i>	144
<i>II-8.2.3 « Capacité linéique » des streamers filamenteux</i>	144
III Génération des streamers et claquage en géométrie sphère-plan	146
<i>III-1 Introduction</i>	146
<i>III-2 Présentation du système d'électrode</i>	146
<i>III-3 Mesure des tensions de claquage</i>	147
<i>III-3.1 Sous tension impulsionnelle (onde 0,4/1400µs)</i>	147
<i>III-3.1.1 Photographies et vitesse de propagation des streamers négatifs</i>	148
<i>III-3.2 Claquage sous tension alternative</i>	151
<i>III-3.3 Comparaison des tensions de claquage dans LN₂ et l'huile minérale</i>	152
<i>III-4 Discussion</i>	154
<i>III-4.1 Propagation des streamers négatifs</i>	154
<i>III-4.2 Champ d'apparition des streamers négatifs</i>	154
IV Conséquences pour l'isolation cryogénique haute tension	156
V Bibliographie	159

Chapitre 4 : Caractérisation spectroscopique des streamers filamenteux positifs dans l'azote liquide

I- Introduction	167
II- Rappel théorique	168
II-1 Considérations générales	168
II-2 Profil des raies spectrales	169
II-2.1 Elargissement dû aux atomes neutres	171
II-2.1.1 L'effet Van Der Waals	172
II-2.1.2 L'effet résonant	174
II-2.2 Elargissement dû aux particules chargées : l'effet Stark	175
II-2.3 Profil expérimental	176
II-3 Notions de température	177
II-3.1 Définitions des différentes températures	178
II-3.1.2 Température cinétique	178
II-3.1.2 Température d'excitation	178
II-3.1.3 Température d'ionisation	179
II-3.1.4 Température électronique	179
II-4 Equilibre thermodynamique complet et local.	179
III- Dispositif expérimental	180
IV- Transitions radiatives observées	182
V- Composition et répartition du gaz contenu dans un streamer filamentaire	191
VI- Température du gaz contenu dans un filament de streamer au cours de sa propagation	194
VII- Elévation en Température du gaz contenu dans un streamer lors de son arrêt sur le plan isolant	197
VIII-Simulation numérique du multiplet de NI ($3s^4P-3p^4S^0$)	198
VIII-1.Présentation du programme	198
VIII-2 Simulation du multiplet de NI émis lors de la propagation d'un streamer dans LN_2	202
VIII-3 Simulation du multiplet de NI émis lors de l'arrêt d'un streamer sur le plan en époxy	204
VIII-3.1 Influence de la pression sur l'élargissement des raies du multiplet de NI	205
IX- Discussion	209
X- Bibliographie	212
Conclusion générale	215
Annexe (programme informatique pour la simulation numérique du multiplet de NI)	221

Liste des figures et tableaux

Liste des figures et tableaux

Chapitre 1 : Synthèse bibliographique

Figure I.1 : Effet du volume d'azote liquide (SLV) et de la surface des électrodes (SEA) soumis à 82% du champ électrique sur le champ de claquage E_b sous tension alternative [Hayakawa97].	34
Figure I.2 : Comparaison des champs de claquage en fonction du volume de liquide contraint ($SLV_{82\%}$ dans LN_2 et $SLV_{90\%}$ dans l'huile minérale) [Kako86]. I : onde de foudre. II : onde de manœuvre. III : rampe de tension alternative. IV : tension alternative maintenue pendant 1min. V : tension alternative maintenue pendant 30min.	36
Figure I.3 : Photographie d'un streamer « buisson » se développant dans le cyclohexane $d=1.8mm$, $r_0=1.2\mu m$, $P=0.1Mpa$ [Gournay94Th].	40
Figure I.4 : Photographie d'un streamer filamentaire dans le cyclohexane et signal de courant associé $d=1.8mm$, $r_0=1.2\mu m$, $P=0.1Mpa$ [Gournay94Th].	40
Figure I.5 : Longueur d'arrêt des streamers filamenteux positifs (2 ^{ème} mode) dans l'huile minérale pour une distance pointe plan $d=35cm$ (Le trait du milieu représente la valeur moyenne de l_s).	42
Figure I.6 : Représentation schématisée d'un streamer filamentaire se propageant de la pointe jusqu'au plan et s'arrêtant sous l'effet de la chute de tension ΔV .	42
Figure I.7 : croissance d'un streamer négatif dans le cyclohexane par la formation d'une succession de bulles de gaz [Denat88].	43
Figure I.8 : Evolution de la tension de génération et de propagation des streamers positifs dans le cyclohexane en fonction du rayon de courbure de la pointe [Gournay94Th].	45

Figure I.9 : Champ de génération des streamers en fonction du rayon de courbure r_0 des électrodes dans l'huile minérale sous tension impulsionnelle [Top99Th].	46
Figure I.10: Vitesses moyenne et allure des streamers filamenteux positifs dans l'huile minérale selon les différents modes de propagation en géométrie pointe plan sous une onde 0,4/1400 μ s à une distance de 10cm [Lesaint96].	48
Figure I.11: Photographies à balayage des différents modes de propagation des streamers positifs filamenteux dans l'huile minérale sous une onde 0,4/1400 μ s [Lesaint96].	48
Figure I.12 : Tensions de claquage alternatives et impulsionnelles (250/1250 μ s) dans l'azote liquide à la pression atmosphérique en géométrie pointe-plan [Fleszynski79].	50
Figure I.13: Représentation schématique de la dynamique d'un filament gazeux de sa création à sa mort en un chapelet de bulles [Gournay94].	51
Figure I.14 : Vue en coupe d'une structure isolante typique d'un transformateur (Ir : circuit magnétique, HV/MV/LV : enroulement haute, moyenne et basse tension, A/B : isolation principale par des barrières isolantes, C : isolation entre les enroulements).	52
Figure I.15 : Modèle de l'extrémité mobile d'un filament de streamer positif [Gournay94].	55

Chapitre 2 : Techniques expérimentales

Figure II.1 : Densité de courant de fils Bi2223 fabriqués suivant le procédé OPIT (Oxyde Powder In Tube) [Tixador95]	72
Figure II.2 : Représentation du diagramme de phase de l'azote liquide P-T.	72
Figure II.3 : Représentation schématique du cryostat.	74
Figure II.4 : Représentation en coupe de la traversée haute tension.	76

Figure II.5 : photographie de la bride principale du cryostat (réservoir d'huile non monté) montrant la couche de peinture d'argent, l'anneau anti-corona en aluminium, la traversée haute tension, une soupape magnétique grand débit et des prises de mesures étanches.	77
Figure II.6 : Photographie de la structure mécanique supportant les efforts exercés sur l'amenée haute tension.	78
Figure II.7 : Représentation en coupe et vue d'ensemble de l'anneau anti corona devant remplacer celui de la figure II.4 (anneau anti corona n°2).	78
Figure II.8 : Représentation de la distribution du champ électrique associée aux deux types d'anneaux anti corona (calcul effectué en configuration plan parallèle pour une tension de 100kV).	79
Figure II.9 : Représentation de la partie basse du cryostat.	81
Figure II.10 : Photographie du système de déplacement du plan de masse recouvert par un plan isolant en permali	82
Figure II.11 : Abaque de Scott pour l'azote liquide.	86
Figure II.12 : Dispositif de visualisation des streamers par ombroscopie	88
Figure II.13 : Représentation schématique du support de pointe contenant l'impédance de mesure de courant.	89
Figure II.14 : Schéma du dispositif expérimental pour l'étude de la propagation des streamers dans l'azote liquide sous impulsions haute tension.	90
Figure II.15 : Schéma équivalent du générateur de Marx.	92
Figure II.16 : Photographie du dispositif expérimental.	93

Chapitre 3 : Etude des streamers dans l'azote liquide et conséquence pour l'isolation cryogénique sous haute tension

Figure III.1 : Dispositif expérimental pour la mesure des champs de génération des streamers dans l'azote liquide.	98
Figure III.2 : Dispositif pour la mesure des courants transitoires associés à la propagation des streamers.	100
Figure III.3: a) : Photographie d'un streamer négatif dans l'azote liquide, obtenue par la méthode d'ombroscopie, b) : signaux de courant et de lumière associés ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$, 20kV , 0.5MPa).	101
Figure III.4 : a) : Photographie d'un streamer filamentaire se propageant dans l'azote liquide obtenue par la méthode d'ombroscopie, b) : signaux de courant et de lumière associés à sa propagation ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$, 24kV , 1MPa).	102
Figure III.5 : Probabilité d'apparition des streamers « buissons » en polarité négative ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$).	103
Figure III.6 : Probabilité d'apparition des streamers « buissons » et filamenteux en polarité positive ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$).	104
Figure III.7 : Evolution des tensions d'apparition des streamers positifs dans le cyclohexane en fonction du rayon de courbure de la pointe [Gournay 93].	105
Figure III.8 : Probabilité d'apparition cumulée des streamers positifs « buissons » et filamentaire pour une pression de 0,34 et 4Mpa ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$).	106
Figure III.9 : Longueurs des streamers filamenteux en fonction du temps de retard t_r pour plusieurs valeurs de tension à 0,34MPa. ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$).	108

Figure III.10 : Longueur de propagation des streamers filamenteux en fonction du temps de retard t_r pour plusieurs valeurs de pression ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$, 16kV). 109

Figure III.11 : Vitesses moyennes des streamers filamenteux dans l'azote liquide en fonction de la pression hydrostatique, pour différentes valeurs de la tension appliquée ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$) 110

Figure III.12 : Evolution du courant associé à la propagation d'un streamer filamentaire positif en fonction de la pression ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$, 24kV). 111

Figure III.13 : Evolution du rayon d'un filament gazeux de streamer $R(t)$ dans LN_2 suivant la dynamique de Rayleigh. 114

Figure III.14 : Evolution de R^* en fonction de T^* $\left(R^* = \frac{R(t)}{R_m}, T^* = \frac{t}{R_m \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}}} \right)$ 115

Tableau III.1 : Rayons maximums R_m et durée de vie τ des streamers filamenteux dans l'azote liquide pour différentes pressions hydrostatiques. 115

Figure III.15 : Evolution du rayon $R(t)$ d'un streamer filamentaire dans l'azote liquide pour différentes pressions hydrostatiques ($E=40.3\mu\text{J}$, $T_{\text{liq}}=88\text{K}$). 116

Tableau III.2 : Pression régnant dans un streamer filamentaire se propageant dans l'azote liquide au bout d'un temps $t_b=70\text{ns}$ (modèle de Rayleigh). 116

Figure III.16 : Evolution de la pression minimale dans un canal de streamer en fonction de P_∞ au bout d'un temps $t_b=70\text{ns}$. 117

Figure III.17: a) : Photographie d'un streamer négatif arrêté avant d'atteindre le plan bloquant, 119

b) : signaux de courant, de charge et de lumière qui lui sont associés (74kV , $0,1\text{MPa}$, $d=20\text{mm}$, Base de temps : $12\mu\text{s/div}$).

Figure III.18 : a) : Photographie d'un streamer négatif arrêté avant d'atteindre le plan bloquant, b) : signaux de courant, de charge et de lumière qui lui sont associés (92kV, 0,1MPa, d=20mm, base de temps : 12 μ s/div)	120
Figure III.19 : a) : Photographie d'un streamer négatif se propageant jusqu'au plan bloquant, prise à l'aide d'une caméra à balayage de fente, b) : signaux de courant, de charge et de lumière associés à sa propagation (101kV, 0,1MPa, d=20mm, base de temps : 20 μ s/div).	122
Figure III.20 : a) : photographie intégrale d'un streamer positif filamentaire se propageant jusqu'au plan isolant, b) : signaux de courant, de charge, de lumière associés à sa propagation. (102kV, 0,1MPa, d=80mm, Base de temps : 1 μ s/div).	124
Figure III.21 : a) : Photographie d'un streamer positif filamentaire se propageant jusqu'au plan isolant prise à l'aide d'une caméra à balayage, b) : signaux de charge et de lumière associés à sa propagation (102kV, 0,1MPa, d=80mm, Base de temps : 2 μ s/div).	125
Figure III.22 : Longueur d'arrêt des streamers positifs et négatifs pour une distance d=20mm à pression atmosphérique.	126
Figure III.23 : Longueur d'arrêt des streamers positifs et négatifs pour une distance d=40mm à pression atmosphérique.	127
Figure III.24 : Longueur de propagation des streamers positifs et négatifs pour différentes distances entre électrodes (de 20 à 80mm) à pression atmosphérique. Les traits pleins correspondent aux mesures effectuées en positif et les traits en pointillés aux mesures réalisées en négatif.	128
Figure III.25 : a) Influence de la pression sur la propagation d'un streamer « buisson » (photographie prise à l'aide d'une caméra à balayage de fente, b) : signaux de courant, de charge et de lumière associés à sa propagation (127kV, 0,3MPa, d=20mm, Base de temps : 5 μ s/div).	129

Figure III.26 : Influence de la pression sur les longueurs moyennes de propagation des streamers positifs filamenteux ($P=0,1$ et $0,4\text{MPa}$, $d=80\text{mm}$). V_0 est la tension minimale à partir de laquelle l_s a pu être mesurée.	130
Figure III.27 : Probabilité de claquage obtenue en polarité positive pour plusieurs distances entre électrodes ($d=20, 40, 60, 80\text{mm}$, $0,1\text{MPa}$).	131
Figure III.28 : Evolution de la tension de claquage positive de LN_2 et de l'huile minérale [Lesaint98a] en fonction de la distance entre électrodes : d ($0,1\text{MPa}$).	132
Figure III.29 : Vitesses moyennes de propagation des streamers négatifs en fonction de la tension ($d=20\text{mm}$: mesures réalisées avec les temps de retard au claquage t_b , $d=40\text{mm}$ mesures effectuées avec des streamers arrêtés, $0,1\text{MPa}$).	133
Figure III.30 : Vitesses moyennes de propagation des streamers filamenteux en fonction de la tension ($d=80\text{mm}$, $0,1\text{MPa}$).	134
Figure III.31 : Vitesses moyennes de propagation des streamers filamenteux en fonction de la tension pour l'ensemble des distances d utilisées ($0,1\text{MPa}$).	135
Figure III.32 : Comparaison des tensions de claquage V_b et d'accélération V_a mesurées dans l'azote liquide et dans l'huile minérale [Lesaint98a] en fonction de la distance d ($0,1\text{MPa}$).	136
Figure III.33 : Schéma du dispositif utilisé pour étudier l'influence d'une barrière isolante perpendiculaire à l'axe pointe-plan sur la tenue au claquage de l'azote liquide.	137
Figure III.34 : Probabilité de claquage en présence d'une barrière isolante placée perpendiculairement à l'axe pointe-plan pour différentes positions X de la barrière et de la pression. ($d=40\text{mm}$).	138
Figure III.35 : Evolution des tensions de claquage de l'azote liquide en fonction de la distance X séparant la pointe de la barrière isolante pour une pression de $0,1\text{MPa}$ et $0,5\text{MPa}$ ($d=40\text{mm}$).	139

Figure III.36 : Photographie d'un streamer filamentaire contournant la barrière isolante en rampant sur celle-ci ($d=40\text{mm}$, $X=20\text{mm}$, diamètre barrière isolante : 150mm).	139
Figure III.37 : Photographie d'un streamer filamentaire dont une branche latérale contourne la barrière isolante sans ramper sur celle-ci ($d=40\text{mm}$, $X=20\text{mm}$, diamètre barrière isolante : 150mm).	140
Figure III.38 : Photographie de l'état de surface de la barrière isolante en permali après environ 100 claquages (diamètre : 150mm , épaisseur : 3mm).	141
Figure III.39 : Evolution de la « capacité » d'un streamer filamentaire en fonction de sa longueur de propagation l_s pour une distance $d=40\text{mm}$ à pression atmosphérique.	145
Figure III.40 : Evolution des tensions de claquage impulsionnelles positives et négatives en fonction de la pression en géométrie sphère-plan dans l'azote liquide ($d=1\text{mm}$).	147
Figure III.41 : a) : Photographie d'un streamer négatif généré dans LN_2 lors d'une impulsion positive en géométrie sphère-plan, b) : signal de lumière associé (tension appliquée sur la sphère, $d=1\text{mm}$, 83kV , 0.1MPa , Base de temps : $1\mu\text{s}/\text{div}$).	149
Figure III.42 : a) : Photographie d'un streamer négatif généré dans LN_2 lors d'une impulsion négative en géométrie sphère-plan, b) : signal de lumière associé (tension appliquée sur la sphère, $d=1\text{mm}$, 83kV , 0.1MPa , Base de temps : $1\mu\text{s}/\text{div}$).	150
Figure III.43 : Evolution des tensions de claquage alternatives V_{bAC} et impulsionnelles ($V_{\text{b+}}$ et $V_{\text{b-}}$) en fonction de la pression en géométrie sphère-plan dans LN_2 ($d=1\text{mm}$).	151
Figure III.44 : Probabilité de claquage en alternatif en géométrie sphère-plan dans LN_2 ($d=1\text{mm}$).	152
Figure III.45 : Comparaison des tensions de claquage $V_{\text{b+}}$, $V_{\text{b-}}$ et V_{bAC} mesurées en géométrie sphère plan pour des pressions variant de $0,1$ à $0,5\text{MPa}$ dans l'azote liquide et l'huile minérale ($d=1\text{mm}$).	152

Figure III.46 : Influence de la pression sur la probabilité de claquage pendant l'alternance positive ou négative de l'onde AC dans l'huile minérale en géométrie sphère-plan ($d=1\text{mm}$). 153

Figure III.47 : Evolution des champs de génération des streamers négatifs en fonction de la pression. Ces champs sont calculés à l'aide d'un logiciel de simulation de champ (QuickField) (champ calculé sur le plan en polarité positive sur la sphère en polarité négative, $d=1\text{mm}$). 155

Figure III.48 : Evolution des champs de claquage dans l'azote liquide et dans l'huile minérale en fonction de la surface des électrodes sous tension impulsionnelle positive (E_{b+}) et alternative (E_{bAC}). 156

Chapitre 4 : Caractérisation spectroscopique des streamers filamenteux positifs dans l'azote liquide

Figure IV.1 : Définition d'un profil de raie lorentzien et des grandeurs utilisées. 170

Tableau IV.1 : Valeurs du coefficient K dans l'approximation d'impact et quasi statique. 174

Figure IV.2 : Profil d'une raie expérimentale obtenue à partir d'une lampe d'argon à basse pression. 177

Figure IV.3 : Représentation de la position de la fente d'ouverture du spectromètre. 181

Figure IV.4 : Efficacité spectrale des différents réseaux composant le spectromètre et de la photocathode (a : réseau 1200tr/mm blazé à 300nm, b : 150tr/mm blazé à 500nm, c : 1200tr/mm blazé à 750nm, d : efficacité quantique de la photocathode). 181

Figure IV.5 a) Ré-illumination d'un streamer touchant le plan isolant en époxy dans LN_2 à pression atmosphérique, b) signaux de courant, de charge et de lumière associés. 183

Figure IV.6 : Courbe de réponse du photomultiplicateur Hamamatsu 56AVP.	184
Tableau IV.2 : Tableau représentant l'ensemble des raies spectrales et les conditions expérimentales dans lesquelles elles ont été obtenues.	184
Figure IV.7 : Spectre de bandes du second système positif de l'azote diatomique obtenu pendant la propagation d'un streamer dans LN ₂ ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, transitions (0-2), (1-3), (2-4)) obtenues pour d=20mm, P=0,1MPa, avec le réseau 1200tr/mm blazé à 300nm).	185
Figure IV.8 : Système violet du CN ($B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$) et premier système négatif de N ₂ ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) obtenus pendant la propagation d'un streamer pour d=20mm, P=0,1MPa avec le réseau 1200tr/mm blazé à 300nm.	186
Figure IV.9 : Multiplet de NI ($3s^4P-3p^4S^0$) obtenu pendant la propagation d'un streamer dans LN ₂ pour d=20mm, P=0,1MPa avec le réseau 1200tr/mm blazé à 750nm.	186
Figure IV.10 : Multiplet de NI ($3s^4P-3p^4P$) obtenu pendant la propagation d'un streamer dans LN ₂ pour d=20mm, P=0,1MPa avec le réseau 1200tr/mm blazé à 750nm.	187
Tableau IV.3 : Longueurs d'onde et seuils d'excitation associés au second système positif et premier système négatif de N ₂ .	187
Tableau IV.4 : Longueurs d'onde et seuils d'excitation associés au multiplet de NI.	188
Figure IV.11 : Représentation des différents niveaux énergétiques de l'azote monoatomique [Herzberg44].	189
Figure IV.12 : Niveaux énergétiques de la molécule d'azote en fonction de la distance inter nucléaire [Lofthus77].	190

Figure IV.13 : Signal de courant et de lumière correspondant à l'émission de la raie à 380nm de N ₂ et à 750nm de NI (d=80mm, P _∞ =0.1MPa, 100kV) lorsqu'un streamer percute le plan isolant.	191
Figure IV.14 : Signal de courant, et de lumière correspondant à l'émission de la raie à 380nm de N ₂ et à 750nm de NI (d=80mm, P _∞ =0.1MPa, 100kV) lorsque le streamer s'arrête avant le plan isolant.	192
Figure IV.15 : Photographie d'un streamer se propageant jusque sur un plan isolant dans du gaz N ₂ prise avec une caméra CCD munis d'un filtre interférentiel a) à 380nm et b) à 750nm	193
Figure IV.16 : Schéma de la structure du canal gazeux de streamer lorsqu'il touche le plan isolant en époxy.	194
Figure IV.17 Simulation du second système positif de N ₂ (T _r =350K, T _v =3800K).	197
Figure IV.18 : Algorithme du programme permettant la simulation numérique du multiplet de NI.	199
Tableau IV.5 : Principales données intervenant dans le calcul de l'élargissement et du déplacement d'une raie d'azote monoatomique de la transition (3s ⁴ P-3p ⁴ S ⁰).	202
Tableau IV.6 : Coefficient nécessaire au calcul de l'élargissement d'une raie par effet Stark [Griem69].	202
Figure IV.19 Simulation numérique du multiplet de NI lors de la propagation d'un streamer dans LN ₂ en négligeant l'effet Van Der Waals (approximation d'impact, T _e =10000K, T _{exc} =2000K, et N _e =5 10 ²³ m ⁻³).	203
Figure IV.20 : Multiplet de NI (3s ⁴ P-3p ⁴ S ⁰) pour différents valeurs de t _b . Ces spectres sont obtenus avec un réseau de 1200tr/mm, P _∞ =0,1MPa, d=80mm et pour 100kV.	204

Tableau IV.7 : Densité d'azote moléculaire dans un canal de streamer au niveau de la pointe au temps $t=t_b$.	205
Figure IV.21 : Simulation numérique du multiplet de NI pour différentes valeurs du temps de retard au claquage t_b (approximation d'impact, $d=80\text{mm}$, $P_\infty=0,1\text{MPa}$, 100kV).	206
Tableau IV.8 : Estimation des densités électroniques dans un streamer en fonction de t_b après avoir déterminé les valeurs minimales de N_{N_2} grâce au modèle de Rayleigh.	207
Figure IV.22 : Simulation numérique du multiplet de NI pour différentes valeurs de t_b en ayant préalablement déterminé les valeurs minimales de N_{N_2} grâce au modèle de Rayleigh (approximation d'impact, $d=80\text{mm}$, $P_\infty=0,1\text{MPa}$, 100kV).	208
Figure IV.23 : Evolution de N_e et N_{N_2} en fonction du temps de retard au claquage t_b .	208

Introduction

Introduction

Cette thèse de Doctorat s'inscrit dans un contexte industriel, visant à développer des appareils électrotechniques à l'aide de la technologie des supraconducteurs à haute température critique. Elle est le fruit d'une collaboration entre la société Alstom Transport et Distribution et le Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques de Grenoble.

Depuis la découverte des supraconducteurs à basse température critique par Onnes en 1911, la communauté scientifique a recherché de nouveaux matériaux présentant une résistivité nulle à plus haute température. La découverte en 1986 du composé BaLaCuO présentant une transition supra - résistive vers 30K, a ouvert la voie des supraconducteurs à haute température critique (HT_c). Depuis, de nouveaux matériaux sont apparus. Leur température critique, supérieure à 77K, permet de les faire fonctionner directement dans l'azote liquide et réduit ainsi les contraintes liées à l'utilisation des très basses températures (refroidissement à l'hélium). Devant les enjeux potentiels, la recherche appliquée s'est beaucoup développée de part le monde (USA, Japon, Europe). La mise au point d'appareils supraconducteurs fait intervenir de nombreux domaines de la physique. Actuellement de nombreuses recherches portent sur l'amélioration des propriétés mécaniques et électriques des HT_c dans le but de pouvoir obtenir des rubans conducteurs suffisamment souples et avec des propriétés homogènes sur de grandes longueurs. Le domaine des diélectriques fait aussi l'objet de nombreuses investigations. Récemment, un grands nombres de publications (d'origine essentiellement japonaises) ont traité de l'effet des bulles de vapeur générées à partir d'un conducteur, sur la tenue disruptive de l'azote liquide (LN_2). Ces travaux ont permis d'étudier un aspect précis de l'isolation électrique des futurs appareils, mais ils correspondent à des cas extrêmes, où la tenue en tension de LN_2 est la plus faible. En fonctionnement normal et en présence d'une surpression, l'apparition de bulles de gaz dans le liquide est fortement réduite voir nulle. Le claquage est dès lors déterminé par la tenue diélectrique de l'azote liquide seul. Peu de travaux se sont intéressés à cette partie du problème. Les principales études ont porté sur la mesure des tensions de claquage de l'azote liquide sous champ alternatif en géométrie quasi uniforme. Ces mesures, bien que directement exploitables, ont l'inconvénient de ne permettre aucune compréhension des phénomènes conduisant au claquage, appelé « streamers ». La conséquence de ceci est la difficulté d'extrapoler les résultats de laboratoire obtenus à petite échelle, aux applications industrielles de grandes tailles, ou encore à des géométries différentes soumises à des champs électriques autres qu'alternatif. Le claquage survenant suite à la génération et à la

propagation d'un streamer, notre travail consistera à étudier ces deux aspects du problème pour des distances entre électrodes allant de quelques millimètres à plusieurs centimètres.

Le premier chapitre de ce mémoire présente une synthèse des principaux résultats concernant la génération et la propagation des streamers dans les liquides isolants (hydrocarbures et liquides cryogéniques). L'huile minérale étant communément utilisée dans l'industrie électrotechnique, nous lui avons consacré une place prépondérante dans ce chapitre.

Le deuxième chapitre traite des techniques expérimentales que nous avons mis en œuvre au cours de ce travail. Il s'agit principalement de la conception et de la réalisation d'un cryostat très haute tension. Sa description détaillée est présentée au début de ce chapitre. Nous effectuons aussi une présentation des techniques de mesures de courant, de charge et de lumière qui nous ont permis de caractériser les streamers.

Le troisième chapitre présente à la fois des mesures réalisées en géométrie pointe-plan et sphère-plan. Dans la première partie de ce chapitre, l'utilisation d'une géométrie pointe-plan nous a permis de mesurer sous tension impulsionnelle, le seuil d'apparition, les vitesses et les longueurs de propagation des streamers positifs et négatifs. L'influence de la pression hydrostatique sur chacune de ces grandeurs a été systématiquement étudiée et reportée dans notre manuscrit. Dans la deuxième partie du chapitre, l'utilisation d'une géométrie sphère-plan a permis d'étudier et de comparer la tenue diélectrique de l'azote liquide sous tension alternative et impulsionnelle. L'ensemble de ces mesures nous a permis de conclure sur les modalités d'utilisation pratique de l'azote liquide comme fluide isolant dans les futures applications supraconductrices.

Nous avons consacré le quatrième et dernier chapitre à l'analyse de la lumière émise par les streamers filamenteux positifs par spectroscopie d'émission. La simulation des raies spectrales, émises au cours de la propagation et de l'arrêt d'un streamer sur un plan isolant, nous a permis d'estimer la température du gaz, la densité électronique et la densité d'azote moléculaire contenue dans un filament.

Synthèse bibliographique

Synthèse bibliographique

I-Introduction

L'objectif de ce chapitre est une présentation des résultats concernant les propriétés diélectriques de l'azote liquide sous haute tension. L'analyse de ces résultats nous permettra de définir les principaux axes de notre recherche.

Un claquage étant le résultat de la génération et de la propagation d'un phénomène pré-disruptif appelé « streamer » nous présenterons au cours de ce chapitre leurs caractéristiques générales ainsi que les conditions pour lesquelles ces phénomènes apparaissent et se propagent. L'huile minérale étant communément utilisée pour l'isolation d'appareils haute tension, beaucoup de résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus dans ce liquide. Nous terminerons finalement par une présentation du plan de notre étude.

II- Tenue diélectrique de l'azote liquide sous champ quasi uniforme et uniforme

L'essentiel des données actuellement disponibles sur la tenue disruptive de l'azote liquide (LN₂) concerne les mesures de claquage sous tension alternative et l'influence du volume de liquide ou de la surface des électrodes sur celles-ci.

II.1 Influence de la surface des électrodes et du volume de liquide contraint électriquement

Dans les applications électrotechniques, le volume de liquide et la surface des électrodes soumis au champ électrique sont très importants. L'accroissement des dimensions provoque une augmentation de la probabilité qu'un défaut puisse être l'initiateur d'un claquage. Ces défauts peuvent être des rayures ou des aspérités sur les parois, ou bien la présence de particules ou de bulles de gaz dans le liquide. Cet effet statistique connu sous le nom d' « effet de volume » ou « de surface » a été sujet à de nombreuses investigations dans l'huile minérale [Wilson53, Wilson55, Weber56, Endicott57, Palmer69, Nelson71, Kawaguchi72], et provoque une décroissance du champ de claquage.

Industriellement, ces deux effets sont pris globalement en compte lors de la conception d'un appareil, mais d'un point de vue académique, certains chercheurs ont essayé de distinguer l'effet de la surface [Palmer69, Nelson71, Kawaguchi72] ou du volume [Weber56, Endicott57] sur le claquage. Les travaux de Giao Trinh et al. dans l'huile minérale [Trin82] ont permis de montrer que

ces deux effets étaient toujours couplés et que dans certain cas, un effet pouvait être dominant par rapport à l'autre.

Dans les applications supraconductrices l'échauffement d'un conducteur peut facilement conduire à l'apparition de bulles de vapeur. Des décharges électriques peuvent y être alors facilement initiées sous l'action du champ électrique. Le couplage entre l'effet de surface et l'effet de volume a été étudié récemment par Hayakawa et al. dans l'azote liquide [Hayakawa97]. En faisant varier largement la surface et le volume de liquide de 10^0 à 10^5 mm^2 et de 10^{-1} à 10^5 mm^3 , ils ont mesuré la variation du champ de claquage de LN_2 sous tension alternative à pression atmosphérique en fonction de la surface et du volume de liquide soumis à 82% du champ électrique maximal (figure I.1). Leur étude a aussi montré que pour les grands volumes de liquide, l'effet des bulles était prédominant par rapport à l'effet de surface, mais qu'il pouvait être réduit par une augmentation de la pression hydrostatique.

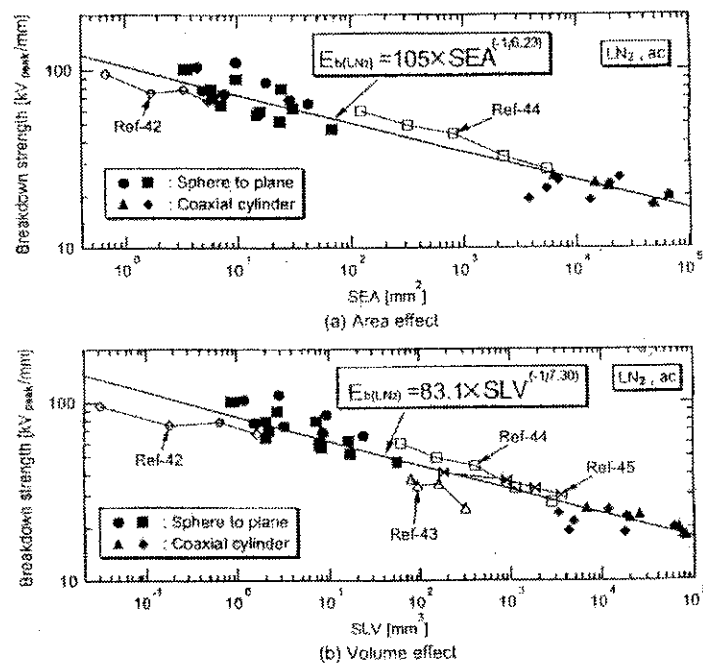


Figure I.1 : Effet du volume d'azote liquide (SLV) et de la surface des électrodes (SEA) soumis à 82% du champ électrique sur le champ de claquage E_b sous tension alternative [Hayakawa97].

Le pourcentage de 82% provient d'une analyse statistique suivant la distribution de Weibull [Goshima95]. Cette distribution qui relie la probabilité élémentaire de claquage P_0 d'un élément de volume V_0 soumis à un champ électrique uniforme E est représentée par l'équation I.1.

$$P_0 = 1 - \exp\left[-\left(\frac{E}{E_0}\right)^m\right] \quad \text{Equation I.1}$$

Dans cette équation, E_0 est le champ de claquage d'un volume élémentaire V_0 , et m le paramètre de la distribution de Weibull, qui dépend de la forme de l'onde de tension et de la géométrie des électrodes. Pour un volume de liquide V composé par n volumes élémentaires V_0 , la probabilité de claquage P est donnée par l'équation I.2.

$$1 - P = (1 - P_0)^n \quad \text{Equation I.2}$$

En remplaçant dans cette équation l'expression de P_0 par sa valeur donnée dans l'équation I.1, on obtient la probabilité totale de claquage d'un volume de liquide V (Equation I.3).

$$P = 1 - \exp\left(-n \left[\frac{E}{E_0}\right]^m\right) = 1 - \exp\left(-\frac{V}{V_0} \left[\frac{E}{E_0}\right]^m\right) \quad \text{Equation I.3}$$

En champ uniforme, où tous les éléments de volume ont la même probabilité de claquer, le champ de claquage est donné par l'équation I.4.

$$\ln(E) = \ln(E_0) - \frac{1}{m} \ln\left(\frac{V}{V_0}\right) \quad \text{Equation I.4}$$

Dans le cas où le champ électrique n'est plus uniforme, la probabilité de claquage pour chaque volume élémentaire V_0 n'est pas identique, et on définit un volume V qui, sous champ uniforme, aura la même probabilité de claquage que le volume de liquide soumis à un champ divergent. Dans l'huile minérale, on prend généralement le volume de liquide soumis au minimum à 90% du champ électrique maximal. Dans l'azote liquide, Goshima et al. ont calculé numériquement le volume de liquide et la surface d'électrode qu'il faudrait prendre en compte pour déterminer le champ de claquage [Goshima95].

La comparaison de V et S avec respectivement le volume de liquide et la surface d'électrode soumise à $\mu\%$ du champ électrique donne une valeur comprise entre 80 et 85%. Goshima et al. en ont déduit que la détermination du champ de claquage devrait se faire à partir de la surface des électrodes et du volume de liquide soumis au moins à 82% du champ électrique maximal.

Ce pourcentage est proche de la valeur de 90% prise communément dans l'huile ou dans le SF₆, et ce petit écart pourrait s'expliquer par la grande dispersion des tensions de claquage généralement mesurées en géométrie quasi-uniforme. De plus, une incertitude sur la méthode de détermination du paramètre m subsiste.

II-2 Comparaison avec l'huile minérale

Nous comparons les valeurs de E_b définies sur la figure I.1 avec celles obtenues dans l'huile pour un pourcentage du champ électrique maximal égal à 90%. (figure I.2)

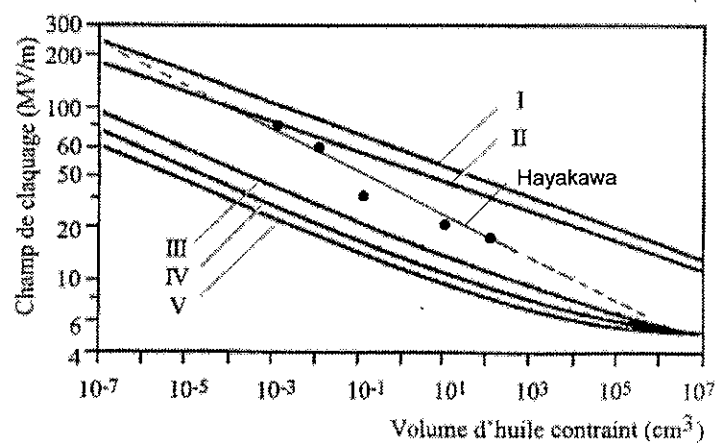


Figure I.2 : Comparaison des champs de claquage en fonction du volume de liquide contraint (SLV_{82%} dans LN₂ et SLV_{90%} dans l'huile minérale) [Kako86].

I : onde de foudre.

II : onde de manœuvre.

III : rampe de tension alternative.

IV : tension alternative maintenue pendant 1min.

V : tension alternative maintenue pendant 30min.

Sur cette figure, on constate que le champ de claquage alternatif dans l'azote liquide est supérieur à celui de l'huile minérale. Aucune information n'est disponible actuellement sur le claquage de LN₂ sous impulsion de tension. Une telle différence ne peut s'expliquer dans l'état actuel des connaissances, mais l'étude des streamers en géométrie divergente pourrait nous permettre d'apporter des réponses.

II-3 Impuretés présentes dans l'azote liquide

Contrairement à l'huile minérale, les liquides cryogéniques obtenus par liquéfaction contiennent très peu d'impuretés. Dans le cas de l'azote liquide, les impuretés peuvent être des gaz dissous comme l'hélium ou l'hydrogène mais aussi de l'oxygène liquide. Leur quantité est généralement très faible, de l'ordre de quelques ppm. D'autres impuretés comme des particules de glace ou des bulles de vapeur, peuvent également apparaître dans ces liquides. La présence de particules de glace peut facilement être évitée, mais les bulles de vapeur apparaissent facilement à cause de la faible chaleur latente de vaporisation de ces liquides dès lors qu'ils sont employés sur leur courbe de saturation. Ces bulles, même minuscules peuvent provoquer une forte augmentation de « l'effet de volume ». Une légère augmentation de la pression hydrostatique par rapport à la pression atmosphérique ($\Delta P=0,1\text{MPa}$) annule leur effet néfaste et donne à l'azote de bonnes propriétés diélectriques [Hayakawa97]. En présence d'une source de chaleur (pertes fer, enroulement supraconducteur), la quantité de bulles produite est plus importante et nécessite un ΔP plus important [Hara86, Hara88, Hara91, Hara94]. Lors d'une transition supraconducteur/résistif, la quantité de gaz créée dans le liquide peut être considérable et conduire immédiatement au claquage comme le montrent des essais réalisés dans l'hélium liquide [Hirose94, Hayakawa94, Okubo97]. L'effet d'une telle transition dans l'azote liquide n'a pas été actuellement rapporté.

II- 4 Commentaires

Certaines mesures utiles à la conception de l'isolation électrique de transformateurs supraconducteurs ont été réalisées. Cependant, elles restent insuffisantes pour parfaitement dimensionner une installation..

L'isolation d'un appareil électrique étant entre autres testée sous impulsion de tension, la connaissance des propriétés diélectriques de l'azote liquide devra être complétée par des mesures de claquage sous tension impulsionnelle (Aucun résultat n'est rapporté dans la littérature).

En alternatif, les mesures rapportées dans la littérature n'apportent aucune information sur les mécanismes conduisant à l'apparition d'un arc électrique, ce qui rend incertain l'extrapolation des propriétés diélectriques de LN_2 à plus grande distance, sous haute tension, en fonction de la pression ou sous différents types d'onde de tension (de foudre , de manœuvre, transitoire).

L'étude des mécanismes de « streamers » peut nous permettre de répondre à ces questions. La génération et la propagation d'un streamer étant nécessaire à l'apparition d'un claquage, nous

étudierons les conditions de génération et de propagation des streamers dans l'azote liquide au cours de notre étude.

III-Phénomènes de streamers

De nombreuses études dans les liquides polaires et non polaires ont permis d'apporter une masse d'informations sur la nature des streamers. La plupart des résultats que nous allons citer ont été obtenus en géométrie pointe-plan dans l'huile minérale ou dans les hydrocarbures non polaires.

III-1 Rappel sur la configuration d'électrodes pointe-plan

La géométrie d'électrode pointe-plan est obtenue en disposant une pointe métallique très fine devant un plan métallique. Des pointes de rayon de courbure r_0 compris entre 1 à 10 μ m sont facilement obtenues par électroérosion. L'avantage de cette géométrie est qu'elle permet d'obtenir des champs électriques intenses (quelques MVcm⁻¹) à partir d'une tension modérée (quelques kV). L'expression analytique du champ laplacien à l'extrémité de la pointe E_p est donnée par l'équation I.5 [coelho71].

$$E_s = \frac{2V}{r_0 \ln \left(\frac{4d}{r_0} \right)} \quad \text{Equation I.5}$$

V est la tension appliquée, r_0 le rayon de courbure de la pointe et d est la distance qui la sépare du plan métallique.

Cette géométrie permet également d'étudier séparément la phase de génération et de propagation des streamers et facilite leur visualisation car ceux-ci sont localisés devant la pointe.

La configuration pointe-plan est bien adaptée pour des études sous tensions impulsionnelles avec des fronts de montée courts, évitant ainsi la modification du champ électrique par la présence de charges d'espaces. Sous tension continue ou alternative des charges sont généralement injectées devant la pointe et le champ à son extrémité s'en trouve modifié. Avec ce type de tension, on préfère augmenter le rayon de courbure de la pointe et utiliser une configuration tige-plan ou sphère-plan.

III-2 Caractéristiques générales des streamers pour $V < V_b$

En polarité négative, les streamers dans les hydrocarbures sont généralement de forme approximativement sphérique (streamer « buisson ») et leur vitesse est inférieure à la vitesse du son qui est généralement proche de 1kms^{-1} (figure I.3). L'augmentation de l'amplitude de la tension ne provoque pas de modification très importante de leur forme ni de leur vitesse [Devins82, Mathes75, Beroual86] ce qui n'est pas le cas des streamers obtenus en polarité positive.

En polarité positive, la forme et la vitesse de propagation des streamers pour $V < V_b$ dépend beaucoup de l'amplitude de la tension et du rayon de courbure de la pointe r_0 . On distingue clairement deux types de streamers :

- A faible tension (1^{er} mode), les streamers ont des caractéristiques semblables à celles observés en polarité négative (forme « en buisson » et faible vitesse de propagation) (figure I.3).
- A plus haute tension, on observe une modification brutale de leur forme et de leur vitesse de propagation (2^{ième} mode). Ils deviennent filamenteux et leur vitesse dépassent 1kms^{-1} (figure I.4) [Chadband80, Yamashita88, Lesaint88]. Ce sont des phénomènes supersoniques.

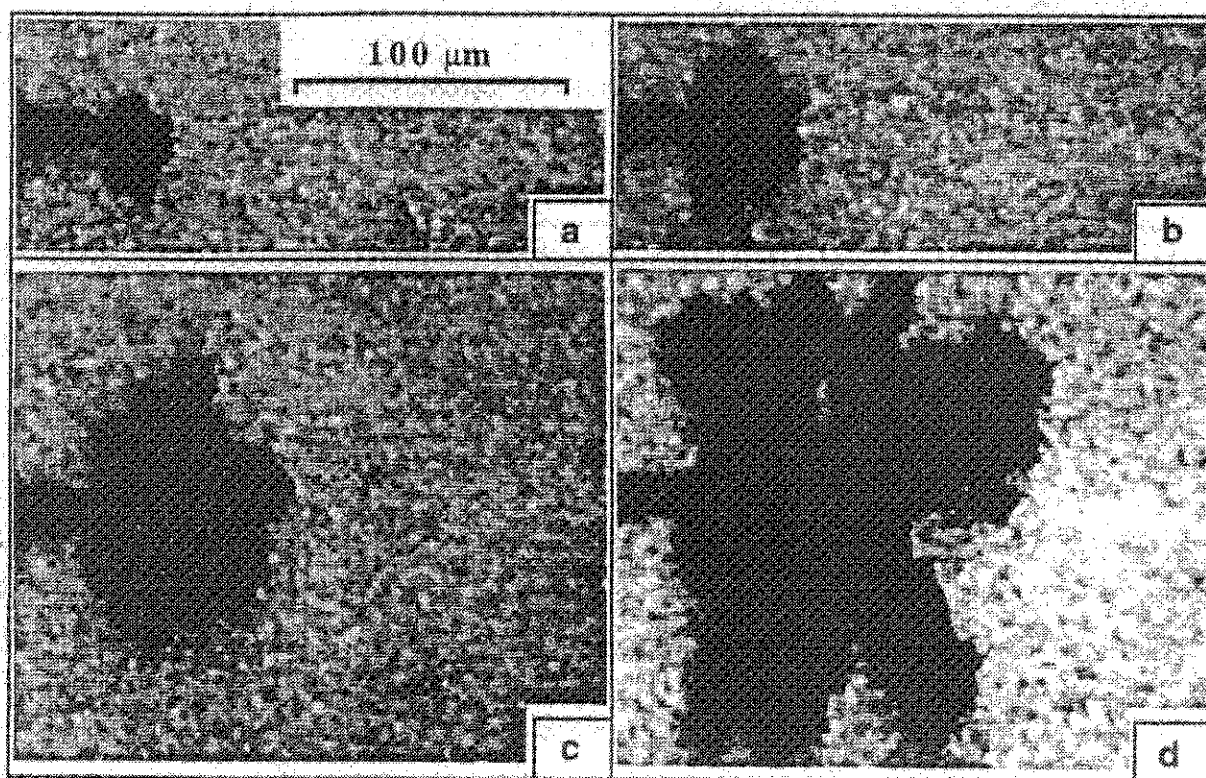


Figure I.3 : Photographie d'un streamer « buisson » (1^{er} mode) se développant dans le cyclohexane $d=1,8\text{mm}$, $r_0=1,2\mu\text{m}$, $P=0,1\text{Mpa}$ [Gournay94Th].

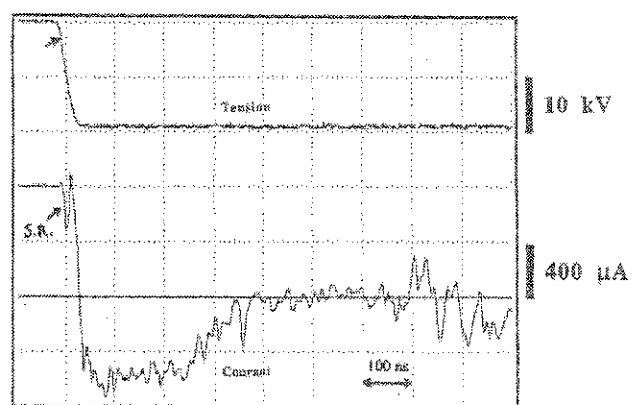
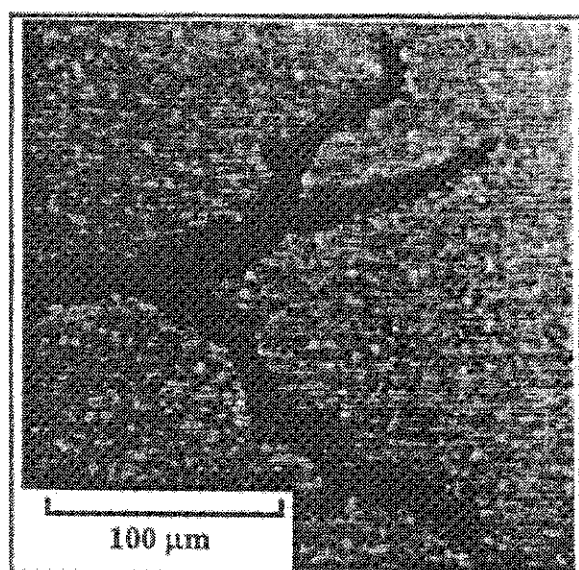


Figure I.4 : Photographie d'un streamer filamentaire (2^{ème} mode) dans le cyclohexane et signal de courant associé $d=1,8\text{mm}$, $r_0=1,2\mu\text{m}$, $P=0,1\text{Mpa}$ [Gournay94Th].

La propagation des streamers « buissons » est associée à une succession d'impulsions de lumière et de courant de faibles amplitudes (quelques mA) [Yamada85, Yamashita98, Lesaint88]. La propagation des streamers filamenteux est associée à de fortes impulsions de lumière et de courant (pouvant atteindre plusieurs ampères) à grandes distances [Lesaint88, Lesaint91, Lesaint98b] ou à un courant continu à faible distance [Gournay93].

Une augmentation de la pression hydrostatique réduit l'amplitude de ces phénomènes ce qui prouve leur nature gazeuse. Une faible surpression (quelques bars) suffit à modifier le comportement des streamers lents en « buisson », alors qu'il faut appliquer plusieurs dizaines de bars pour les streamers rapides. L'indice de réfraction du gaz étant inférieur à celui du liquide cela permet leur visualisation par différentes méthodes optiques (ombroscopie, strioscopie) [Farazmand61, Hakim61, Chadband65].

La nature « conductrice » des streamers « buissons » a été observée dans le nitrobenzène grâce à l'utilisation de l'effet Kerr [Edward80]. Celle des streamers filamenteux (2^{ème} mode) a été montrée par l'étude des courants transitoires [Lesaint91] ou lors du claquage à grande distance dans divers liquides comme l'eau distillée, ou l'huile minérale [Stekol'Nikov66, Lesaint98a]. Cependant, une certaine chute de tension existe le long des streamers.

Pour une tension inférieure à la tension de claquage V_b , les streamers s'arrêtent sans traverser tout l'espace inter-électrodes d . La distance parcourue s'appelle la longueur d'arrêt l_s . L'évolution de l_s en fonction de la tension appliquée (figure I.5) permet de déterminer un champ longitudinal $E_l = \Delta V / l_s$ correspondant à la chute de potentiel ΔV qui existe le long des canaux gazeux formant le streamer (figure I.6). Sa valeur varie suivant l'amplitude de la tension et la pression exercée sur le liquide. Dans le pentane, E_l varie de 6 à 76 kVmm⁻¹ lorsque la pression croît de 0,1 à 4 MPa. [Gournay94Th]. Dans l'huile minérale à pression atmosphérique, la chute de potentiel est de l'ordre de 20 kVcm⁻¹ [Torshin95, Lesaint98a, Saker96, Atten93].

L'arrêt des streamers à basse pression est dû à cette chute de potentiel qui provoque une décroissance du champ E_s à leur extrémité, au fur et à mesure que ceux-ci se propagent. Lorsque ce champ décroît en dessous d'une valeur seuil, les streamers s'arrêtent [Chadband80, Devins81, Lesaint88, Lesaint91].

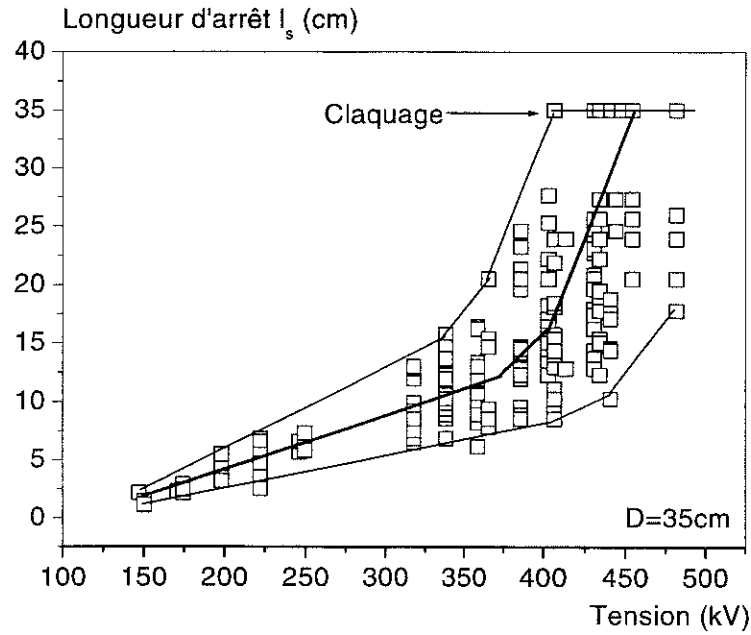


Figure I.5 : Longueur d'arrêt des streamers filamenteux positifs (2^{ème} mode) dans l'huile minérale pour une distance pointe plan $d=35\text{cm}$ (Le trait du milieu représente la valeur moyenne de I_s).

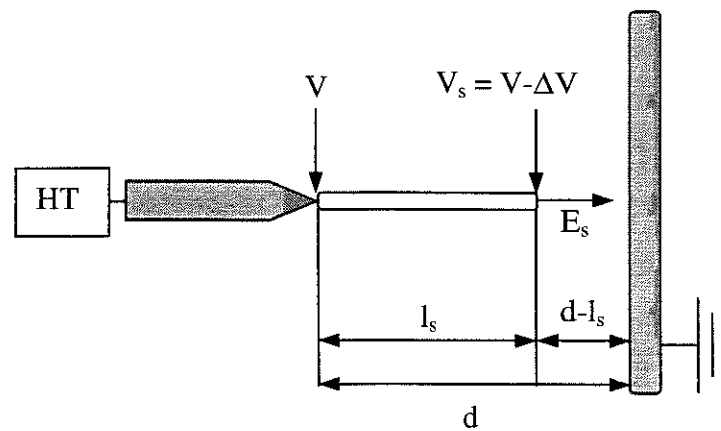


Figure I.6 : Représentation schématisée d'un streamer filamenteux se propageant de la pointe jusqu'au plan et s'arrêtant sous l'effet de la chute de tension ΔV .

III-3 Mécanismes de génération des streamers

En polarité négative, les mécanismes de génération des streamers sont désormais bien connus, alors qu'en polarité positive, certains doutes subsistent.

III-3.1 Génération en polarité négative

Dans le cyclohexane, Denat et al. [Denat88], ont montré expérimentalement qu'un courant dû à un mécanisme d'ionisation de champ peut être mesuré lorsque la pointe a un rayon de courbure inférieur à $0,5\mu\text{m}$. Une faible lumière est détectée devant la pointe sans qu'il y ait formation d'une bulle de gaz.

Pour un rayon de courbure supérieur à $0,5\mu\text{m}$, il apparaît un régime stable d'impulsions de courant à partir d'un champ seuil E_s peu dépendant de la pression, semblable à celui des impulsions de Trichel observées dans l'air. La très faible durée des impulsions (1ns) permet une parfaite détermination de la chronologie des événements. La première impulsion due à une avalanche en phase liquide provoque la création d'une onde de choc, suivie immédiatement de la formation d'une bulle de gaz (figure I.7) [Denat88, Kattan89, Kattan91]. Ensuite, des décharges électriques apparaissent au sein des bulles déjà formées (dépendant de la pression). Cette formation de bulles de gaz successives conduit à la formation d'un streamer négatif « en buisson ».

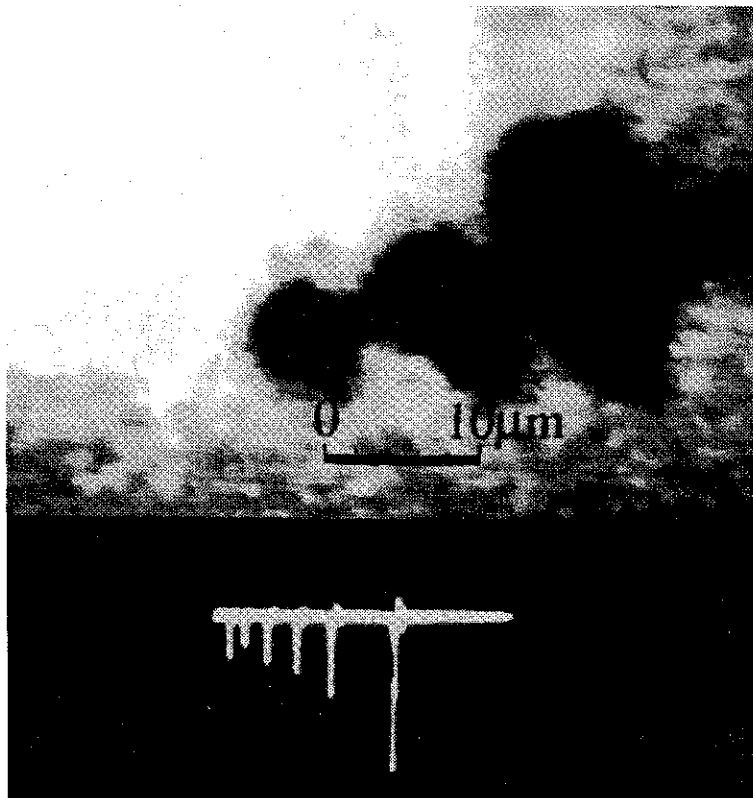


Figure I.7 : croissance d'un streamer négatif dans le cyclohexane par la formation d'une succession de bulles de gaz [Denat88].

III-3.2 Génération en polarité positive

Dans les liquides cryogéniques (hydrogène et argon liquide) avec des pointes très fines, Halpern et Gomer ont montré l'existence d'un courant de conduction dû au passage des électrons du liquide au métal [Halpern69]. Ces électrons sont créés par l'ionisation des molécules ou des atomes constituant le liquide sous l'action du champ électrique (ionisation de champ). Des observations similaires ont été faites dans le cyclohexane pour des pointes de $r_0 < 0,5 \mu\text{m}$ [Denat88].

Au delà de $0,5 \mu\text{m}$ on constate l'apparition d'un régime aléatoire d'impulsions de courant associées à la génération de bulles pour un champ électrique équivalent au champ de génération mesuré en polarité négative E_s . Ces impulsions de courant ont d'abord été expliquées par un phénomène d'avalanche électronique en phase liquide [Derenzo74]. Ce mécanisme ne peut se produire que si un électron germe se trouve dans la région de champ fort situé devant la pointe. La présence de l'électron germe dans le liquide est aléatoire et peut provenir de la radioactivité ambiante ou du rayonnement cosmique. Plus récemment [Dumitrescu01], il a été montré que l'existence d'un courant précédent la génération du streamer pourrait également être responsable de l'apparition de gaz par un mécanisme de cavitation.

III-3.3 Influence du rayon de courbure de la pointe

L'étude de l'influence du rayon de courbure de la pointe r_0 sur la génération des streamers positifs a été réalisée dans divers types d'hydrocarbures sous impulsion de tension [Gournay93, Yamashita98, Top99]. Ces expériences ont révélé l'existence d'un rayon de courbure critique r_c dépendant de la nature du liquide (figure I.8).

Pour $r_0 < r_c$, on n'observe que des streamers lents sous forme de « buisson » (figure I.3). Leur tension d'apparition croît avec r_0 , ce qui signifie que la génération dépend du champ électrique sur la pointe. Lorsque la tension dépasse une valeur seuil V_f , le champ sur le streamer devient suffisamment important pour provoquer sa propagation à grande vitesse (figure I.4). Pour $r_0 > r_c$, la tension nécessaire à l'apparition d'un streamer est supérieure à V_f . On n'observe alors plus que des streamers filamenteux, et leur tension d'apparition croît avec le rayon de courbure r_0 .

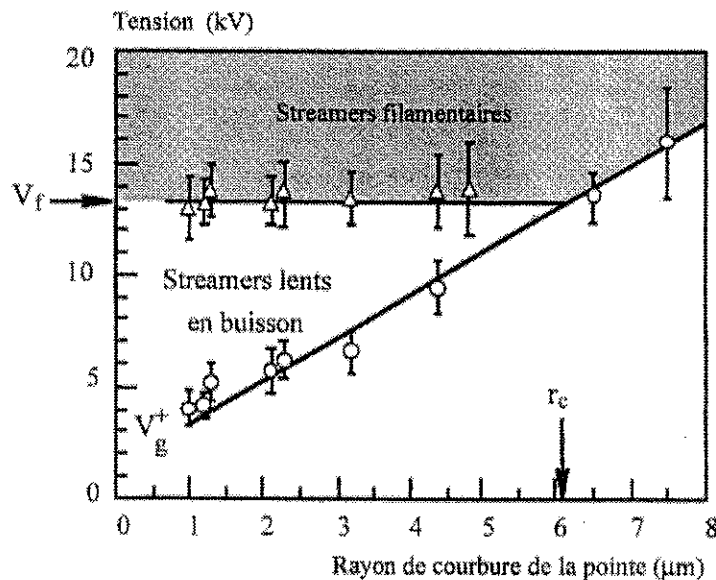


Figure I.8 : Evolution de la tension de génération et de propagation des streamers positifs dans le cyclohexane en fonction du rayon de courbure de la pointe [Gournay94Th].

III-3.4 Champ d'apparition des streamers, extrapolation aux électrodes de grandes surfaces

Lorsque le rayon de la pointe r_0 croît, la tension d'apparition augmente (figure I.8), mais le champ de génération sur la pointe n'est cependant pas constant (figure I.9). Ces mesures obtenues dans l'huile minérale avec une large gamme de r_0 (1 μm à plusieurs cm) montrent que dans les deux polarités, le champ d'apparition E_s décroît lentement lorsque r_0 augmente. Avec des pointes très fines ($r_0 \sim 1 \mu\text{m}$) le champ d'environ 10 MVcm^{-1} peut expliquer le déclenchement des mécanismes exposés au § III-3.1 et III-3.2 de ce chapitre. En revanche, avec des rayons r_0 grands, E_g est largement inférieur à 1 MVcm^{-1} et, il faut considérer l'existence de défauts à la surface des électrodes (aspérités) capable d'amplifier localement le champ jusqu'à $\sim 10 \text{ MVcm}^{-1}$ pour expliquer la génération des streamers. Nous verrons au chapitre 3 que ce phénomène est parfaitement en continuité avec l'effet de surface décrit précédemment (chapitre 1 § II-1).

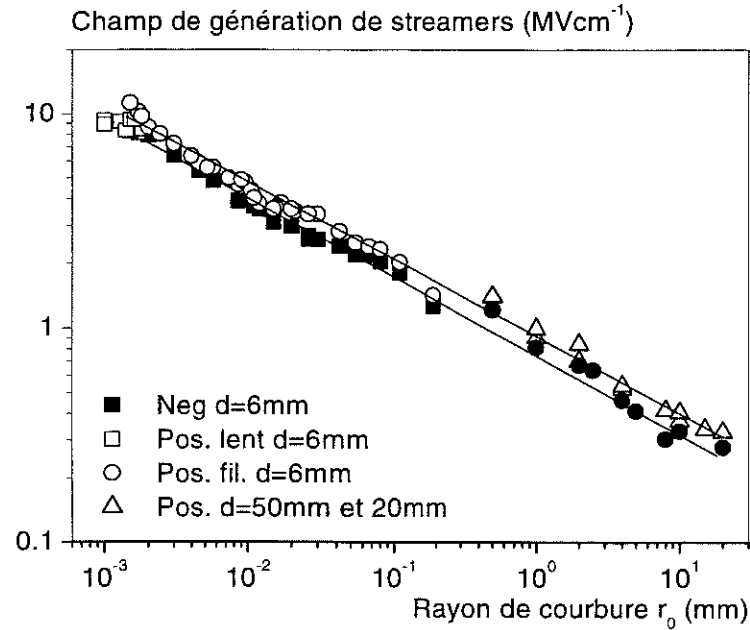


Figure I.9 : Champ de génération des streamers en fonction du rayon de courbure r_0 des électrodes dans l'huile minérale sous tension impulsionnelle [Top99Th].

III-3.5 Champ de génération des streamers dans l'azote liquide

Peu d'expériences ont été réalisées pour mesurer la tension de génération des streamers dans l'azote liquide. Les quelques résultats obtenus sous tension impulsionnelle varient largement. Yoshino et al. [Yoshino82], trouvent que les champs de génération des streamers négatifs et positifs sont respectivement de 7,5 et 9,5 MVcm^{-1} alors que Yamazawa et al [Yamazawa97] déterminent des champs au moins deux fois plus importants (18 MVcm^{-1} en polarité négative et 24 MVcm^{-1} en polarité positive). Sous tension continue, des valeurs proches de celles mesurées par Yoshino et al. ont été publiées par Takahashi et al [Takahashi75] (5 à 9 MVcm^{-1} en polarité négative et de 8 à 11 MVcm^{-1} en polarité positive).

III-4 Propagation des streamers

III-4.1 Caractérisation dans l'huile minérale

La propagation des streamers dans l'huile minérale a été étudiée principalement en géométrie divergente (pointe-plan ou tige-plan) en mesurant leur charge, leur longueur d'arrêt et leur vitesse de propagation en fonction de la tension.

III-4.1.1 Pointe anode

En dessous de la tension de claquage V_b en géométrie pointe-plan, les deux types de streamers déjà décrits sont observés : streamers lents (1^{er} mode figure I.3) et filamenteux responsable du claquage (2^{ième} mode figure I.4).

Concernant ces streamers, on observe une corrélation très nette entre la forme, la vitesse et la charge [Lesaint98a]. Lorsque la tension croît jusqu'à la tension de claquage V_b , le nombre de branches constituant le streamer augmente ainsi que sa charge. La vitesse reste pratiquement constante : de 1,7 à 3,4kms⁻¹ sur une très large gamme de tension (de 50 à 350kV) (figure I.10). Ceci constitue une caractéristique remarquable de l'huile minérale. La propagation est associée à de fortes impulsions de courant provoquant la ré-illumination périodique des principales branches des streamers (figure I.11).

Au delà de V_b , les streamers sont constitués par une multitude de filaments formant une enveloppe quasiment sphérique, et leur charge est maximale (figure I.10). Leurs vitesses de propagation sont d'abord élevées (3^{ième} mode, figure I.1) et sont comprises entre 10 et 20kms⁻¹. Elles diminuent ensuite (2^{ième} mode), ce qui provoque globalement une augmentation de leur vitesse moyenne de l'ordre de 5kms⁻¹.

A partir d'une tension $V_a \approx 2,2V_b$ appelée tension d'accélération, la forme des streamers change subitement. Le streamer devient principalement constitué par un seul filament, sa vitesse moyenne croît encore et peut atteindre 100kms⁻¹ [Torshin95, Linjhell94, Badent94, Massala95, Massala96]. Cette classification en différents « modes », initialement proposée par Hebner [Hebner88] constitue un moyen pratique pour désigner les différents types de streamers filamenteux, mais ne signifie pas nécessairement que différents mécanismes (dont beaucoup restent inconnus) sont impliqués dans chaque « mode ».

La propagation des streamers positifs filamenteux est pratiquement indépendante de la géométrie des électrodes [Top99th].

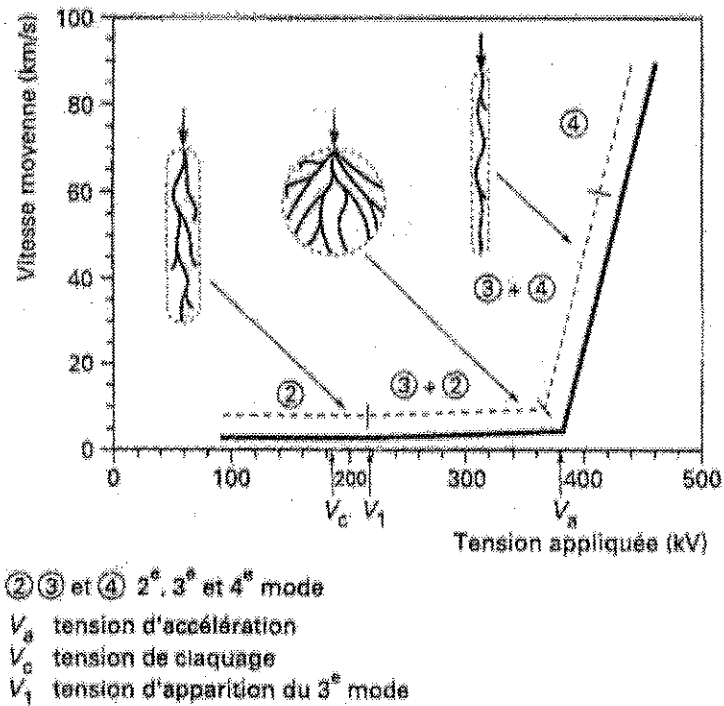


Figure I.10: Vitesses moyenne et allure des streamers filamenteux positifs dans l'huile minérale selon les différents modes de propagation en géométrie pointe plan sous une onde 0,4/1400 μ s à une distance de 10cm [Lesaint96].

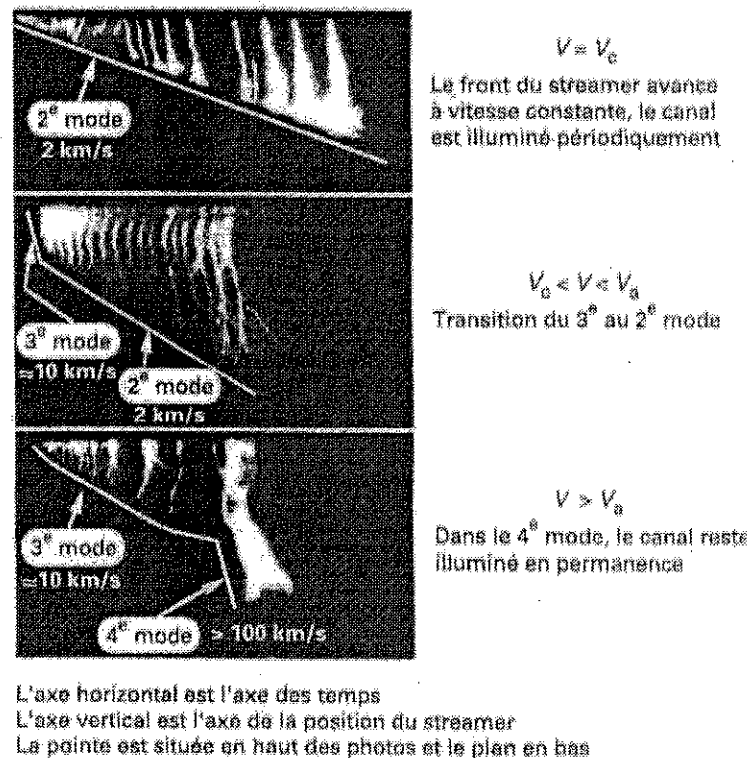


Figure I.11: Photographies à balayage des différents modes de propagation des streamers positifs filamenteux dans l'huile minérale sous une onde 0,4/1400 μ s [Lesaint96].

III-4.1.2 Pointe cathode

En polarité négative pour $V > V_b$, de nombreux résultats obtenus sont semblables au cas précédent [Massala01, Lundgaard96]. La tension d'accélération V_a est identique dans les deux polarités, mais la tension de claquage est supérieure et la vitesse est inférieure à celles des streamers positifs.

Pour $V < V_b$, les streamers négatifs dans l'huile minérale sont nettement différents de ceux observés dans les hydrocarbures saturés comme le cyclohexane (figure I.3) en raison de la présence de composés aromatiques dans l'huile [Devins81]. Ils sont de forme plus filamentaire, leur vitesse est plus élevée (1kms^{-1} à $V = V_b$). Dans les hydrocarbures saturés, la vitesse des streamers « buisson » reste très faible (100ms^{-1}) même sous tension élevée.

Contrairement aux streamers filamentaires positifs, la propagation des streamers négatifs pour $V \leq V_b$ est très sensible à la géométrie des électrodes : elle est fortement atténuée en géométrie quasi uniforme [Top99Th].

III-4.1.3 Résultats sous tension alternative

En géométrie tige-plan ou sphère-plan pour des distances $\leq 80\text{cm}$ [Lesaint98b], le claquage peut se produire soit par la propagation directe d'un seul streamer positif, soit par une succession de streamers générés à chaque demi alternance. Ce dernier mode, propre à l'alternatif, conduit à des tensions de claquage nettement inférieures à celles mesurées sous onde impulsionnelle. Dans les deux cas, le claquage est toujours initié par la propagation d'un streamer positif [Top99].

III-4.2 Caractérisation dans l'azote liquide

Fleszynski et al. ont mesuré les tensions de claquage de l'azote liquide en géométrie pointe-plan jusqu'à $d=80\text{mm}$ [Fleszynski79]. Sous tension alternative ces mesures ont révélé que le claquage intervenait principalement lors de l'alternance positive. Sous tension impulsionnelle (onde $250/1250\mu\text{s}$), on remarque aussi que les tensions de claquage en polarité négative sont nettement supérieures à celles mesurées en polarité positive (figure I.12).

Les mesures de temps de retard au claquage t_r réalisées sous tension impulsionnelle ne nous permettent pas de déterminer la vitesse de propagation des streamers positifs et négatifs, car aucune référence de temps n'est indiquée. Les valeurs de t_r inférieures à $250\mu\text{s}$ indiquent aussi que les streamers se propageaient pendant le front de montée de l'impulsion haute tension, ce qui impliquerait que les valeurs de V_b soient surévaluées.

En dépit du fait que les résultats de Fleszynski ne soient pas exploitables, son étude a permis d'obtenir les seules photographies de streamers se propageant à grande distance dans l'azote liquide.

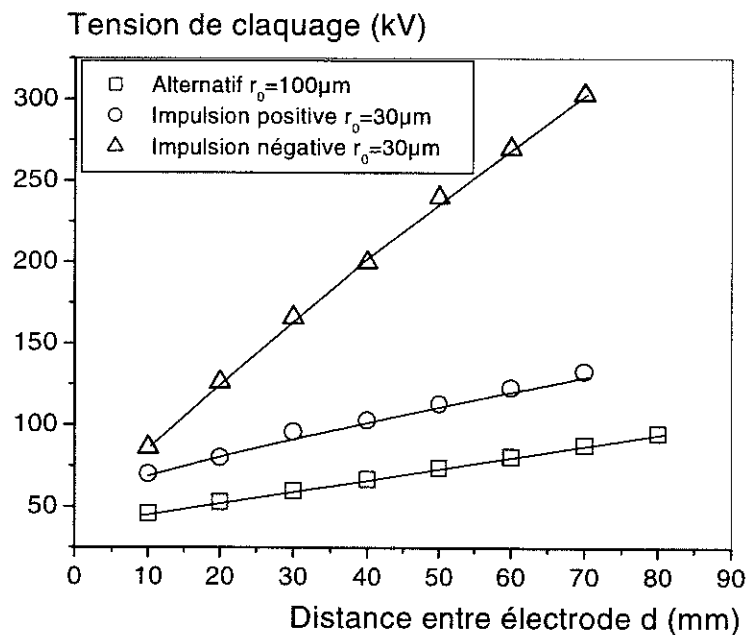


Figure I.12 : Tensions de claquage alternatives et impulsionnelles (250/1250 μs) dans l'azote liquide à la pression atmosphérique en géométrie pointe-plan [Fleszynski79].

III-4.3 Influence de la pression sur la propagation des streamers

III-4.3.1 Effet de la pression à faibles distances (<10mm)

En géométrie pointe plan, Hizal et al. ont montré que pour une tension fixe, le temps de retard au claquage t_r augmente avec la pression [Hizal82]. En polarité négative, la pression a une grande influence sur t_r , alors qu'en polarité positive, son effet est beaucoup moins important et t_r diminue au fur et à mesure que la tension augmente. Des observations similaires ont été rapportées par FitzPatrick et al. à savoir que les tensions de claquage en polarité négative augmentent considérablement avec la pression contrairement à celles mesurées en polarité positive [FitzPatrick90].

Plus récemment, l'étude de la dynamique des streamers positifs filamentaires (2^{ème} mode) dans le pentane et le cyclohexane a permis de confirmer la nature gazeuse des streamers et de comprendre les mécanismes provoquant leur arrêt [Lesaint94a, Gournay94].

A haute pression, l'arrêt des streamers n'est plus causé par la chute de potentiel, mais par l'implosion mécanique des filaments entraînant sa coupure en bulles de gaz, (figure I.13). Cet effet a été montré en comparant la durée de propagation t_p d'un streamer filamentaire avec sa durée de vie t_f , définie comme la durée d'expansion et d'implosion du canal gazeux (figure I.13) [Gournay94]. Cette durée t_f ne dépend que de l'inertie du liquide et peut être calculée par la théorie de Rayleigh [Rayleigh17] qui décrit la dynamique d'une cavité sphérique dans un liquide incompressible et homogène. Ce point sera développé au chapitre 3 § I-6.3. Quand les streamers sont lents (c'est à dire t_p long), ils sont très sensibles à la pression et leur arrêt est dû à leur implosion. Quand les streamers sont rapides ($t_p \ll t_f$), ils sont peu sensibles à la pression et leur arrêt est dû à la chute de tension dans les filaments (chapitre 3 § I-6.3).

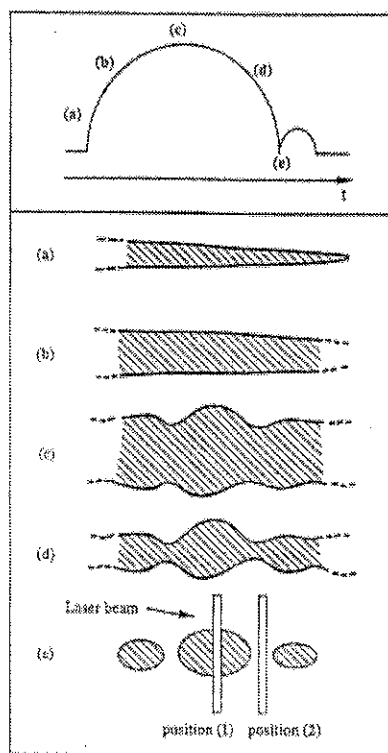


Figure I.13: Représentation schématique de la dynamique d'un filament gazeux de sa création à sa mort en un chapelet de bulles [Gournay94] (figure du haut : évolution du rayon d'un filament gazeux en fonction du temps).

III-4.3.2 Effet de la pression à grande distance ($>10\text{mm}$)

Dans les hydrocarbures, très peu d'expériences ont été réalisées pour étudier l'influence de la pression sur la propagation des streamers à grande distance. Ceci provient du fait que la réalisation d'une enceinte haute tension de grand volume, supportant une pression élevée, est difficilement

réalisable mécaniquement. Le cryostat réalisé au cours de ce travail nous donnera la possibilité de réaliser des expériences jusqu'à 0,5Mpa avec des distances entre électrodes de l'ordre de 80mm.

III-4.4 Influence des barrières isolantes sur la propagation des streamers

Dans les transformateurs, les champs électriques sont généralement faiblement divergents et leur valeurs moyennes sont de l'ordre de quelques dizaines de kVcm^{-1} . Dans ces conditions, la génération d'un streamer conduit presque toujours au claquage. Des barrières solides sont donc utilisées pour renforcer l'isolation électrique (figure I.14).

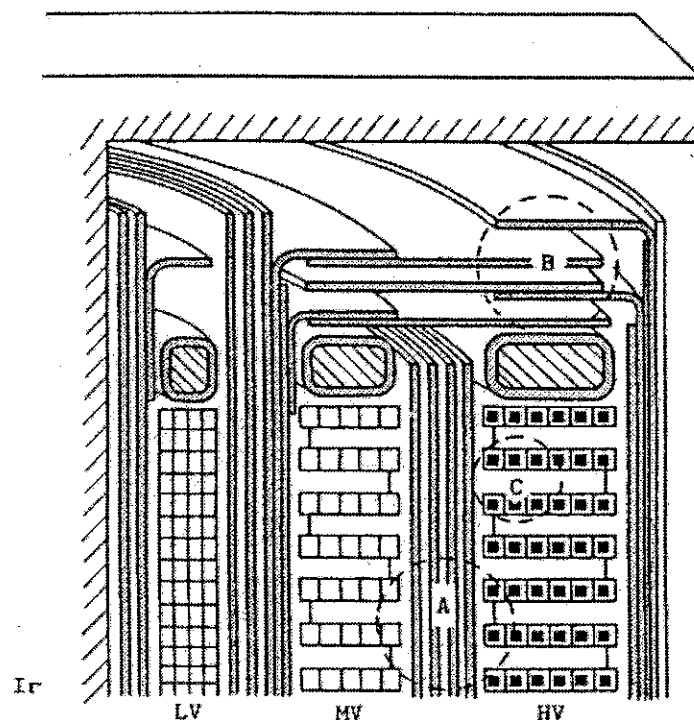


Figure I.14 : Vue en coupe d'une structure isolante typique d'un transformateur (Ir : circuit magnétique, HV/MV/LV : enroulement haute, moyenne et basse tension, A/B : isolation principale par des barrières isolantes, C : isolation entre les enroulements).

Des études ont permis de quantifier l'importance de ces barrières dans l'huile minérale [Lundgaard96, Massala98]. Celles-ci révèlent que la position des barrières a une grande influence sur la propagation des streamers, et par conséquent sur les tensions de claquage.

Disposées perpendiculairement au champ électrique, un claquage ne peut se produire que si un streamer arrive à contourner la barrière. En géométrie divergente, les tensions de claquage dépendent de la position de la barrière par rapport au lieu de génération des streamers [Massala98]. Plus la barrière est proche de la pointe et plus la tension de claquage est élevée. Cet effet a été compris en photographiant la propagation des streamers dans l'huile minérale en présence d'une barrière. L'augmentation de la tension de claquage est due à l'allongement du trajet que doit parcourir le streamer pour contourner la barrière. Dans le cas de fortes surtensions, une barrière perpendiculaire provoque un ralentissement de la vitesse de propagation des streamers (passage du 4^{ème} au 2^{ème} mode) [Massala98].

L'influence des barrières dépend de la forme des streamers et de la façon dont ils se propagent, et par conséquent de la nature même du liquide. Dans l'azote liquide, l'influence d'une barrière sur la propagation des streamers n'a jamais été étudiée.

III-4.5 Mécanismes responsables de la propagation des streamers dans les liquides

Il n'existe pas à l'heure actuelle de modèle capable de décrire avec précision la propagation des streamers dans les liquides. Cette propagation nécessite au minimum deux étapes de base :

- Création et extension d'un filament gazeux (processus mécanique).
- Création et transport de charge dans le filament gazeux (décharge dans le gaz, à l'origine de la lumière émise).

Des processus en phase liquide (injection de charge) peuvent également intervenir dans le mécanisme de propagation.

Concernant l'étape mécanique, divers processus ont été proposés.

III-4.5.1 Développement d'une phase gazeuse sous l'action de la force électrostatique.

Watson [Watson90] a proposé un modèle décrivant la propagation des streamers « buissons » obtenus en polarité négative. Sous l'action du champ électrique, une instabilité électrohydrodynamique prend naissance à la surface de la cavité gazeuse ionisée (charge à l'interface liquide/gaz) et la déforme longitudinalement. La vitesse de développement est obtenue

en écrivant que la force électrostatique appliquée sur une protubérance conductrice est égale à la force de frottement due à la viscosité du liquide. Il obtient alors une expression reliant la vitesse U de la cavité à la viscosité cinématique ν du liquide.

$$U = \left[\frac{\sqrt{\pi} \epsilon V^2}{4\rho(\nu L R a)^{0.5}} \right]^{2/3} \quad \text{Equation I.2}$$

Dans cette expression, ρ est la densité du liquide, L est la longueur du streamer, R est le rayon de courbure de la pointe et a la distance pointe-plan.

Les vitesses obtenues à partir de ce modèle sont proches des streamers du « 1^{er} mode » dans divers liquides de faible viscosité. Néanmoins, de nombreuses autres expériences contredisent ce modèle. Le minimum de vitesse mesurée lors de la propagation de streamers « buissons » par Béréal et al. [Beroual86] n'est pas représenté par le modèle de Watson. De plus, de récentes expériences ont prouvé que la force électrostatique appliquée sur une bulle formée sous un champ quasi-uniforme à la tension de claquage ne provoque pas sa déformation [Larsson01]. De même, le comportement de streamers gazeux et chargés détachés de la pointe montrent que les forces électrostatiques jouent un rôle secondaire.

III-4.5.2 Développement d'une phase gazeuse par vaporisation du liquide

La mesure de l'évolution du diamètre des canaux gazeux des streamers filamenteux en fonction de la pression hydrostatique, a permis à Gournay et al. de montrer que la tête d'un streamer se comporte comme une source ponctuelle et mobile d'énergie thermique [Gournay94]. Par analogie avec les bulles sphériques générées par une avalanche en phase liquide [Aitken96, Aitken98], cette source d'énergie est le fruit d'une injection fortement localisée de charges à la tête du streamer, qui porte le liquide dans un état super critique. L'onde de choc qui lui est associée (figure I.15) favorise, à l'arrière de cette source mobile d'énergie, la création d'un canal gazeux hors équilibre, dont l'expansion est déterminée par l'inertie du liquide (dynamique de Rayleigh).

Contrairement aux modèles de Watson ou Felici [Felici87], où la propagation d'un streamer résulte du déplacement d'une interface liquide/gaz, Gournay et al ont montré que la propagation d'un streamer filamenteux est due à la vaporisation continue du liquide et que la puissance thermique dissipée à son extrémité est d'environ 10W pour un streamer dont la vitesse est d'environ 2km/s⁻¹.

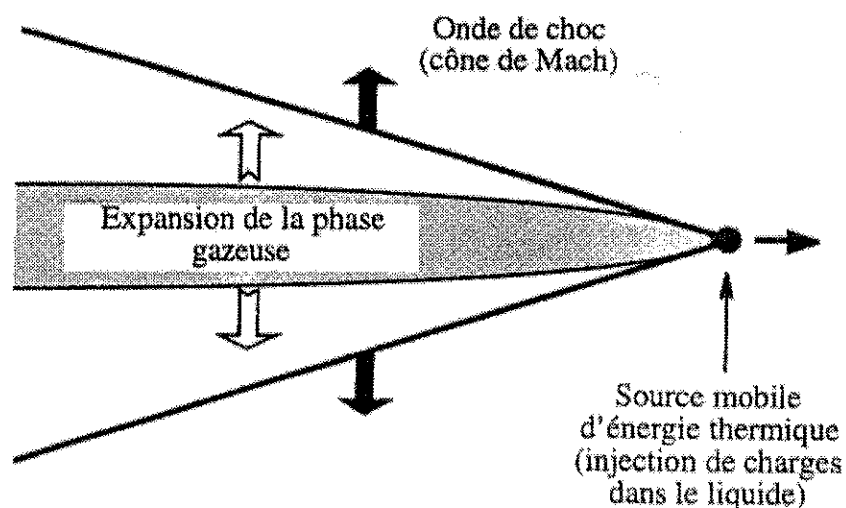


Figure I.15 : Modèle de l'extrémité mobile d'un filament de streamer positif [Gournay94].

III-4.5.3 Conduction dans les canaux gazeux et étude spectroscopique de la lumière émise

Pour ce qui est des mécanismes de conduction à l'intérieur des canaux gazeux, le champ longitudinal de propagation E_l obtenu à partir des courbes $I_s(V)$ permet de caractériser ces mécanismes de façon macroscopique. L'étude de la propagation avec des caméras à balayage de fente et par des mesures de courant transitoire apportent d'autres informations. La conduction électrique est le plus souvent discontinue (impulsions de courant et de lumière durant la propagation). Ces mécanismes dans le gaz dépendent aussi de la pression et de la tension appliquées. E_l augmente avec la pression, ce qui est logique, et diminue lorsque la tension croît (dans l'huile minérale, les différents modes de propagation sont associés à des champs longitudinaux variant de 30kVcm^{-1} à 2kVcm^{-1}).

La connaissance de ces processus en phase gazeuse nous permettrait de mieux comprendre le mode de propagation des streamers.

L'analyse spectrale de la lumière émise par les streamers est un moyen d'étudier ces mécanismes. La caractérisation à l'aide de caméras à balayage a montré que la lumière émise provient essentiellement des canaux gazeux. Celle émise en phase liquide à la tête des streamers est considérablement plus faible, ce qui rend impossible la détermination des mécanismes qui s'y

produisent. Il apparaît donc que seuls les mécanismes de conduction dans les canaux gazeux sont susceptibles d'être analysés par spectroscopie.

Néanmoins, cette analyse est rendue délicate dans les liquides par la faible intensité de la lumière émise. Dans les gaz à faible et haute pression (pression atmosphérique), l'intensité lumineuse des décharges électriques est suffisamment intense et leur analyse spectrale a permis de mieux comprendre les processus mis en jeu [Gallimberti74, Marode75a, Marode75b, Bordage82].

Dans les hydrocarbures liquides, la lumière émise par les streamers est généralement très faible, et l'obtention de spectres exploitables impose une faible résolution spectrale (faible dispersion de la lumière), ainsi qu'une accumulation sur un grand nombre de streamers. Les premiers résultats ont révélé la présence des raies de la série de Balmer (H_α , H_β) et des bandes de Swan de C_2 [Sakamoto80, Wong82, Beroual88]. L'analyse des gaz créés par la propagation d'une grande quantité de streamers a révélé aussi la présence d'un certain nombre de produits de décomposition (H_2 , CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4 et C_2H_6) [Beroual88]. La présence de ces éléments prouve que des processus de recombinaison ont lieu entre les molécules du liquide dissociées et/ou excitées lors de la propagation du streamer. Cependant, les réactions qui aboutissent à la création de ces produits sont trop complexes pour être analysées. Seuls des données concernant la densité électronique ont pu être déduites de l'élargissement par effet Stark de la raie H_α . Une densité électronique de 10^{16} cm^{-3} a été obtenue pendant la phase de propagation des streamers [Denat98], et d'environ 10^{18} cm^{-3} durant la phase de claquage [Bärmann96, Bärmann97, Denat98].

La présence de trop nombreuses espèces excitées et produits de décomposition créés par les streamers dans les hydrocarbures, ne permet pas d'obtenir une meilleure connaissance des processus. Les liquides cryogéniques constituent de bien meilleurs candidats, car ils sont constitués par une seule espèce chimique, et parce que leur teneur en impuretés est faible. L'azote liquide est une molécule diatomique, ce qui la rend complexe par rapport à l'argon ou au xénon, mais son utilisation dans les applications laser en fait un gaz sur lequel de nombreuses données existent, rendant favorable une étude spectroscopique.

III-4.5.4 Mécanismes en tête des streamers filamenteux

L'étude des streamers positifs a révélé l'existence d'une tension seuil de propagation V_f à partir de laquelle les streamers filamenteux se propagent. Ceci conduit à l'hypothèse qu'un champ seuil E_s est nécessaire à leur tête pour qu'ils puissent se propager.

- En polarité positive, l'ajout d'un composé à bas potentiel d'ionisation provoque une diminution sensible de la tension V_f [Lesaint00]. Un mécanisme d'ionisation de champ a été proposé [Chadband80, Chadband85, Chadband88, Devins76]. Cependant, l'amplitude du champ électrique pour qu'un tel phénomène ait lieu est très élevée (de plusieurs dizaines de MVcm^{-1}), ce qui rend cette hypothèse peu probable. Un phénomène de multiplication électronique a été également proposé par Denat et al. [Denat88]. L'effet négligeable de la pression sur la vitesse de propagation ou sur la tension V_f indique que ces mécanismes ont lieu en phase liquide [Lesaint94a].
- En polarité négative, un effet similaire a été observé en présence de composés capteurs d'électrons [Devins76, Beroual86].

IV- Objectifs de notre travail

Cette synthèse bibliographique montre que peu d'expériences ont concerné l'étude du comportement des streamers dans l'azote liquide. La plupart d'entre elles ont consisté à mesurer des tensions de claquage sous tension alternative dans différentes configurations d'électrodes, ne permettant pas de déterminer les mécanismes de claquage. Cela rend impossible l'extrapolation des résultats dans d'autres configurations expérimentales : à plus grande distance, plus haute tension, sous pression ou encore tension impulsionnelle. Il est donc nécessaire de comprendre la façon dont sont générés et se propagent les streamers dans l'azote liquide et quel peut être sur eux l'influence de divers paramètres : pression, distance, géométrie d'électrode, forme de tension. Notre premier objectif au cours de ce travail sera d'étudier la génération des streamers en géométrie divergente à faible distance car les résultats publiés dans la littérature dans ces conditions sont contradictoires. Cette première étude sera réalisée à l'aide d'un cryostat de petite taille disponible en laboratoire.

Le second objectif consistera à étudier le comportement des streamers à grande distance. Cela nécessitera la conception d'un cryostat spécifique de grandes dimensions, permettant la réalisation de mesures sous très haute tension. Pour étudier la propagation des streamers, une géométrie pointe-plan sera utilisée. Leurs formes, leurs vitesses, et les tensions de claquage, seront mesurées pour des distances entre électrodes variant de 20 à 80 mm. L'influence de la pression sur leur phase de propagation sera également étudiée jusqu'à 0,5 MPa, ainsi que le rôle de barrière isolante.

L'huile minérale étant le fluide isolant le plus utilisé dans l'industrie électrotechnique, une comparaison systématique entre les deux liquides sera effectuée.

Le troisième objectif sera de réaliser des expériences avec une distribution du champ électrique plus proche de celle rencontrée dans une installation industrielle. Une géométrie sphère-plan nous permettra d'obtenir un champ quasi-uniforme. Dans cette configuration, des mesures sous tensions alternatives et impulsionnelles seront réalisées. Elles permettront de vérifier les mesures déjà faites par Hayakawa et al. concernant l'effet de surface et l'effet de volume, mais aussi d'obtenir le rapport entre la tenue diélectrique de l'azote liquide sous tension alternative et impulsionnelle. Notre dernier objectif portera sur l'analyse spectroscopique de la lumière émise par les streamers au cours de leur propagation. De cet analyse nous espérons une meilleure compréhension des mécanismes de conduction à l'intérieur du gaz contenu dans un streamer.

V- Bibliographie

[Aitken96] F. Aitken, F.M.J. McCluskey and A.Denat, « An energy model for artificially generated bubbles in liquids», J. Fluid Mech., Vol.327, pp. 373-392, 1996.

[Aitken98] F. Aitken, F.Jomni and A.Denat, « Bubble formation by a corona discharge in dielectric liquid», 3rd Int. Symp. On Cavitation, pp. 45-50, 1998, Grenoble France.

[Atten93] P. Atten and A. Saker, « Streamer propagation over a liquid solid interface », IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 28 N°2, pp. 230-242, 1993.

[Badent94] R. Badent, K. Kist and A.J. Schwab, « The effect of hydrostatic pressure on streamer inception and propagation in insulating oil » Conference Record of the 1994 IEEE Int. Symp. On Elec. Insul., pp. 402-405, Pittsburgh, PA USA, 1994.

[Bärmann96] P. Bärmann, S. Kröll and A. Sunesson, « Spectroscopic measurements of streamer filaments in electric breakdown in a dielectric liquid » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 29, pp. 1188-1196, 1997.

[Bärmann97] P. Bärmann, S. Kröll and A. Sunesson, « Spatially and temporally resolved electron density measurements in streamers in dielectric liquids » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 30, pp. 856-863, 1997.

[Beroual86] A. Beroual and R. Tobazeon, « Prebreakdown phenomena in liquid dielectrics » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-21 N°4, pp. 613-627, 1986

[Beroual88] A. Beroual and A. Denat, "Analyse spectrale de la lumière émise par les streamers dans les liquides diélectriques", C.R. Acad. Sci. Paris, t. 306, Série II, pp. 187-192, 1988.

[Bordage82] M.C. Bordage and G. Hartmann, "Spectroscopic measurements on discharges along a dielectric surface" J. of Appl. Phys. Vol. 53, N°12, pp. 8568-8576, 1982.

[Chadband65] W.G. Chadband and G.T. Wright, « A pre-breakdown phenomena in the liquid dielectric hexane » Brit. J. Appl. Phys., Vol.16, pp. 305-313, 1965.

- [Chadband80] W.G. Chadband, « On variations in the propagation of positive discharges between transformer oil and silicone fluids » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 13, pp 1299-1307, 1980.
- [Chadband85] W. G. Chadband and T. M. Sufian, « Experimental support for a model of positive streamer propagation in liquid insulation » IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol. EI-20, N°2, pp. 239-246, 1985.
- [Chadband88] W. G. Chadband, « The ubiquitous positive streamer » IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol. 23, N°4, pp. 697-706, 1988.
- [Coelho71] R. Coelho and J. Debeau, « Properties of the tip plane configuration » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 4, pp. 1266-1280, 1971.
- [Denat88] A. Denat, J.P. Gosse and B. Gosse, « Electrical conduction of purified cyclohexane in a divergent electric field » IEEE Trans. on Elec. Insul. Vol 23 N° 4, pp. 545-554, 1988.
- [Denat98] A. Denat, N. Bonifaci and M. Nur, « Spectral analysis of the light emitted by streamers in hydrocarbon liquids » IEEE Trans. on Dielect. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 382-387, 1998.
- [Derenzo74] S.E. Derenzo, T.E. Mast, H. Zaklad and R.A. Muller, « Electron avalanche in liquid xenon » Phys. Rev. A, Vol. 9 N°6, pp. 2582-2591, 1974.
- [Devins76] J. C. Devins, S. J. Rzad, and R. Schawbe, « The role of electronic processes in the electrical breakdown of liquids » Ann. Report Conf. On Elec. Insul. And Dielect. Phen. (CEIDP), pp. 182-192, 1976
- [Devins81] J. C. Devins, S. J. Rzad, and R. Schawbe, « Breakdown and prebreakdown phenomena in liquids » J. of Appl. Phys., Vol. 52 N°7, pp. 4531-4545, 1981.
- [Devins82] J.C. Devins and S.J. Rzad, « Streamer propagation in liquid and over over liquid-solid interfaces » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-17, N°6, pp. 512-516, 1982.

- [Dumitrescu01] L. Dumitrescu, O. Lesaint, N. Bonifaci, A. Denat and P. Notingher « Study of streamer inception in cyclohexane with a sensitive charge measurement technique under impulse voltage », J. of Electrostatics, vol 53-2, pp135-146, 2001.
- [Edward80] F. Edward, Kelly and Robert E. Hebner, Jr., « The electric field distribution associated with prebreakdown phenomena in nitrobenzene » J. Appl. Phys., Vol. 52 N° 1, pp. 191-194, 1981.
- [Endicott57] H. S. Endicott and K. H. Weber, « Electrode area effect for the impulse breakdown of transformer oil » AIEE Trans, pp. 393-398, 1957.
- [Farazmand61] B. Farazmand, « Study of electrical breakdown of liquid dielectrics using Schlieren optical technic » Brit. J. Appl. Phys. Vol. 12, pp.251-254, 1961.
- [Felici87] N. J. Felici, « Liquide et gaz : les mécanismes de claquage sont-ils comparables ? » Revue Phys. Appl., Vol. 22, pp. 1125-1129, 1987.
- [FitzPatrick90] G.J. FitzPatrick, P. J. McKenny and E.O. Forster, « The effect of pressure on streamer inception and propagation in liquid hydrocarbons » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 25 N°4, pp. 672-682, 1990.
- [Fleszynski79] J. Fleszynski, A. Zelek and J.I. Skowronski, « Development of discharges in liquid nitrogen in non-uniform electrical field » Journal of electrostatics, Vol.7, pp.39-46, 1979.
- [Gallimberti74] J. Gallimberti, J.K. Hepworth and R.C. Klewe, "Spectroscopic investigation of impulse corona discharges" J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 7 pp. 880-898, 1974.
- [Goshima95] H. Goshima, N. Hayakawa, M. Hikita, H. Okubo, « Weibull statistical analysis of area and volume effects on the breakdown strength in liquid nitrogen » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 2 N°3, 1995.
- [Gournay93] P. Gournay and O. Lesaint « A study of the inception of positive streamers in cyclohexane and pentane » J. Phys. D : Appl. Phys, Vol. 26, pp. 1966-1974, 1993.

[Gournay94] P. Gournay and O. Lesaint, « On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids II : Propagation growth and collapse of gaseous filaments in pentane » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 27,

[Gournay94Th] P. Gournay, « Génération et propagation des streamers positifs dans quelques hydrocarbures », Thèse de L'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1994.

[Hakim61] S.S. Hakim and J. B. Higham, « A phenomena in n-hexane prior to its electrical breakdown », Nature, Vol.189, pp. 251-254, 1961.

[Halpern69] B. Halpern and R. Gomer, « Field ionisation in liquids », J. Chem. Phys., Vol. 51, N°3, pp. 1048-1056, 1969.

[Hara86] M. Hara, T. Kaneko and K. Honda, « Electrical breakdown mechanism of liquid nitrogen in the presence of thermally induced bubbles » Cryogenics, Vol. 27, pp. 93-101, 1987.

[Hara88] M. Hara, D. J. Kwak and M. Kubuki, « Thermal bubble breakdown characteristics of LN₂ at 0.1MPa under ac and Impulse electric fields » Cryogenics, Vol. 29, pp. 895-903, 1989

[Hara91] M. Hara, H. Koishihara and K. Saita, « Breakdown behavior of cryogenic liquids in the presence of thermal bubbles under ramped tension » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 26 N°4, pp. 685-691, 1991.

[Hara94] M. Hara, Z.-C. Wand and H. Saito, « Thermal bubble breakdown in liquid nitrogen under nonuniform fields » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 1 N°4, pp. 709-715, 1994.

[Hayakawa94] N. Hayakawa, M. Hirose, H. Goshima, M. Hikita, K. Uchida, H. Okubo, « Quench induced breakdown characteristics of liquid helium and optical observation of thermal bubbles » Cryogenics, Vol. 35, N°2, pp. 135-141, 1995.

[Hayakawa97] N. Hayakawa, H. Skakibara, H. Goshima, M. Hikita and H. Okubo, « Breakdown Mechanism of liquid nitrogen viewed from area and volume effect » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 4 N°1, pp. 127-134, 1997.

[Hebner88] R.E. Hebner, « Measurement of electrical breakdown in liquids », The liquid state and its electrical properties, edited by E.E. Kunhardt, L.G. Christophorou and L.H. Luessen, Plenum Press, pp. 519-537, New York, 1988.

[Hirose94] M. Hirose, M. Wakita, H. Goshima, N. Hayakawa, M. Hikita, K. Uchida and H. Okubo, « Dynamical characteristics of liquid helium breakdown induced by quench phenomena of ac superconducting wire », Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 33, pp. 789-792, 1994.

[Hizal82] E.M. Hizal and S. Dinçer, « Breakdown time lag and prebreakdown phenomena in transformer oil, effect of hydrostatic pressure » Journal of Electrostatics, Vol. 12, pp. 333-343, 1982.

[kako86] Y. Kako, E. Takahashi, H. Okubu, A. Kishi and T. Okamoto, « Influence de particules de faible dimension sur la rigidité diélectrique de l'huile isolante » CIGRE, 15-03, pp. 1-10, 1986.

[Kattan89] R. Kattan, A. Denat and O. Lesaint « Generation, growth and collapse of vapor bubbles in hydrocarbon liquids under a high divergent electric field » J. Appl. Phys. Vol. 66 N°9, pp. 4062-4066, 1989.

[Kattan91] R. Kattan, A. Denat and N. Bonifaci « Formation of vapor bubbles in non polar liquids initiated by current pulses » IEEE Trans. on Elec. Insul. Vol. 23 N° 4, pp. 545-554, 1988.

[Kawaguchi72] Y. Kawaguchi, H. Murata and M. Ikada, « Breakdown of tranformer oil » IEEE Trans. on Power Appl. And Syst., Vol. PAS-91, pp. 9-23, 1972.

[Larsson01] A. Larsson, A. Sunesson, J. Garmer and S. Kröll, « Laser-triggered electrical breakdown in liquid dielectrics » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 8 N°2, pp. 212-219, 2001.

[Lesaint88] O. Lesaint and R. Tobazeon, « Streamer generation and propagation in transformer oil under ac divergent field conditions » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 23 N°6, pp. 941-954, 1988.

[Lesaint91] O. Lesaint, P. Gournay and R. Tobazeon, « Investigations on transient currents associated with streamer propagation in dielectric liquids » IEEE Trans. on Elec. Insul. Vol. 26 N° 4, pp. 699-707, 1991.

[Lesaint94a] O. Lesaint and P. Gournay, « On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids I : Influence of the hydrostatic pressure on the propagation » J. Phys. D : Appl. Phys, Vol. 27, pp. 2111-2116, 1994.

[Lesaint98a] O. Lesaint and G. Massala, « Positive streamer propagation in large oil gap : Experimental characterization of propagation modes » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 360-370, 1998.

[Lesaint98b] O. Lesaint, A. Saker, P. Gournay, R. Tobazeon, « Streamer propagation and breakdown under ac tension in very large oil gaps » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 351-359, 1998.

[Lesaint00] O.Lesaint and M.Jung, "On the relation between streamer branching and propagation in liquids : influence of pyrene in cyclohexane" J. Phys. D : Appl. Phys, Vol. 33, pp. 1360-1368, 2000.

[Linhjell94] D. Linhjell, L. Lunggaard, « Streamer propagation under impulse tension in long point-plane oil gaps » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 1 N°3, pp. 447-458, 1994.

[Lundgaard96] L. Lundgaard, D. Linhjell, G. Berg and S. Sigmond, « Positive and negative streamers in oil gaps with and without pressboard interfaces » Conference Record of the 12th Inter. Conf. On Cond. and Break. in Diel. Liq. pp. 175-180, Roma, 1996.

[Marode75a] E. Marode, "The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. I. Experimentl nature of the streamer track" J. of Appl. Phys. Vol. 46, N°5, pp. 2005-2015, 1975.

[Marode75b] E. Marode, "The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. II. Theoretical computer simulation of the streamer Track", J. of Appl. Phys. Vol. 46, N°5, pp. 2016-2020, 1975.

[Massala01] G. Massala and O. Lesaint, « A comparison of negative and positive streamers in mineral oil at large gaps » J. Phys. D : Appl. Phys. Vol. 34, pp. 1525-1532, 2001.

[Massala95] G. Massala, A. Saker and O. Lesaint, « Study of streamer propagation in mineral oil in overvolted gaps under impulse tension » Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 592-595, 1995.

[Massala96] G. Massala and O. Lesaint, « On the correlation between propagation mode, charge and shape of streamers in mineral oil » Conference Record of the 1996 Inter. Conf. On Cond. And Break. in Diel. Liq., pp. 255-258, Roma, Italy, 1996.

[Massala98] G. Massala and O. Lesaint, « Positive streamer propagation in large oil gaps : Electrical properties of streamers » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 371-381, 1998.

[Mathes75] K.N. Mathes and T.O. Rouse, « Influence of aromatic compounds in oil on Pirelli gassing and impulse surge breakdown » Annual Report Conf. On Electr. Insul. Diel. Phen., pp.129-140, 1975.

[Nelson71] J. K. Nelson, B. Salvage and W. A. Sharpley, « Electric strength of transformer oil for large electrode areas » Proc. IEE, Vol. 118 N°2, pp. 388-393, 1971.

[Okubo97] H. Okubo, M. Wakita, S. Chigusa, N. Hayakawa, and M. Hikita, « Dynamic breakdown characteristics of liquid helium induced by a quench of superconducting wire and coil » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 4 N°1, pp. 120-126, 1997.

[Palmer69] S. Palmer and W. A. Sharpley, « Electric Strength of transformer insulation », Proc. IEE., Vol. 116 N°12, pp. 2029-2037, 1969.

[Rayleigh17] Lord Rayleigh, « On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity », Phil. Mag., Vol. 34, pp. 94-98, 1917.

[Sakamoto80] S. Sakamoto and H. Yamada, "Optical Study of conduction and breakdown in dielectric liquids" IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-15 N°2, pp. 171-181, 1980.

[Saker96] A. Saker and P. Atten, « Properties of streamers in transformer oil », IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 3 N°6, pp. 784-791, 1996.

[Stekol'Nikov66] I.S. Stekol'nikov and V.Ya. Ushakov, « Discharge phenomena in liquids » Sov. Phys.- Tech. Phys., Vol.10 N°9, pp.1307-1313, 1966.

[Takahashi75] Y. Takahashi And K. Ohtsuka, “Discharge and bubbling in liquid nitrogen” J. Phys. D : Appl.Phys., Vol. 8, pp. 165-169, 1975

[Top99] T.V. Top and O. Lesaint « Streamer initiation and propagation in mineral oil in a semi-uniform electrode geometry » Proceedings of the 13th Int. Conf. On Diel. Liq. (ICDL), pp. 122-125, Piscataway, USA, 1999.

[Top99Th] T.V.Topp, « Etude de la génération et de la propagation des streamers dans l'huile minérale sous tension impulsionnelle et alternative » Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1999.

[Torshin95] Yu. V. Torshin, « On the existence of leader discharges in mineral oil » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 2 N°1, pp. 167-179, 1995.

[Trin82] N. Giao Trinh, C. Vincent and J. Regis, « Statistical dielectric degradation of large volume oil-insulation », IEEE Trans. on Power App. And Syst., Vol. PAS-101 N°10, pp. 3712-3721, 1982.

[Watson90] P. K. Watson, W. G. Chadband and M. Sadeghzadeh-Araghi, « The role of electrostatic and hydrodynamic forces in the negative-point breakdown of liquid dielectrics » IEEE Trans. on Elec. Ins., Vol. 26, N°4, pp. 543-559, 1991.

[Weber56] K.H. Weber and H. S. Endicott, « Area effect and its external basis for the electric breakdown of transformer oil » AIEE Trans., Vol. 75, pp. 371-381, 1956.

[Wilson53] W. R. Wilson, « A fundamental factor controlling the unit dielectric strength of oil » AIEE Trans., Vol. 72, pp. 669-674, 1953.

[Wilson55] W. R. Wilson, A. L. Streater and E. J. Tuohy, « Application of volume theory of dielectric strength to oil circuit breaker », AIEE Trans., Vol., 75, pp. 1091-1098, 1957.

[Wong82] P.P. Wong and E.O. Forster “The dynamics of electrical breakdown in liquids hydrocarbons”, IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-17 N°3, pp. 203-220, 1982.

[Yamada85] H. Yamada and T. Sato, « High-speed electro-optical measurement of prebreakdown current in dielectric liquids » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-20 N°2, pp. 261-267, 1985.

[Yamashita88] H. Yamashita and H. Amano, « Prebreakdown phenomena in hydrocarbon liquids » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 23 N°4, pp. 739-750, 1988.

[Yamashita98] H. Yamashita, K. Kawazawa and Y.S. Wang « The effect of tip curvature on the prebreakdown streamer structure in cyclohexane » IEEE Trans. on Elec. Insul. Vol. 5 N° 3, pp. 396-401, 1998.

[Yamazawa97] K. Yamazawa and H. Yamashita, « Prebreakdown density change streamer in liquid nitrogen » Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 36, pp. 6437-6443, 1997.

[Yoshino82] H. Yoshino, K. Ohseko, M. Shiraishi, M. Terauchi and Y. Inuishi, « Dielectric breakdown of cryogenic liquids in terms of pressure, polarity pulse and impurity », Journal of electrostatics, Vol. 12, pp. 305-314, 1982.

Techniques expérimentales

Techniques expérimentales

L'étude des streamers et du claquage dans l'azote liquide sous haute tension nécessite la réalisation d'un cryostat spécifique. Les caractéristiques de ce cryostat en termes de température, de pression et de limite de tension seront présentées dans la première partie de ce chapitre et fixeront le cahier des charges. Dans la deuxième partie, nous présenterons les principaux éléments constituant le cryostat ainsi que les systèmes de mesures qui y ont été intégrés. La troisième partie présentera le calcul des apports de chaleur ainsi qu'une estimation de l'autonomie du cryostat. La quatrième et dernière partie présente l'appareillage haute tension associé au cryostat.

I- Présentation du cahier des charges

I-1 Détermination de la plage de température du cryostat

Dans l'industrie électrotechnique, les supraconducteurs de type II appelés aussi supraconducteurs à haute température critique (HT_c) apparaissent comme de bons candidats pour la réalisation de transformateurs ou de limiteurs de courant. Leur température critique élevée (110K pour les composés au bismuth Bi2212) leur permet de fonctionner à la température de l'azote liquide, ce qui n'impose pas de systèmes cryogéniques coûteux. Cependant, les densités de courant critiques élevées qui leur sont associées (de 1000 à 10000 Amm^{-2} selon le procédé de fabrication) sont très sensibles à l'induction magnétique. A 77K, la densité de courant critique J_c d'un ruban de Bi2223 chute rapidement dès que le champ augmente (figure II.1).

Cette baisse de J_c peut être atténuée par une diminution de la température de fonctionnement : des gains de l'ordre de 60% peuvent être obtenus lorsque la température du bain passe de 77 à 63K. Des températures plus basses ne peuvent pas être atteintes, sous peine de solidifier le bain (figure II.2). Un des objectifs futurs étant de pouvoir tester des maquettes supraconductrices, nous avons conçu un cryostat rendant possible une variation de la température du bain d'azote liquide. En conservant une marge de sécurité de deux degrés, nous pourrons faire varier la température du bain entre 65 et 77K.

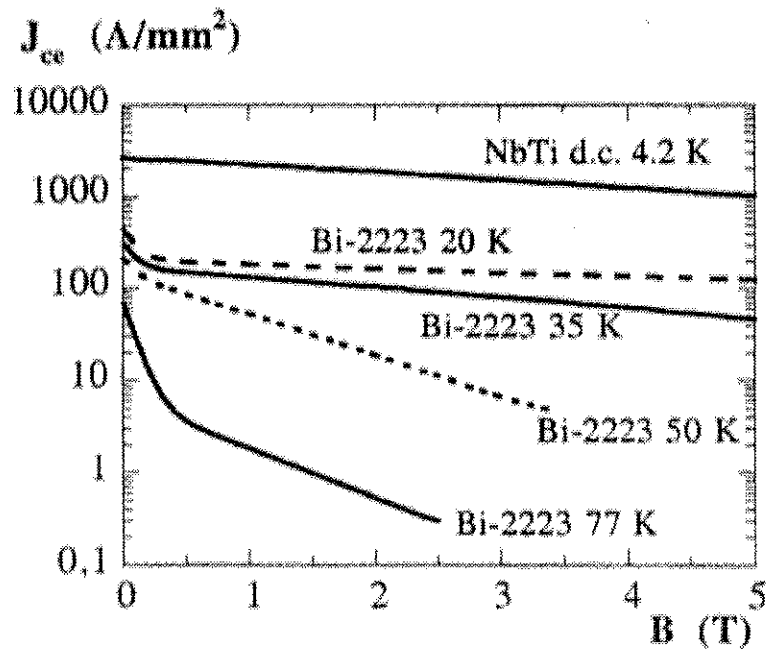


Figure II.1 : Densité de courant de fils Bi2223 fabriqués suivant le procédé OPIT (Oxyde Powder In Tube) [Tixador95]

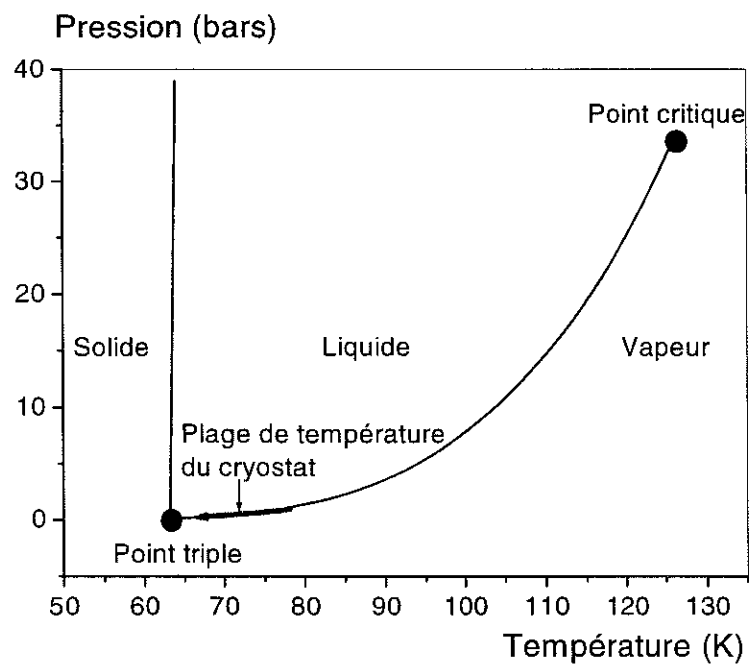


Figure II.2 : Représentation du diagramme de phase de l'azote liquide P-T.

I-2 Détermination de la plage de pression du cryostat

En fonctionnement, les supraconducteurs engendrent des pertes thermiques. Si celles-ci sont faibles, les échanges thermiques entre le supraconducteur et le fluide devraient être suffisants pour assurer sa stabilité en température. A l'inverse, si celles-ci deviennent trop importantes, une couche de vapeur peut apparaître en surface du supraconducteur, entraînant un « Quench » destructeur (transition de l'état supraconducteur à l'état résistif).

De plus, le gaz présente une tenue diélectrique très médiocre comparée à celle du liquide. Pour diminuer cet effet néfaste sur l'isolation électrique, la pression hydrostatique apparaît comme un moyen efficace. Elle permet en effet, en augmentant la température d'ébullition, de diminuer la taille des bulles et de limiter leur génération.

En vue d'étudier ces différents points, la cellule de mesure du cryostat doit pouvoir supporter la pression. Cependant, pressuriser de grandes enceintes engendre des efforts mécaniques importants et pose des problèmes de sécurité. Nous avons opté pour une pression limite de 0.5Mpa.

I-3 Détermination de la plage de tension du cryostat

L'environnement dans lequel les futurs appareils supraconducteurs seront utilisés permet de définir la plage de tension du cryostat. Dans le cas de transformateurs destinés à la traction ferroviaire ou utilisés en milieu urbain, la gamme de tension appliquée au circuit primaire serait de 20kV à 100kV. Comme les appareils électrotechniques doivent supporter environ deux fois la tension nominale en alternatif et trois fois en impulsion, les tensions d'épreuve seront au maximum de l'ordre de 200kV. Nous avons donc choisi de dimensionner le cryostat pour qu'il puisse résister à une tension maximale alternative de 200kV.

Une fois la tension nominale choisie, la taille de l'enceinte de test a été déterminée. Ses dimensions dépendent à la fois des distances d'isolement, mais aussi de la nature des essais à réaliser. Pour étudier la propagation des streamers à grande distance comme pour tester des maquettes supraconductrices, il est nécessaire de disposer d'une enceinte de grand volume (60 litres) nous permettant d'atteindre des distances entre électrodes de l'ordre de 100mm.

I- 4 Structure du cryostat

Compte tenu du cahier des charges, celui-ci sera formé de 3 enceintes concentriques (figure III.3). La première de ces enceintes sera la cellule de mesure pressurisable, la deuxième sera l'enceinte nécessaire à la régulation en température, et la troisième sera une enceinte d'isolement. Au centre de chacune d'entre elle passera l'amenée haute tension. La conception mécanique et la construction de ce cryostat ont été réalisées avec l'aide des services techniques du CNRS (SERAS) et de la société SDMS.

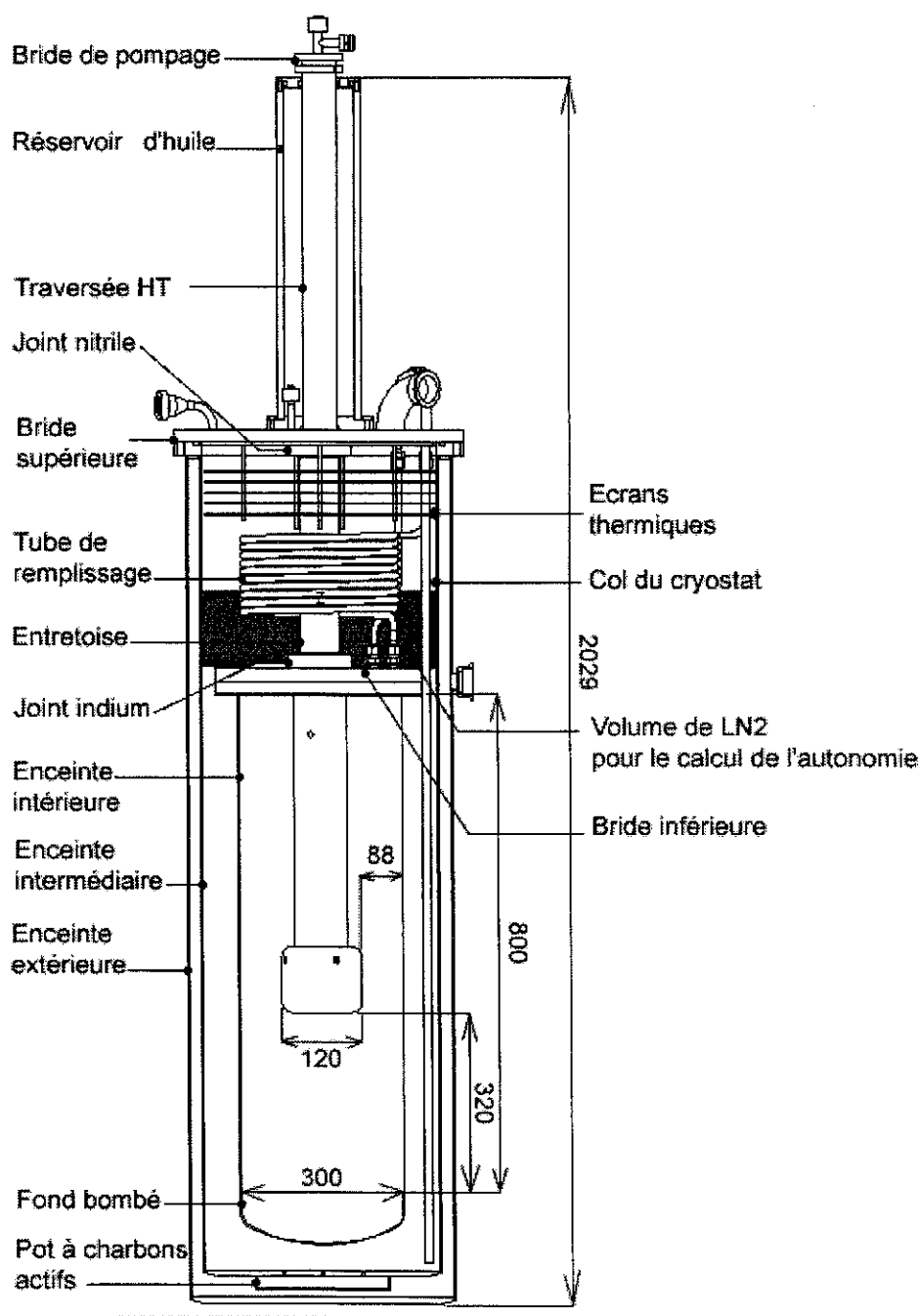


Figure II.3 : Représentation schématique du cryostat.

II- La traversée haute tension

La traversée est un système coaxial constitué d'un conducteur central au potentiel de la haute tension. Ce conducteur est entouré par une gaine isolante, elle-même recouverte par une couche conductrice au potentiel de masse.

II-1 Matériau isolant constituant l'amenée haute tension

Les contraintes appliquées sur le matériau isolant de l'amenée haute tension sont diverses. La première contrainte est électrique, puisqu'il est soumis à un champ radial. De plus, ce matériau doit posséder à la fois une bonne résistance mécanique à froid et une faible conductivité thermique, pour réduire les apports de chaleur sur le bain d'azote liquide.

La plupart des polymères possèdent de bonnes propriétés diélectriques et thermiques, mais leur résistance mécanique aux basses températures est médiocre. Le polycarbonate est un polyester de l'acide carbonique qui rassemble toutes les propriétés désirées. Sa rigidité diélectrique (30kVmm^{-1}) et sa constante diélectrique (2.9) en font un matériau comparable au polyéthylène utilisé dans la fabrication de câbles haute tension. Sa faible conductivité thermique (de l'ordre de $0.2\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) permet aussi de limiter les apports de chaleur par conduction.

II-2 Dimensionnement et forme de la traversée haute tension

La forme de la traversée haute tension est représentée sur la figure II.4. L'épaisseur de polycarbonate (26mm) a été déterminée par analogie avec un câble haute tension en polyéthylène supportant une tension nominale de 225kV efficace. La fixation du tore en cuivre n°1 se fait par l'intermédiaire de deux demi brides venant s'insérer dans les gorges usinées à la base du tube.

Lorsque le cryostat est rempli d'azote, l'intérieur de la traversée haute tension doit être maintenue sous vide pour éviter toute création de glace. Cela suppose que les deux extrémités de la traversée soient étanches.

A la base de la traversée (partie « froide »), l'étanchéité entre le tore n°1 et le tube de polycarbonate est assurée par un joint métallique (indium). A l'autre extrémité (partie « chaude »), une bride de pompage est fixée sur la traversée et l'étanchéité est obtenue par un joint nitrile.

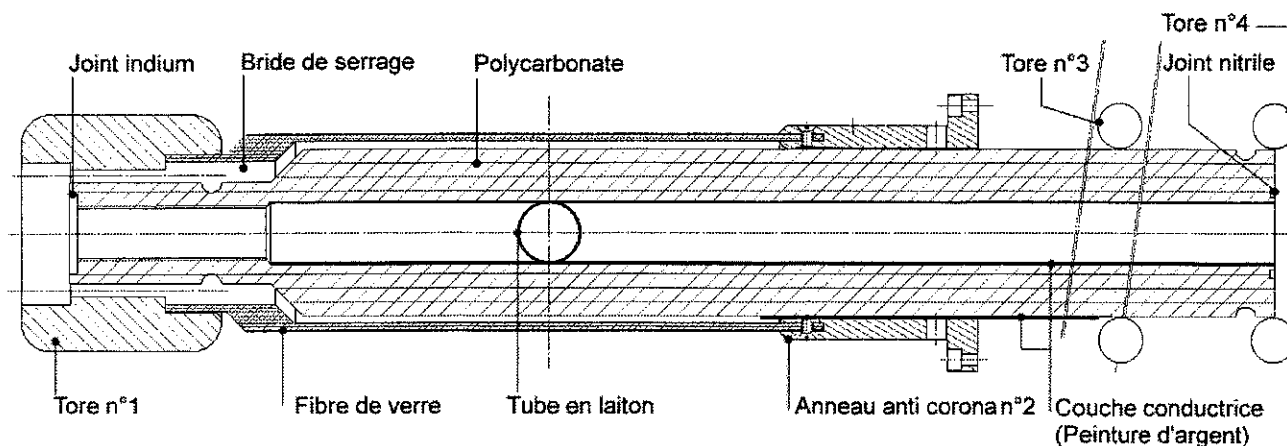


Figure II.4 : Représentation en coupe de la traversée haute tension.

II-3 Structure conductrice de la traversée haute tension

La traversée haute tension comprend deux couches conductrices. Ces deux couches ont été obtenues par un dépôt de peinture d'argent d'une centaine de micromètres d'épaisseur. Les dilatations subies par le polycarbonate entre la température ambiante et l'azote liquide n'ont pas affecté la bonne tenue de la peinture.

Pour éviter toute rupture de la métallisation intérieure, nous avons ajouté sur toute la longueur du tube en polycarbonate un tube en laiton de 0.1mm d'épaisseur. Ainsi, le courant circulant dans la traversée passe par ce tube et non par la métallisation dont la résistance est supérieure. A l'extérieur, des distances d'isolement importantes ont été prises entre les extrémités de la métallisation à la masse et les parties au potentiels de la haute tension pour éviter tout claquage. Néanmoins, des décharges partielles peuvent apparaître aux extrémités de la métallisation étant donné sa faible épaisseur. Il est donc nécessaire de diminuer et de répartir le champ électrique à ces extrémités en y fixant des anneaux anti-corona. Le premier de ces anneaux (n°3) situé dans de l'huile minérale, est un tore en aluminium relié à la masse du cryostat (figure II.5).

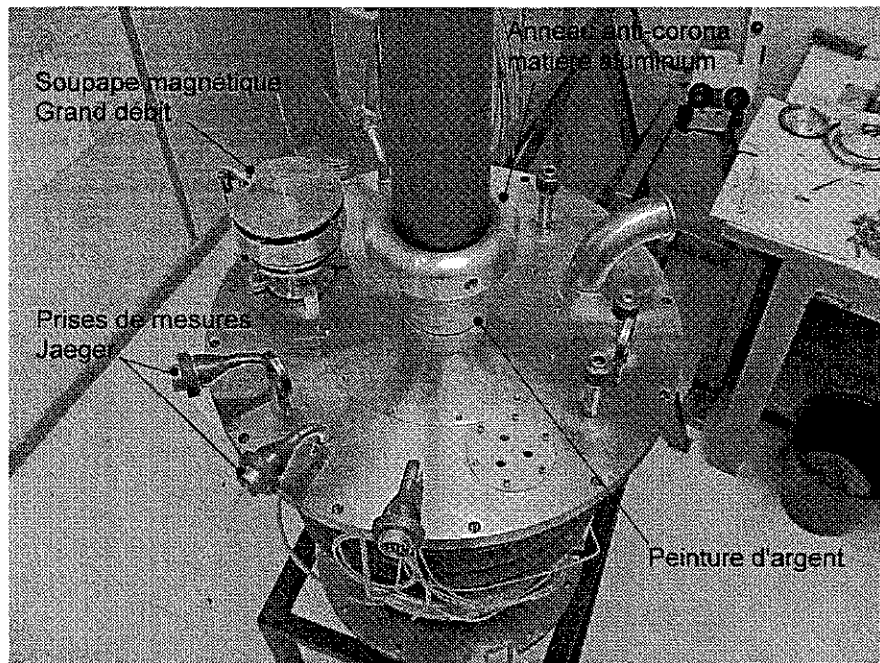


Figure II.5 : photographie de la bride principale du cryostat (réservoir d'huile non monté) montrant la couche de peinture d'argent, l'anneau anti-corona en aluminium, la traversée haute tension, une soupape magnétique grand débit et des prises de mesures étanches.

Le second de ces anneaux (n°2) est une bride en inox (figure II.4). Elle supporte également un tube en fibre de verre capable de supporter les efforts mécaniques (jusqu'à 5000N) exercés sur la traversée haute tension lorsque le bain d'azote liquide est mis sous pression (figure II.6). Pour permettre sa dilatation, le tube de polycarbonate peut coulisser dans la partie supérieure du cryostat. Lors des tests sous tension alternative, des décharges sont apparues au niveau de l'anneau n°2 à partir de 100kV efficaces, sans qu'il ait été possible de parfaitement les localiser. Grâce à un calcul de champ (effectué avec le logiciel QField) nous avons conçu un nouvel anneau (n°2), dont les rayons de courbure ont été optimisés pour que les champs électriques soient minimums (figure II.7). Les amplitudes des champs électriques sont représentées sur la figure II.8. Une réduction du champ maximum d'un facteur 1.5 a été obtenu. On peut donc penser que des décharges s'initieront à partir de 150 kV efficace, soit environ 210kV crête ce qui est en accord avec le cahier des charges (essai non réalisé à ce jour).

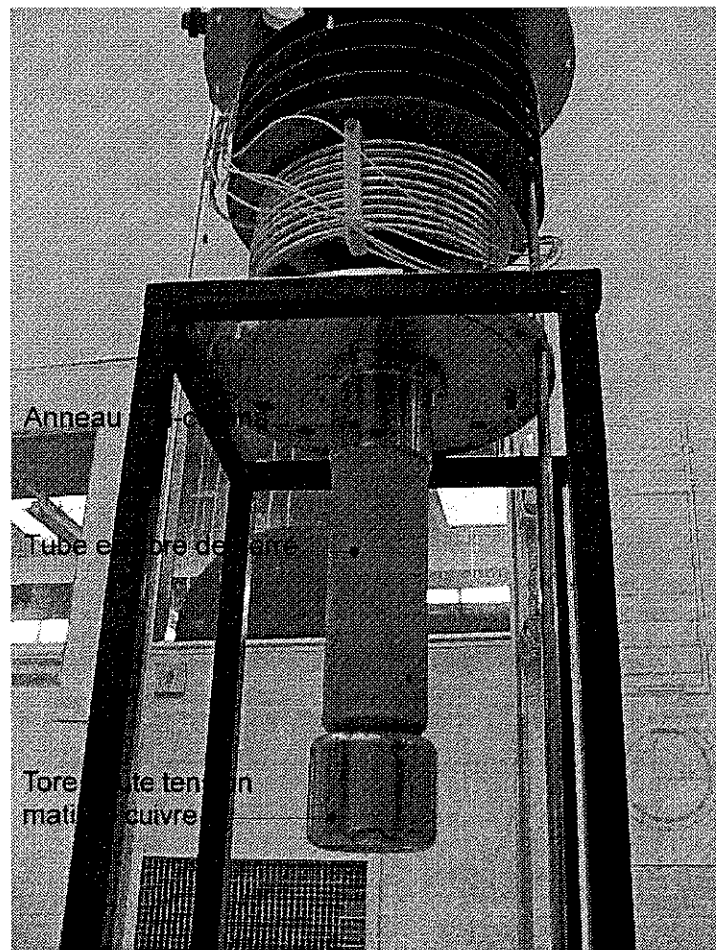


Figure II.6 : Photographie de la structure mécanique supportant les efforts exercés sur l'amenée haute tension.

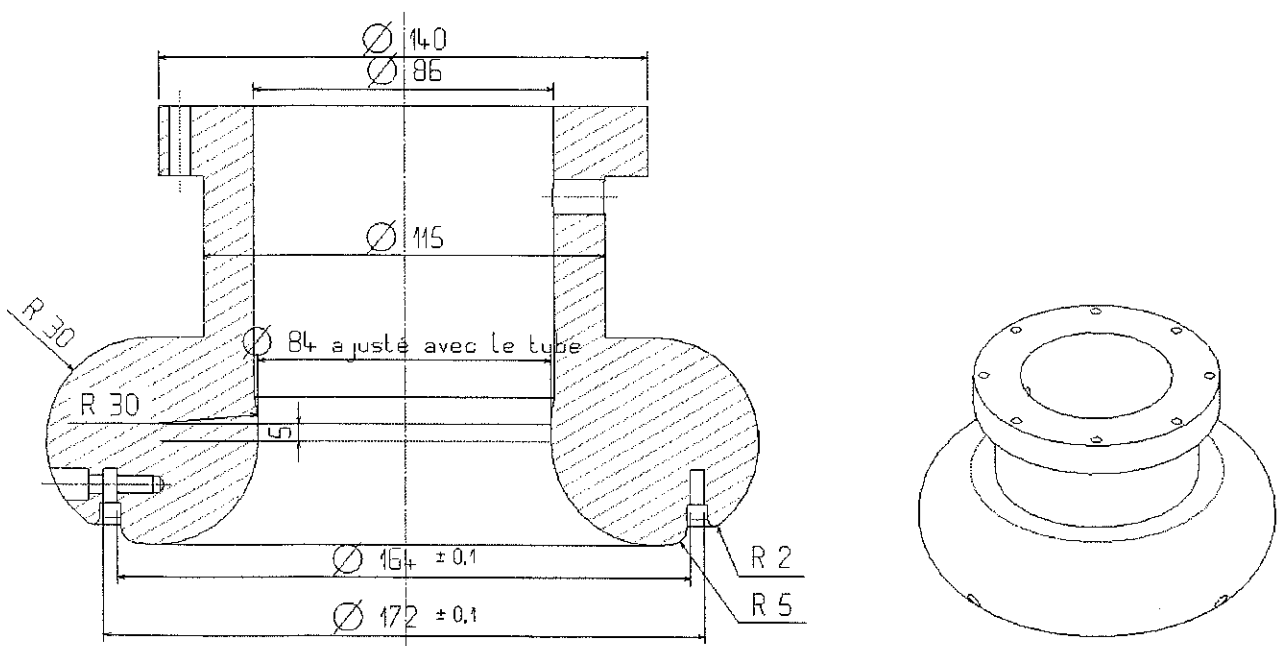


Figure II.7 : Représentation en coupe et vue d'ensemble de l'anneau anti corona devant remplacer celui de la figure II.4 (anneau anti corona n°2).

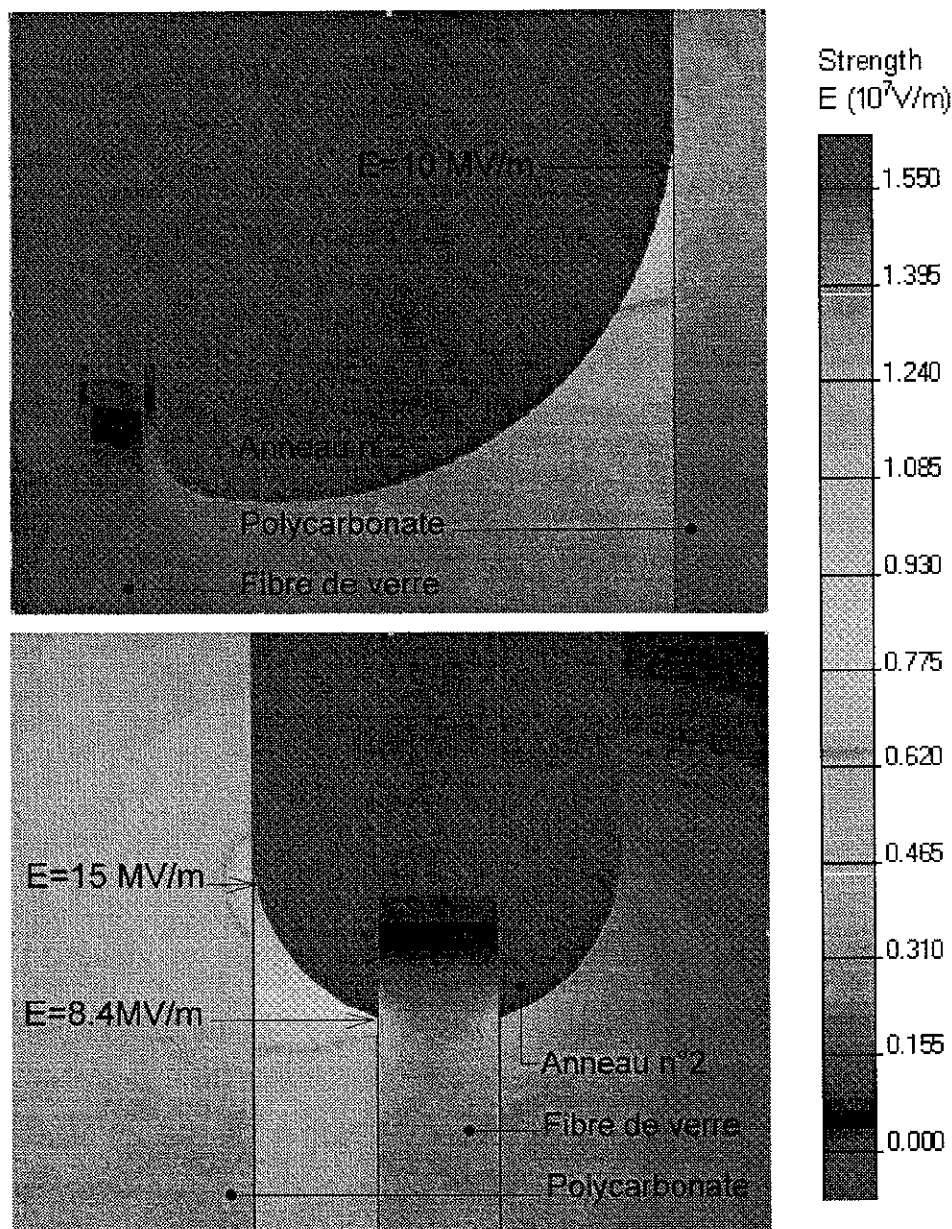


Figure II.8 : Représentation de la distribution du champ électrique associée aux deux types d'anneaux anti corona (calcul effectué en configuration plan parallèle pour une tension de 100kV).

III- L'enceinte de mesure

La forme et les dimensions de la cellule de mesure sont indiquées sur la figure II. 3. La cellule est suspendue sous la bride principale du cryostat par une entretoise en inox de faible épaisseur (2mm), pour éviter un apport de chaleur par conduction trop important. L'intérieur de l'entretoise communique avec le bain d'azote liquide pressurisé, ce qui impose une étanchéité à ses deux extrémités. Cette structure permet la thermalisation progressive de la traversée haute tension à l'aide

des vapeurs froides. Le remplissage de la cellule de mesure se fait par un serpentin en inox, et l'évacuation des gaz froids par un tube en inox muni d'une soupape de sécurité faible débit.

Le volume de la cellule étant d'environ 60l, notre enceinte a été éprouvée conformément à la réglementation sous une pression de 0.75MPa par les services des mines. Nous avons pu aussi tester, au cours de l'épreuve, la tenue mécanique de la pièce en fibre de verre.

Comme des mesures de claquage susceptibles de libérer une grande quantité d'énergie doivent être effectuées avec le cryostat, des systèmes de sécurité pouvant libérer rapidement une grande quantité de gaz emprisonnée dans la cellule de mesure ont été prévus. Le système de sécurité choisi (disque de rupture) est composé d'une membrane d'un diamètre de 80mm en alliage de nickel et d'inox qui éclate lorsque la différence de pression entre ses deux faces est supérieure à 0.6Mpa. Il y a alors mise en communication du bain d'azote liquide sous pression avec l'enceinte intermédiaire. Pour éviter que ce dernier ne monte en pression, nous avons disposé sur la bride principale du cryostat une soupape magnétique à fort débit visible sur la figure II.5.

IV- L'enceinte intermédiaire : la régulation en température de la cellule de mesure

L'abaissement de la température de la cellule de mesure de 77K à 65K est obtenu en entourant l'enceinte de mesure par une autre enceinte remplie d'azote liquide (figure II.3). L'abaissement de la pression à la surface du bain extérieur permet de diminuer sa température, ainsi que celle de la cellule de mesure. Cependant, comme la conduction thermique de l'azote liquide est médiocre ($9\text{mWm}^{-1}\text{K}^{-1}$), il faut disposer des tresses en cuivre à l'intérieur de ce bain, pour favoriser les échanges thermiques. La conduction à travers la paroi en inox de la cellule de mesure et les variations de densité entre le haut et le bas de l'enceinte intermédiaire favorisent aussi les échanges de chaleur. Un avantage de cette structure est l'absence de bulle de gaz dans la cellule de mesure, puisque celle-ci ne subit aucune dépression, mais aussi parce qu'elle est entourée d'un volume tampon qui absorbe les apports de chaleur en provenance de l'extérieur.

V- L'enceinte extérieure : l'enceinte isolante

A l'intérieur de cette enceinte, un vide de 10^{-6}mbar permet de rendre négligeable les apports de chaleur à travers le gaz résiduel et 20 couches de mylar aluminisé (super isolant) permettent de réduire considérablement l'apport de chaleur par rayonnement sur le bain d'azote liquide.

La disposition de charbons actifs dans cette enceinte (figure II.9) permet de maintenir un niveau de vide acceptable dans le temps. Cependant, un réchauffement inopiné du cryostat peut provoquer la libération totale du gaz contenu dans ces charbons. Il peut alors se produire une montée en pression de l'enceinte extérieure. Une sécurité est assurée par une soupape constituée d'une bille en inox, plaquée sur un joint élastomère par la différence de pression entre l'ambiante et l'enceinte sous vide. Si la différence de pression devient nulle, la bille tombe, mettant l'enceinte sous pression atmosphérique.

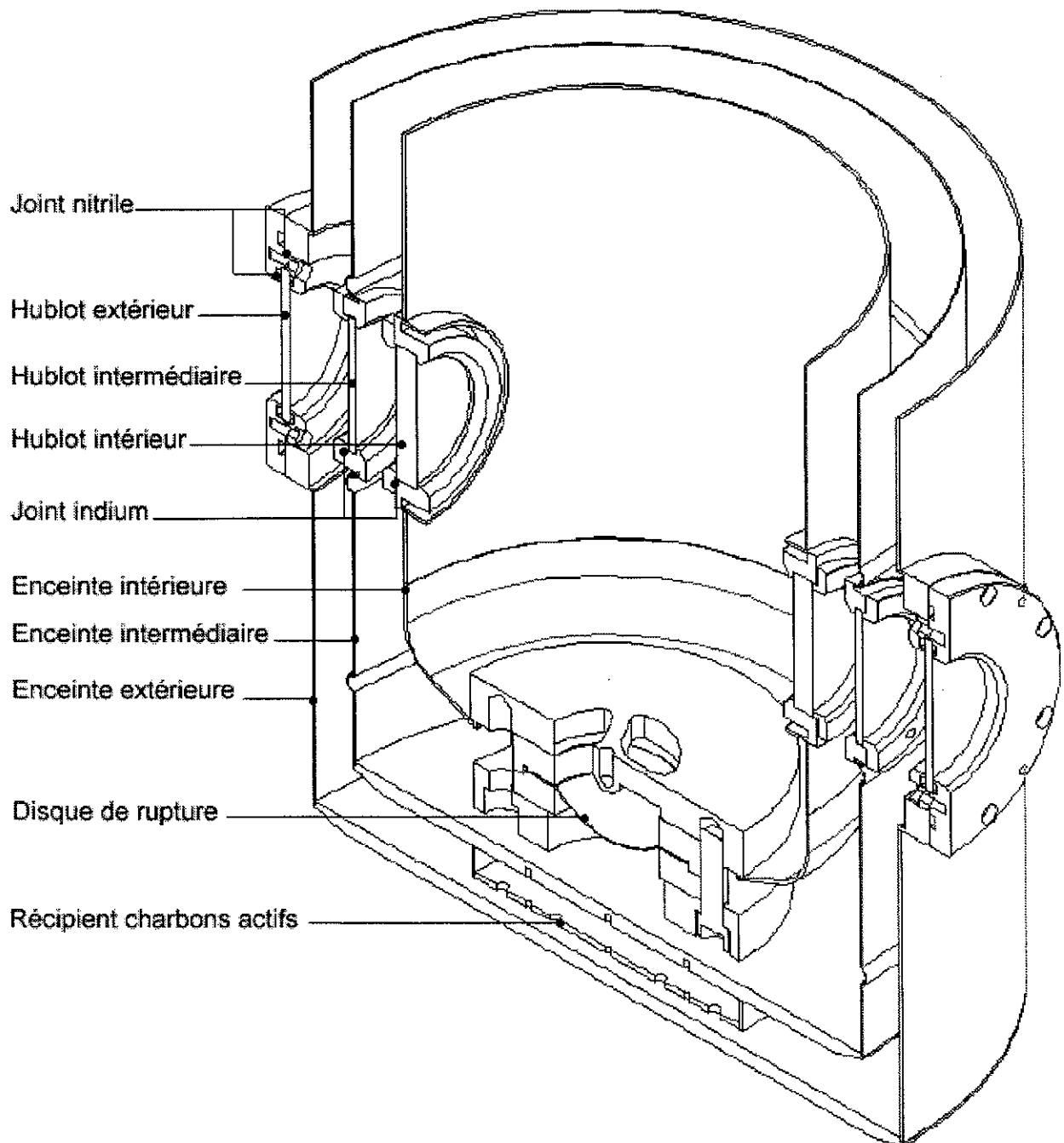


Figure II.9 : Représentation de la partie basse du cryostat.

VI Système de déplacement motorisé fonctionnant dans l'azote liquide

Ce système a été conçu pour déplacer verticalement une électrode ou un plan isolant sans être obligé de réchauffer le cryostat (figure II.10). Ce dispositif est muni d'un support à déplacement vertical dont les jeux mécaniques ont été ajustés pour éviter son blocage par la contraction des matériaux à basse température. Le moteur synchrone muni d'un réducteur a deux sens de rotation et le déplacement vertical permet une course maximale de 80mm. Toutes les pièces de ce système (y compris le moteur) ont été démontées, dégraissées et séchées avant d'être immergées dans l'azote liquide.

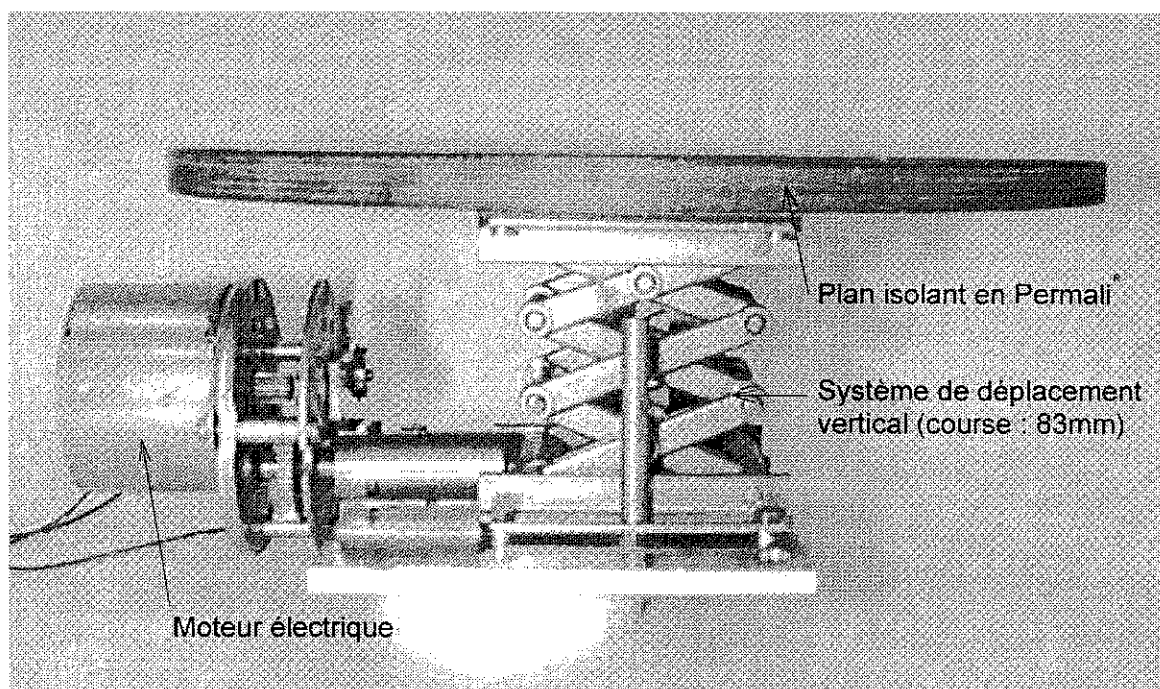


Figure II.10 : Photographie du système de déplacement du plan de masse recouvert par un plan isolant en permali

VII- Détermination de l'autonomie du cryostat

En régime permanent, l'autonomie du cryostat dépend des apports de chaleur sur le bain d'azote intermédiaire. Si son niveau diminue en dessous de la bride inférieure, du gaz pourrait apparaître dans le haut de la cellule de mesure et provoquer des problèmes d'isolation électrique au niveau de l'anneau n°2. Pour éviter ce scénario, l'enceinte intérieure doit toujours être recouverte d'azote liquide. L'autonomie du cryostat est donc déterminé par le volume de liquide qui se trouve au dessus de la bride intérieure. Ce volume représenté sur la figure II.3 est au maximum de 17 litres.

VII-1 Estimation des apports de chaleur en régime permanent

Les apports de chaleur sont dus principalement au rayonnement et à la conduction thermique. Leurs estimations ont été faites à partir des équations décrites dans les ouvrages techniques traitant de la cryogénie [Comte70, TechIng, Richard95] mais aussi à partir de mesures réalisées au Centre de Recherche sur les Très Basses Températures du CNRS (C.R.T.B.T).

VII-1.1 Apports de chaleur par rayonnement

VII-1.1.1 Rayonnement thermique entre les deux vases concentriques

La puissance thermique rayonnée entre l'enceinte extérieure et l'enceinte intermédiaire peut se calculer à partir de l'équation II.1. Dans cette équation, l'indice 1 représente la paroi froide à 77K, et l'indice 2 la paroi chaude à 300K. ϵ et S représentent respectivement le pouvoir émissif des parois et leur surface. σ est la constante de Stefan Boltzmann.

$$\Phi = \sigma S_1 \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_2 + \frac{S_1}{S_2} (1 - \epsilon_2) \epsilon_1} (T_2^4 - T_1^4) \quad \text{Equation II.1}$$

Dans le cas de l'inox $\epsilon_1 = 0,12$ (77K) et $\epsilon_2 = 0,2$ (300K)

La grande surface des enceintes conduit à des pertes très élevées, de l'ordre de 56W, mais la disposition de 20 couches de super isolant et de charbon actif entre ces deux parois permet de diviser la puissance rayonnée d'un facteur 10. La puissance rayonnée totale atteint donc **5,6W**.

VII-1.1.2 Rayonnement thermique à travers le col du cryostat

La bride supérieure du cryostat ainsi que les parois du col rayonnent sur le bain d'azote liquide, mais pour simplifier les calculs, nous avons considéré uniquement le rayonnement émis par la bride. Celle-ci est assimilée à un point à 300K rayonnant sur le bain d'azote liquide à travers un angle solide Ω . La puissance rayonnée est alors donnée par l'équation II.2.

$$d\Phi = \epsilon_2 \sigma ds \Omega T_2^4 \quad \text{Equation II.2}$$

Cette puissance peut être diminuée, comme dans le cas précédent, en disposant des écrans thermiques perpendiculaires au col du cryostat (figure II.3). En considérant que la présence de n écrans thermiques permet de diviser la puissance rayonnée par $n+1$, la disposition de 5 écrans en cuivre de faible épaisseur (1.5mm) divise les pertes d'un facteur 6. On obtient alors une puissance rayonnée de **1,7W**.

VII-1.1.3 Rayonnement thermique à travers les hublots

Le pouvoir de réflexion des hublots disposés sur le cryostat est donné par l'équation II.3. La faible valeur de ce coefficient, ainsi qu'un pouvoir de transmission de 0.9, confèrent aux hublots une grande contribution aux pertes par rayonnement. La puissance qu'ils transmettent sur le bain d'azote liquide est de **4,6W**.

$$\rho = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 = \left(\frac{1,46 - 1}{1,46 + 1} \right)^2 = 0,03 \quad \text{Equation II.3}$$

n_2 est l'indice optique du hublot

n_1 est l'indice optique de l'air

VII-1.1.4 Puissance rayonnée totale

La puissance rayonnée totale par les éléments du cryostat à une température de 300K sur le bain d'azote liquide est de **12W**.

VII-1.2 Apports de chaleur par conduction

Les apports de chaleur par conduction proviennent de l'entretoise supportant l'enceinte intérieure mais aussi des systèmes de mesure et de la traversée haute tension. Leur estimation se fait grâce à la loi de Fourier et aux intégrales de conductivité thermique des différents matériaux entre 300K et 77K. Leurs valeurs se trouvent dans les ouvrages de R.Comte [Comte70] ou les Techniques de l'ingénieur [TechIng].

VII-1.2.1 Conduction thermique par les systèmes de mesure

Les connexions de mesure sont constituées principalement par des fils en cuivre constantan émaillés et par des câbles coaxiaux hyperfréquence. Pour réduire leurs apports de chaleur ceux-ci sont thermalisés sur les écrans en cuivre positionnés à travers le col du cryostat. Ainsi, la puissance apportée par ces connexions est négligeable par rapport aux autres puissances mises en jeux.

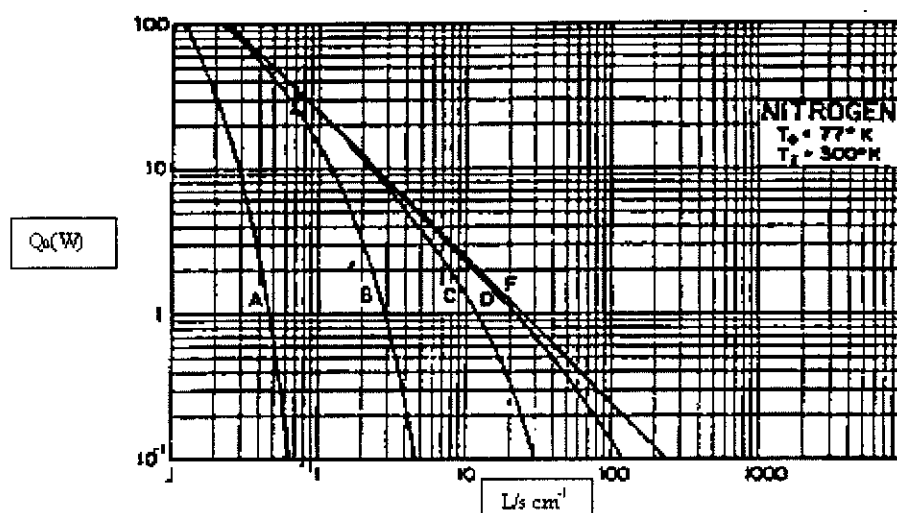
VII-1.2.2 Conduction thermique à travers la traversée haute tension

La traversée haute tension est constituée d'un tube de polycarbonate et d'une métallisation à base d'argent. L'intégrale de conductivité thermique du polycarbonate n'étant pas connue, nous avons utilisé celle du nylon. La couche de peinture conductrice a été assimilée à une couche d'argent pur, ce qui surestime les apports de chaleur. Le tube en laiton inséré à l'intérieur de l'amenée a également été pris en compte. Au total, la traversée haute tension apporte une puissance importante de **16,7W**.

VII-1.2.3 Conduction thermique à travers les supports de l'enceinte de mesure

Les supports de la cellule de mesure sont majoritairement en inox. L'intégrale de conductivité thermique de l'inox entre 77 et 300K conduit à une puissance de **17W**. A cette valeur s'ajoutent les apports de chaleur Q_0 par conduction à travers le col du cryostat.

En négligeant le fait que les vapeurs froides du bain d'azote lèchent les parois du col, Q_0 serait de 11W. L'utilisation des abaques de Scott permet de prendre en compte l'influence de ces vapeurs, ainsi que le refroidissement du col par la chaleur sensible de l'azote liquide. L'abaque représenté sur la figure II.11 nécessite de connaître le débit d'azote gazeux s'évaporant, ainsi que le rapport L/S (L : hauteur du col et S : section de passage). Ce débit a été calculé en considérant que l'azote liquide s'évapore sous l'action des différentes puissances calculées jusqu'à présent, soit 45W. Cet apport de chaleur conduit à un débit de gaz d'environ $0,2\text{gs}^{-1}$ qui, pour un rapport L/S de $2,5\text{cm}^{-1}$, donne une puissance Q_0 de **1W**.



Results of computations of heat current reaching the cold end of a solid conductor counter to a stream of cold vapor. Curve A, $\dot{m} = 1$ g/sec; B, 10^{-1} g/sec; C, 10^{-2} g/sec; D, 10^{-3} g/sec; E, 10^{-4} g/sec; F, $\dot{m} = 0$.

Figure II.11 : Abaque de Scott pour l'azote liquide.

VII-1.2.4 Puissance totale transmise par conduction

La puissance totale transmise par conduction est de **34,7W**.

VII-2 Autonomie du cryostat en régime permanent

Les apports de chaleur étant au total de **46,7W**, ceci provoque une évaporation d'azote de 840gh^{-1} . Le débit volumique associé est de $1,3\text{lh}^{-1}$ ce qui est légèrement plus élevé que celui mesuré expérimentalement ($0,9\text{lh}^{-1}$). Ces valeurs indiquent que les pertes ont été surestimées d'environ 6W lors de nos calculs. Avec un volume d'azote liquide de 17l au dessus de la cellule de mesure, l'autonomie réelle du cryostat est de **19h**.

VII-3 Autonomie du cryostat en régime transitoire

Le refroidissement du cryostat de 77 à 65K provoque une importante évaporation d'azote liquide. Ce volume vaporisé correspond à la quantité de chaleur qu'il faut extraire du bain d'azote liquide et des différents éléments constituant le cryostat, pour les refroidir de 77 à 65K. Il peut être estimé à 7 litres à partir des équations II.4 et II.5 et dans ce cas, l'autonomie du cryostat n'est plus déterminée que par un volume de 10 litres.

La température finale du bain d'azote ayant peu changé, cela ne modifie pratiquement pas les valeurs des intégrales de conductivité thermique, et par conséquent les pertes. A partir des pertes mesurées expérimentalement (40W), l'autonomie du cryostat est estimée à **10h**.

$$\Delta m = \frac{m_{\text{IN}_2} \Delta H_{\text{IN}_2} + m_{\text{Inox}} \Delta H_{\text{Inox}} + m_{\text{cuivre}} \Delta H_{\text{cuivre}} + m_{\text{isolant}} \Delta H_{\text{isolant}}}{L} \quad \text{Equation II.4}$$

$$\Delta H = \int_{T_1}^{T_2} C_p dT \quad \text{Equation II.5}$$

VIII- Les systèmes de mesures

VIII-1 Les mesures optiques

Six hublots de diamètre 80mm équipe le cryostat (figure II.9). Chaque hublot est en silice (matière SQ1) et transmet presque intégralement la lumière entre 200 et 800nm. L'étanchéité est réalisée par des joints indium à la température de l'azote liquide et par des joints nitrile à température ambiante. Des cales en papier et des rondelles bellevilles sur les brides permettent d'absorber les contraintes mécaniques qui apparaissent sur le quartz lors du refroidissement, et ainsi d'éviter les fuites ou la fissuration des hublots.

Différentes techniques ont été utilisées pour photographier les streamers.

- A petite distance, la lumière émise par les streamers est faible et il est difficile de faire une photo en intégrant la lumière qu'ils émettent. La technique d'ombroscopie (figure II.12) permet de palier ce manque de lumière. Cette méthode consiste à éclairer l'espace inter électrode pendant la propagation du streamer. Le gaz contenu dans celui-ci ayant un indice de réfraction différent du liquide, la lumière est dispersée et on visualise alors l'ombre du streamer avec un intensificateur d'image dont l'instant et la durée d'ouverture sont ajustables
- A grande distance, la lumière émise durant la propagation du streamer est suffisante et son intégration par un intensificateur d'image permet d'en obtenir une image. Cependant, toutes les branches du streamer n'émettent pas la même intensité, et les filaments les moins lumineux peuvent ne pas apparaître sur la photographie.

Une caméra à balayage de fente permet aussi de photographier les streamers. Son principe (balayage de l'image suivant l'axe perpendiculaire à la propagation du streamer) permet de suivre temporellement l'évolution du streamer entre les deux électrodes.

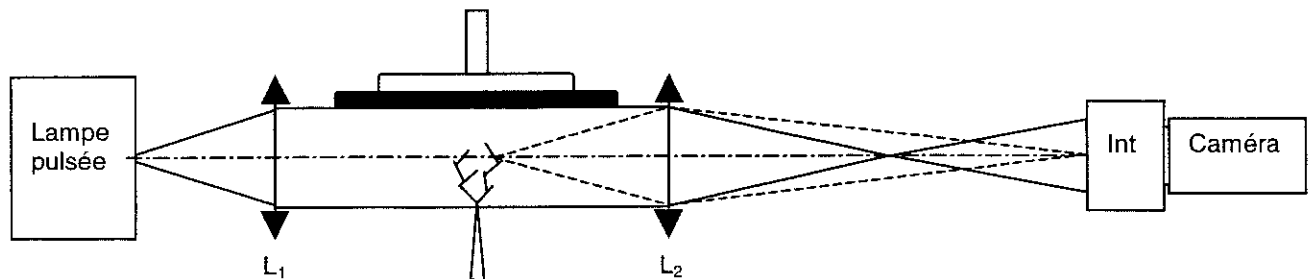


Figure II.12 : Dispositif de visualisation des streamers par ombroscopie

VIII-2 Les mesures électriques

VIII-2.1 Mesure des courants transitoires

A grande distance, la mesure des courants transitoires associés à la propagation des streamers se fait en connectant directement une impédance de mesure en série avec la pointe au potentiel de la haute tension [Rain94, Lesaint98].

L'impédance de mesure (figure II.13) est une résistance de 5Ω obtenue par la mise en parallèle de quatre résistances de 20Ω . Celles-ci sont directement connectées sur la pointe, pour limiter leur inductance et obtenir une bonne réponse aux hautes fréquences. Les résistances utilisées sont à film métallique et présentent de faibles variations de valeur en fonction de la température (5% d'écart entre 77K et 300K), ainsi qu'une faible inductance. La tension aux bornes de l'impédance est envoyée à un transmetteur optique, via un câble coaxial terminé par une résistance de 50Ω (adaptation de la ligne). Le signal de courant est mesuré sur un oscilloscope numérique (DSA602A Tektronix 4 voies, $250\text{M}_{\text{échantillons/s}}$ par voie), par l'intermédiaire du transmetteur analogique à fibre optique de bande passante 100MHz. Ce système permet de détecter un courant minimum de 20mA (figure II.14) .

En cas de claquage, de forts courants (plusieurs centaines d'ampères) apparaissent provoquant des tensions élevées aux bornes de l'impédance de mesure. Pour protéger celle-ci ainsi que le transmetteur optique, deux éclateurs à gaz ont été connectés en parallèle et limitent la tension à leur bornes à 250V.

La pointe est formée par un câble coaxial rigide hyperfréquence, dont l'âme a été remplacée par un fil en tungstène érodé par voie électrochimique, formant ainsi une pointe de rayon r_0 . Ce système de pointe blindée permet de limiter sa capacité et donc la valeur du courant de charge qui apparaît pendant le front de montée de la tension.

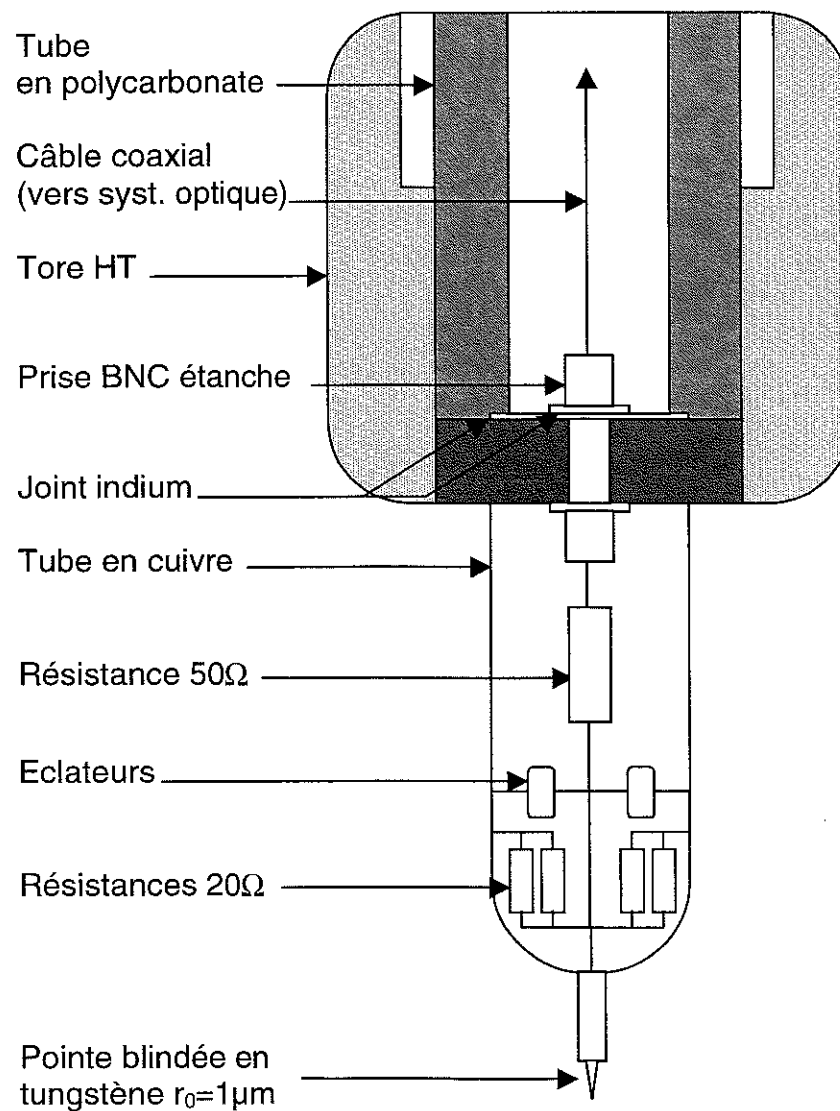


Figure II.13 : Représentation schématique du support de pointe contenant l'impédance de mesure de courant.

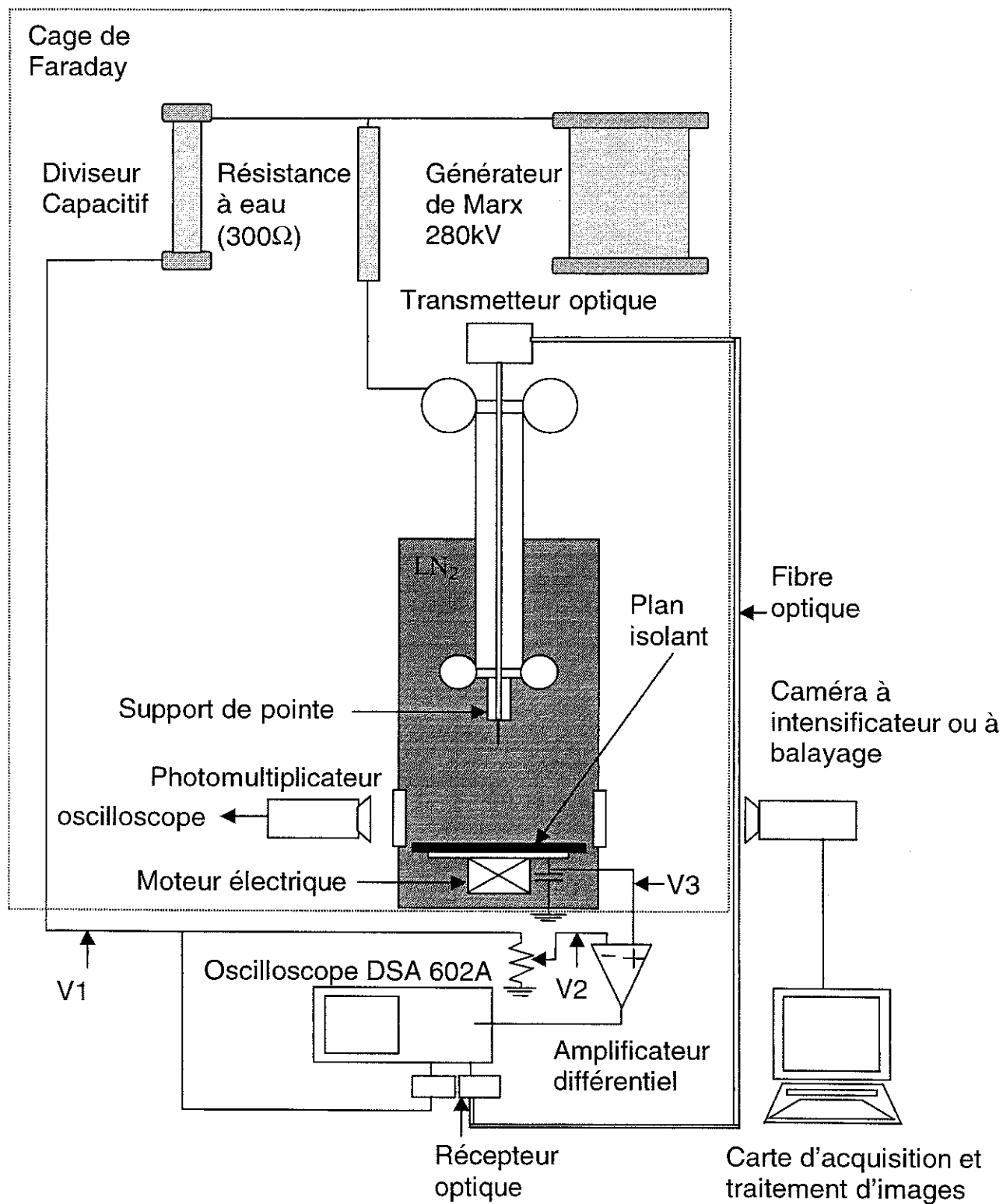


Figure II.14 : Schéma du dispositif expérimental pour l'étude de la propagation des streamers dans l'azote liquide sous impulsions haute tension.

VIII-2.2 Mesure de la charge des streamers

La charge totale d'un streamer est mesurée en utilisant le système différentiel dont le schéma de principe est présenté sur la figure II.14. La capacité de mesure directement connectée à l'électrode plane, constituée de dix capacités de 1nF montées en parallèle, intègre le courant associé à la charge du système d'électrodes pointe-plan, plus le courant transitoire associé à la propagation d'un streamer. La charge du streamer étant faible, sa mesure ne peut être réalisée qu'en éliminant la charge du système d'électrodes. Cette opération est réalisée à l'aide de l'amplificateur différentiel en soustrayant du signal total V_3 une fraction V_2 du signal haute tension V_1 . V_2 est proportionnel à la charge du système d'électrode, et sa valeur doit être ajustée à basse tension pour que le signal de sortie de l'amplificateur différentiel indique zéro en l'absence de streamer. Le système est alors équilibré.

VIII-3 Mesure de la température de la cellule de mesure

La mesure de la température se fait en différents points de la cellule de mesure, grâce à 7 sondes PT 100, présentant une réponse quasiment linéaire entre 65K et 300K. Leur résistance varie suivant la loi $R(T) = 100(1+AT+BT^2)$ avec $A=3.9 \cdot 10^{-3}$ et $B=-6.2 \cdot 10^{-7}$. Ces sondes de température câblées en quatre fils, sont collées directement sur la paroi métallique du cryostat à l'aide de Stycast (colle époxy possédant une conduction thermique de $1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$).

VIII-4 Le générateur d'impulsion haute tension

Les impulsions haute tension sont obtenues à partir d'un générateur de Marx formé de deux étages (figure II.15) et construit au LEMD pendant la thèse. Chaque étage est constitué d'une capacité (C_1 , C_2), d'une résistance de charge (R_1 , R_3 , R_5), d'une résistance de décharge (R_2 , R_4) et d'un éclateur (E_1 , E_2). La forme de l'onde de tension est déterminée par les valeurs des différentes résistances et des capacités constituant le générateur de Marx. Celles indiquées sur la figure II.15 permettent d'obtenir une onde de forme 0,4/1400µs, assurant ainsi une tension pratiquement constante durant la propagation des streamers, et un front de montée rapide. Le générateur de Marx est alimenté par un générateur alternatif 140kV, qui charge les capacités C_1 et C_2 par l'intermédiaire de deux redresseurs 140kV, qui eux-mêmes, déterminent la polarité de l'onde de tension. Une résistance de 300Ω relie le générateur de Marx au cryostat pour limiter le courant de court-circuit lorsqu'un claquage se produit.

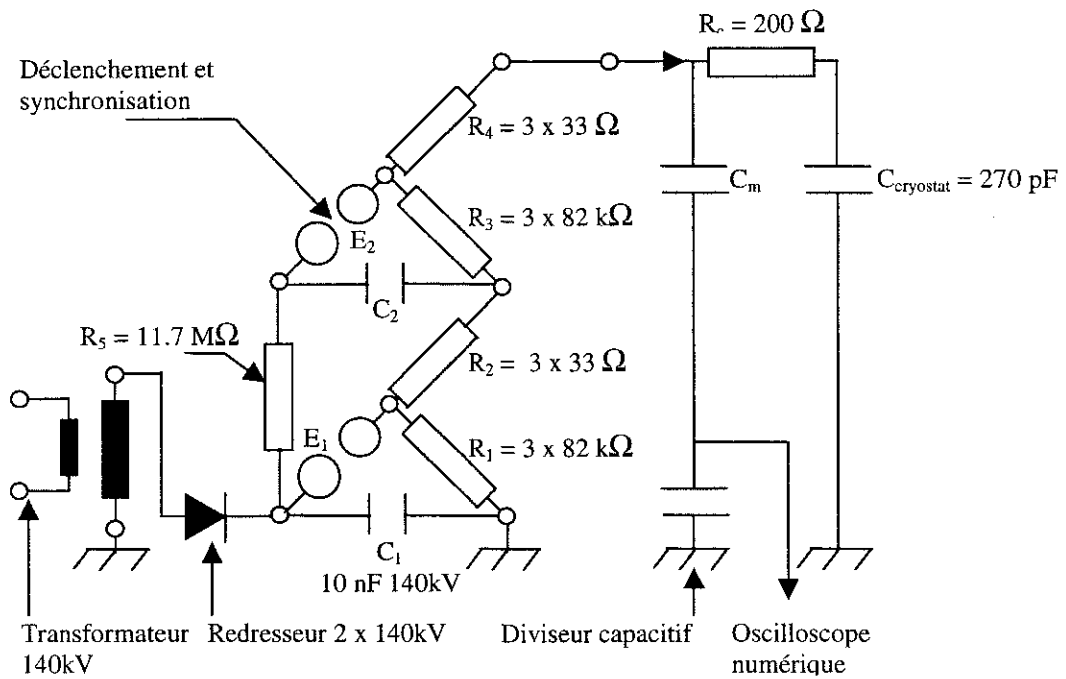


Figure II.15 : Schéma équivalent du générateur de Marx.

VIII-5 Schéma général du dispositif haute tension

Une photographie du dispositif expérimental complet, situé dans une cage de faraday de grande dimensions, se trouve en figure II.16.

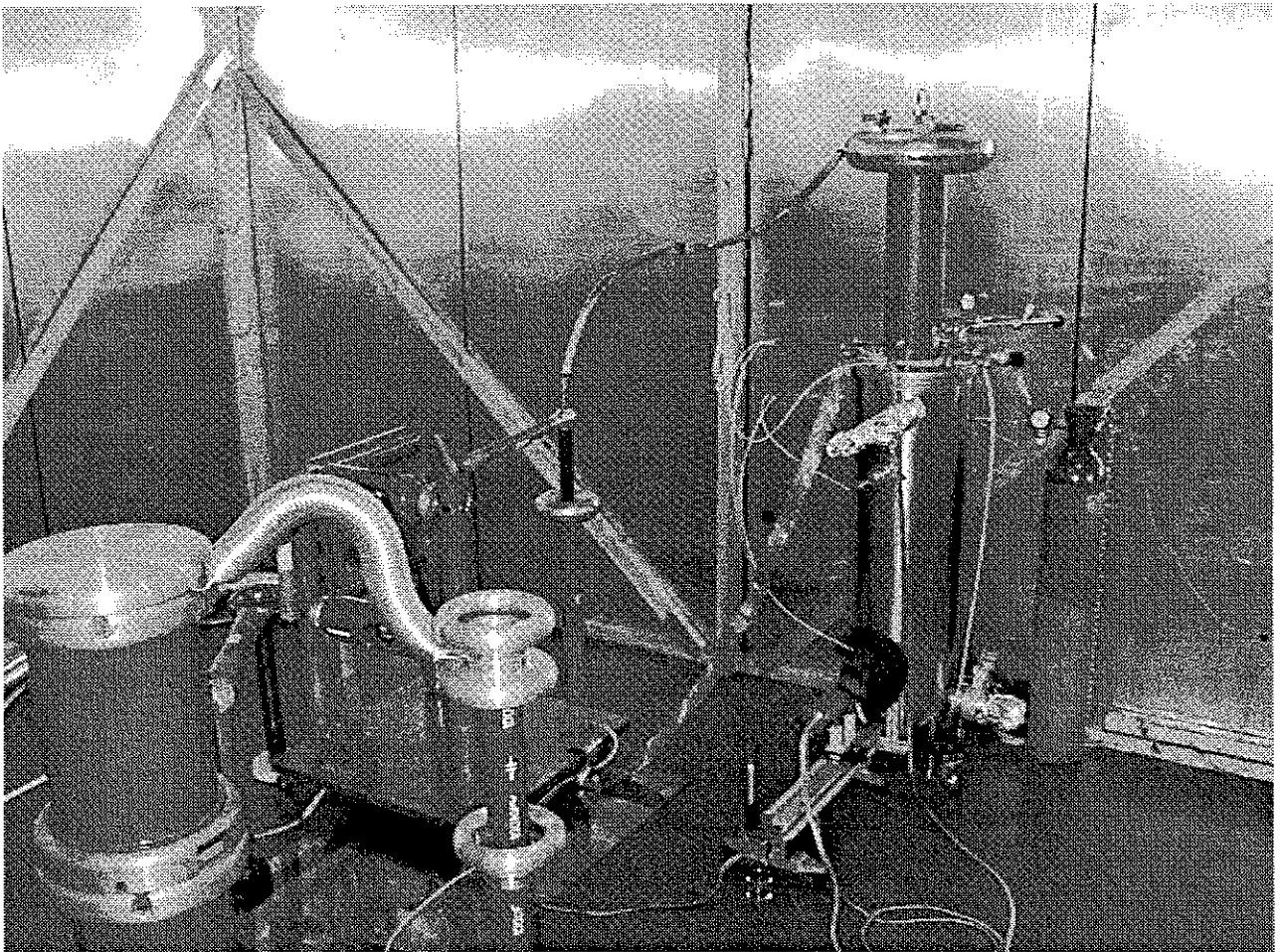


Figure II.16 : Photographie du dispositif expérimental.

IX- Bibliographie

[Comte70] R.R. Comte, « Elements de cryogénie » Edition Masson, 1970

[Lesaint98] O. Lesaint and G. Massala, « Positive streamer propagation in large oil gap : Experimental characterization of propagation modes » IEEE Trans. on Dielect. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 360-370, 1998.

[Rain94] P. Rain and O. Lesaint, « Prebreakdown phenomena in mineral oil under step and ac voltage in large-gap divergent fields » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 1, N°4, pp. 692-701, 1994.

[Richard95] R.N. Richardson, R.G. Scurlock and A.C.R. Tavner, « Cryogenic engineering of high temperature superconductors below 77K », Cryogenics, Vol. 35, pp.387-391, 1995.

[TechIng] Techniques de l'Ingénieur, Cryogénie Livre B2380, B2381, B2382 et B2385

[Tixador95] P. Tixador « les supraconducteurs » Edition Hermes 1995.

Etude des streamers dans
l'azote liquide et conséquences
pour l'isolation électrique sous
haute tension

Etude des streamers dans l'azote liquide et conséquences pour l'isolation électrique sous haute tension

I-Etude des streamers en géométrie pointe-plan à faible distance ($d=3,2\text{mm}$)

I-1 Introduction

La génération et la propagation des streamers sont deux étapes nécessaires pour que le claquage puisse avoir lieu. Des études méthodiques dans les hydrocarbures purifiés ont conduit à une détermination précise des champs d'apparition des streamers négatifs et positifs en géométrie pointe-plan, à faible distance, avec des pointes bien calibrées [Lesaint91,Gournay93]. Dans ces conditions, peu d'expériences ont été réalisées dans l'azote liquide, et les quelques mesures de tension d'apparition des streamers positifs et négatifs sont contradictoires. Nous avons réalisé alors une série d'expérience dans des conditions semblables, mettant à profit un cryostat déjà existant au LEMD pendant la période de conception et de réalisation du cryostat décrit au chapitre 2. Nos objectifs sont la mesure des tensions d'apparition et l'estimation du champ électrique nécessaire à la génération des streamers dans les deux polarités, et la caractérisation de leur propagation de la pointe jusqu'au plan.

Nous présenterons premièrement les techniques expérimentales utilisées. Nous décrirons ensuite la forme des différents types de streamers visualisés dans l'azote liquide ainsi que les signaux de courant et de lumière associés à leur propagation. Nous terminerons par la mesure de leurs tensions de génération.

I-2 Présentation du dispositif expérimental et des méthodes de détection

I-2.1 Dispositif expérimental

Pour mesurer la tension de génération des streamers dans l'azote liquide, nous utilisons un cryostat décrit sur la figure III.1. A l'intérieur de l'enceinte principale se trouve une cellule de mesure en inox, capable de supporter une pression de 0,7MPa. Son refroidissement est assuré par l'intermédiaire d'une entretoise en cuivre fixée sous le réservoir d'azote liquide. Un vide

d'isolement de 10^{-4} mbar est réalisé dans l'enceinte principale, pour limiter les apports de chaleur par conduction à travers le gaz. Toutefois, les pertes thermiques sont telles que la température minimale de la cellule de mesure est de 88K. A cette température, la pression de vapeur saturante de l'azote liquide est de 0,34MPa.

La configuration pointe-plan dans la cellule de mesure est formée d'une pointe en tungstène de $1\mu\text{m}$ de rayon de courbure et d'un plan métallique recouvert d'une couche isolante (plaque de circuit imprimé en fibre de verre imprégnée d'époxy) de 1,5mm d'épaisseur, pour éviter tout risque de claquage lorsqu'un streamer traverse l'espace inter électrode. L'observation des streamers est rendue possible par la présence de deux hublots en quartz de 20mm de diamètre, disposés sur chacun des côtés de la cellule.

Un générateur d'impulsions décrit dans [Lesaint94a] permet d'obtenir des impulsions rectangulaires de front de montée (ou de descente) de l'ordre de 40ns et de durée variable (de 100ns à plusieurs μs). La mesure des courants transitoires associés à la propagation d'un streamer se fait sur la pointe, ce qui nous oblige à appliquer les impulsions de tension sur le plan. Celui-ci est connecté au générateur d'impulsion par un câble coaxial mis en série avec deux résistances pour limiter le courant de court circuit lors d'un claquage et les oscillations apparaissant sur l'onde de tension.

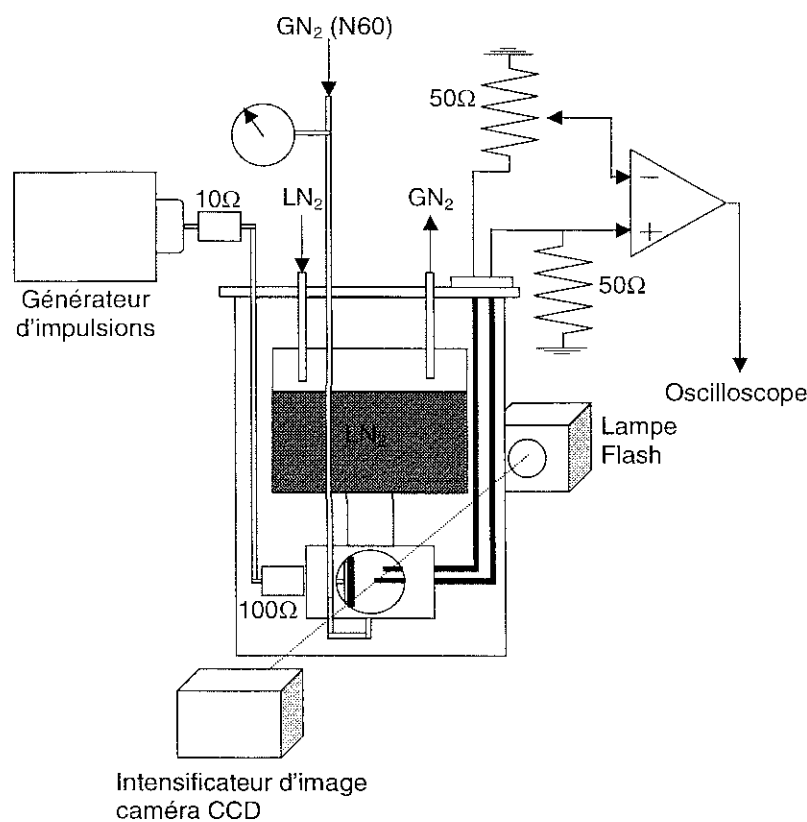


Figure III.1 : Dispositif expérimental pour la mesure des champs de génération des streamers dans l'azote liquide.

I-2.2. Méthodes de détection

La génération d'un streamer à l'extrémité de la pointe provoque une perturbation optique, un courant transitoire et une émission de lumière. Nous disposons donc de trois manières différentes de détecter l'apparition d'un streamer.

- La perturbation optique peut être détectée par la méthode d'ombroscopie décrite dans le chapitre 2, si le montage optique a une résolution de l'ordre du micromètre. Dans cette expérience, une telle résolution n'est pas atteinte, et nous employons cette méthode de manière complémentaire. Elle permet, contrairement aux signaux de courant et de lumière, de distinguer clairement les différents types de streamers qui apparaissent au sommet de la pointe.
- La détection de la lumière est la méthode la plus sensible pour détecter l'apparition d'un streamer. Cependant, cette technique ne pouvant s'employer de pair avec la visualisation par ombroscopie, nous avons déterminé le seuil d'apparition des streamers à partir de la mesure de leur courant transitoire.
- Les courants transitoires associés à la génération des streamers sont souvent faibles et de courte durée. Leur mesure nécessite un système sensible possédant une large bande passante. La technique de mesure que nous employons, décrite dans [Lesaint91], nous oblige à appliquer les impulsions de tension sur le plan, la pointe étant reliée au système de mesure du courant. Pour pouvoir mesurer le courant associé au streamer, il est nécessaire de soustraire du courant total le courant de charge I_c de la pointe. Cette opération s'effectue à l'aide d'un amplificateur différentiel, comme cela est décrit dans [Gournay93]. Le schéma de notre dispositif est représenté sur la figure III.2

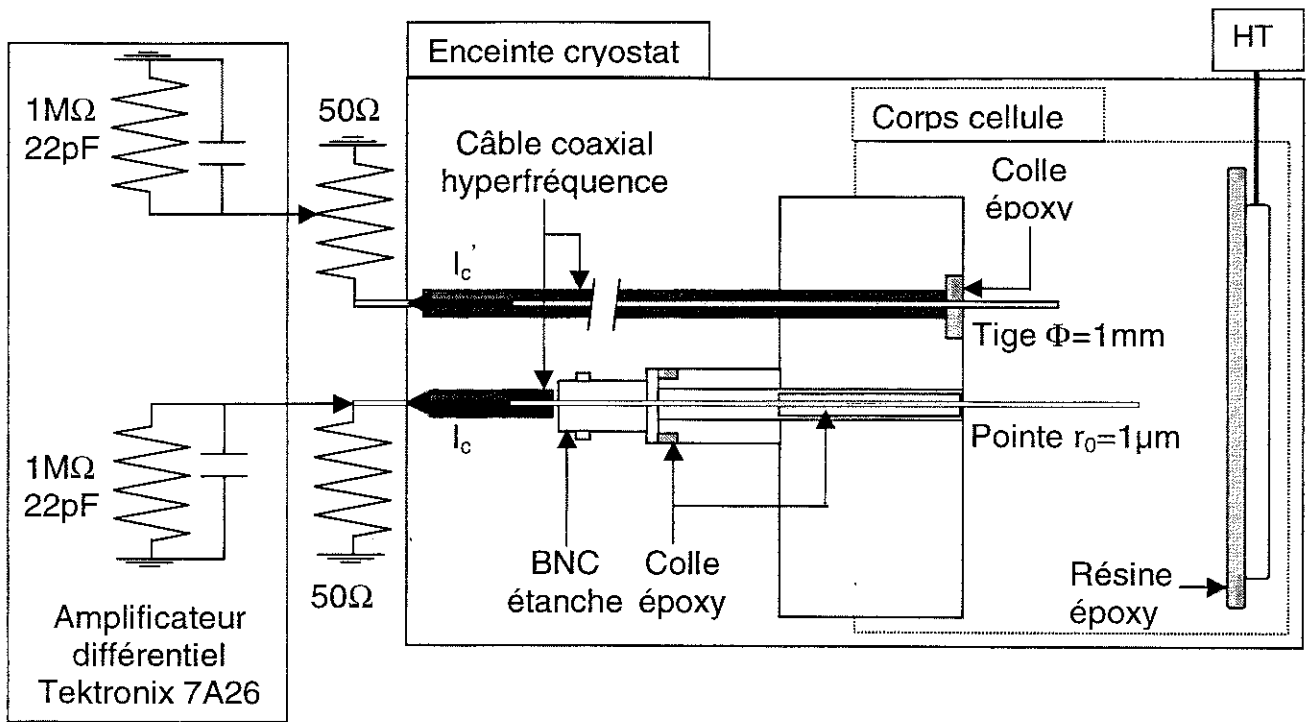


Figure III.2 : Dispositif pour la mesure des courants transitoires associés à la propagation des streamers.

Le dispositif de la figure III.2 comprend deux pointes dont les rayons de courbure sont très différents. La première pointe est érodée par voie électrochimique jusqu'à ce que son rayon de courbure atteigne $r_0=1\mu\text{m}$. La deuxième est une tige métallique en laiton d'1mm de diamètre dont l'extrémité est arrondie, de façon à ce que son rayon soit très supérieur à r_0 . Ainsi aucun streamer ne pourra être généré au sommet de cette tige, même pour les tensions maximales appliquées. La mise sous pression de la cellule de mesure reste possible par l'utilisation de passages électriques étanches au niveau de la pointe et de la tige (prise BNC étanche et colle époxy spécifique).

Pendant le front de montée de l'impulsion de tension, le courant de charge circulant dans la tige I_c' est proportionnel au courant de charge I_c circulant dans la pointe. Pour mesurer le courant I_s associé à un streamer, on soustrait au courant total $I_p=I_s+I_c$ une fraction du courant de charge $\alpha I_c'$ telle que $\alpha I_c'=I_c$. L'équilibrage du dispositif est réalisé à basse tension (pour éviter la génération d'un streamer) de telle manière que $I_p-\alpha I_c'=I_c-\alpha I_c'=0$.

A l'intérieur comme à l'extérieur du cryostat, les signaux électriques circulent dans des câbles coaxiaux d'impédance caractéristique 50Ω . La longueur de chacune des lignes est identique, pour éviter tout déphasage entre les signaux provenant de la pointe et de la tige. A l'intérieur du cryostat

nous avons utilisé des câbles hyperfréquence apportant un excellent blindage. Ce système nous permet de détecter des courants dont l'amplitude minimale est de l'ordre de $200\mu\text{A}$ avec une bande passante de 20MHz.

I-3 Forme, signaux de courant et de lumière associés à la propagation des streamers

I-3.1 Streamers négatifs

En polarité négative, de 5 à 30kV on observe uniquement des streamers lents subsoniques ressemblant à des « buissons » (figure III.3a). Les signaux de courant et de lumière associés sont formés par une succession de pics très brefs, comme le montre la figure III.3b. Le premier pic de courant sur la figure III.3b correspond au courant de charge de notre cellule (montage différentiel non utilisé pour cette mesure). La propagation des streamers négatifs est très difficile puisque qu'aucun d'entre eux ne peut atteindre le plan isolant pour une tension de 30kV.

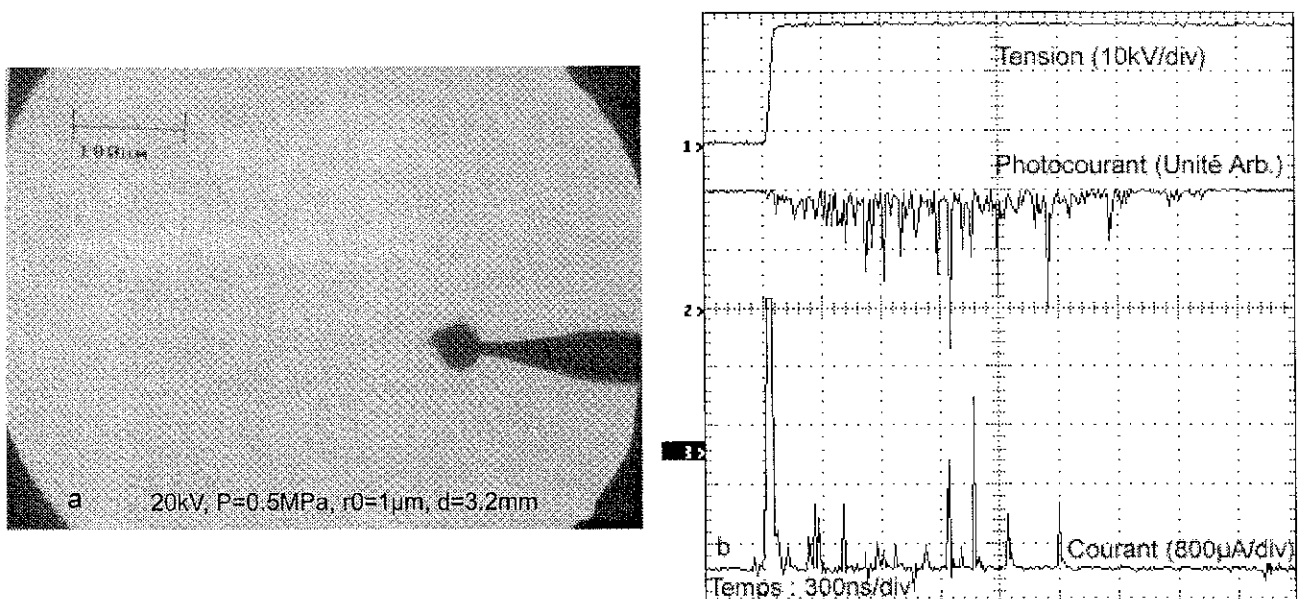


Figure III.3: a) : Photographie d'un streamer négatif dans l'azote liquide, obtenue par la méthode d'ombroscopie, b) : signaux de courant et de lumière associés ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3.2\text{mm}$, 20kV, 0.5MPa).

I-3.2 Streamers positifs

En polarité positive, on distingue deux types de streamers. A basse tension, les streamers sont semblables à ceux obtenus en polarité négative, et les signaux associés à leur propagation sont

similaires à ceux représentés sur la figure III.3b. Lorsqu'on augmente progressivement la tension, des streamers filamenteux rapides formés par une ou deux branches commencent à apparaître (figure III.4a). Leur nombre augmente lorsque la tension croît, ou lorsque la pression diminue. Comparés aux streamers lents en « buissons », les courants associés à la propagation des streamers filamenteux (figure II.4b) sont plus élevés ($>100\text{mA}$), et une parfaite corrélation existe avec les signaux de lumière.

A l'instant t_0 , le streamer filamenteux est généré au sommet de la pointe et commence à se propager en direction du plan isolant. t_0 est pris arbitrairement au milieu du front de montée du créneau de tension (figure III.4b). A l'instant t_b , le streamer touche le plan isolant (figure III.4b). Une impulsion de courant, dont l'amplitude peut atteindre 200mA , apparaît alors ainsi que la ré-illumination des principaux filaments du streamer. Suivant les conditions de tension et de pression, d'autres ré-illuminations peuvent se produire comme le montre la présence d'autres impulsions de courant après t_b . Le retard d'environ 40ns , mesuré entre le signal de courant et le signal de lumière, est inhérent à l'expérience et correspond au temps de transit des électrons à l'intérieur du photomultiplicateur.

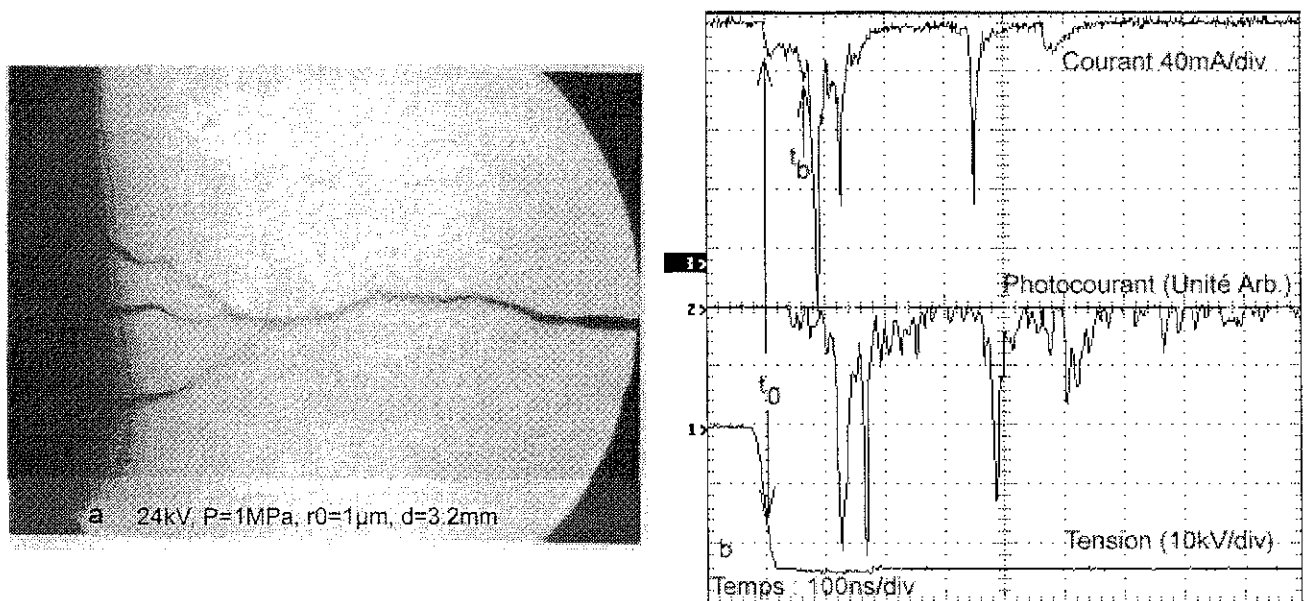


Figure III.4 : a) :Photographie d'un streamer filamenteux se propageant dans l'azote liquide obtenue par la méthode d'ombroscopie, b) : signaux de courant et de lumière associés à sa propagation ($r_0=1\mu\text{m}$, d=3,2mm, 24kV, 1MPa).

I-4 Définition et mesure de la tension de génération V_g

L'apparition des streamers est un phénomène statistique, et leurs tensions de génération V_g sont définies à partir des courbes de probabilité d'apparition en fonction de la tension.

Ces courbes sont obtenues en comptabilisant (à tension et pression fixes), le nombre de streamers générés au cours de 30 impulsions de tension. L'apparition des streamers est détectée par la mesure des courants transitoires, et la distinction entre un streamer lent « buisson » et un streamer rapide filamenteux est obtenue par visualisation. De manière arbitraire, nous définissons la tension de génération V_g comme la tension pour laquelle la probabilité d'apparition est de 50%.

I-4.1 Polarité négative

La figure III.5 représente la probabilité d'apparition des streamers négatifs en fonction de la tension pour différentes pressions. Dans cette polarité, nous n'observons que des streamers sous forme de « buissons ». Leur probabilité d'apparition passe de 0 à 100% sur une faible plage de tension, ce qui permet une bonne définition de V_g . V_g est égale à 6,8kV à 0,3Mpa et ne varie peu lorsque la pression hydrostatique augmente (10kV à 3Mpa).

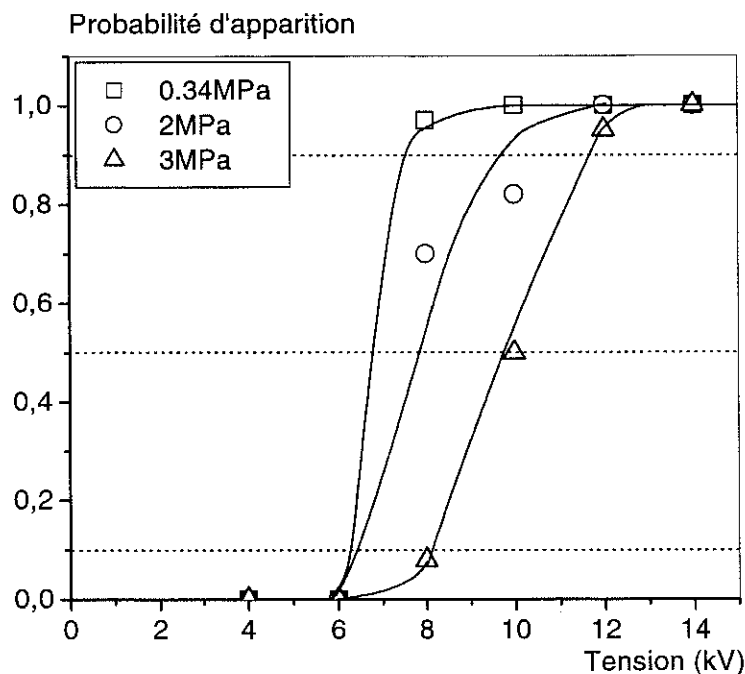


Figure III.5 : Probabilité d'apparition des streamers « buissons » en polarité négative ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$).

La plage de tension pour laquelle on passe d'une probabilité d'apparition de 0 à 100% augmente avec la pression, comme dans les hydrocarbures.

I-4.2 Polarité positive

La figure III.6 représente la probabilité d'apparition des streamers positifs en fonction de la tension. A faible tension, nous observons principalement des streamers lents en « buissons ». Lorsque la tension croît la proportion de streamers filamenteux augmente. Lorsque la pression croît, la génération des streamers « buissons » et filamenteux devient plus difficile (leur probabilité d'apparition diminue)

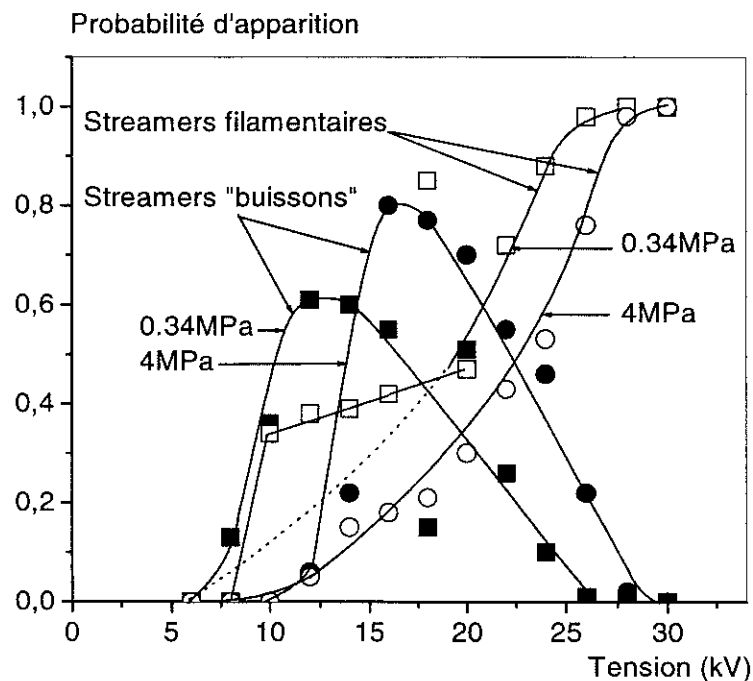


Figure III.6 : Probabilité d'apparition des streamers « buissons » et filamenteux en polarité positive ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$).

Sur la figure III.6, les points expérimentaux obtenus pour une pression de 0,34Mpa sont très dispersés. Nous attribuons cela à la présence de bulles de gaz dans la cellule de mesure. A 88K et 0,34Mpa, l'azote liquide se trouve sur la courbe de vapeur saturante et la génération de petites bulles de vapeur est facilitée, voir spontanée. Leur apparition pourrait faciliter celles des streamers. La figure III.6 montre qu'il est nécessaire d'accroître la tension de 20kV pour passer d'une probabilité de 0 à 100% de streamers filamenteux. Dans ces conditions la détermination d'un

« seuil d'apparition » a peu de sens. Ceci est probablement relié au rayon de courbure de la pointe utilisée, comme nous allons le décrire ci-dessous.

I-4.3 Influence du rayon de courbure de la pointe : comparaison avec les hydrocarbures

Dans les hydrocarbures, l'influence de r_0 sur la génération des streamers positifs montre l'existence d'un rayon de courbure critique r_c [Gournay93]. Pour $r_0 < r_c$, on observe des streamers « buissons » et des streamers filamenteux dont les seuils d'apparition sont parfaitement distincts (figure III.7). Les streamers « buissons » apparaissent à partir d'une tension U_g qui croît avec le rayon de courbure, alors que les streamers filamenteux apparaissent à partir d'une tension seuil de propagation U_f nettement supérieure à U_g , et dont la valeur est constante tant que r_0 est inférieur à r_c . Lorsque $r_0 > r_c$, seuls des streamers filamenteux sont observés, et leur tension de génération croît avec le rayon de courbure r_0 . Lorsque r_0 est proche de r_c , les probabilités d'apparition des streamers « buissons » et filamenteux ont une allure semblable à celles mesurées dans l'azote liquide (figure III.6). Cela suggère donc que r_c dans l'azote liquide est proche de $1\mu\text{m}$ (rayon de la pointe dans notre expérience).

Dans ces conditions, la tension de génération globale des streamers positifs peut être obtenue en additionnant la probabilité d'apparition des streamers « buissons » et des streamers filamenteux (figure III.8). A $0,34\text{MPa}$, la tension de génération des streamers positifs est égale à $9,3\text{kV}$ et elle augmente jusqu'à 14kV à 4MPa .

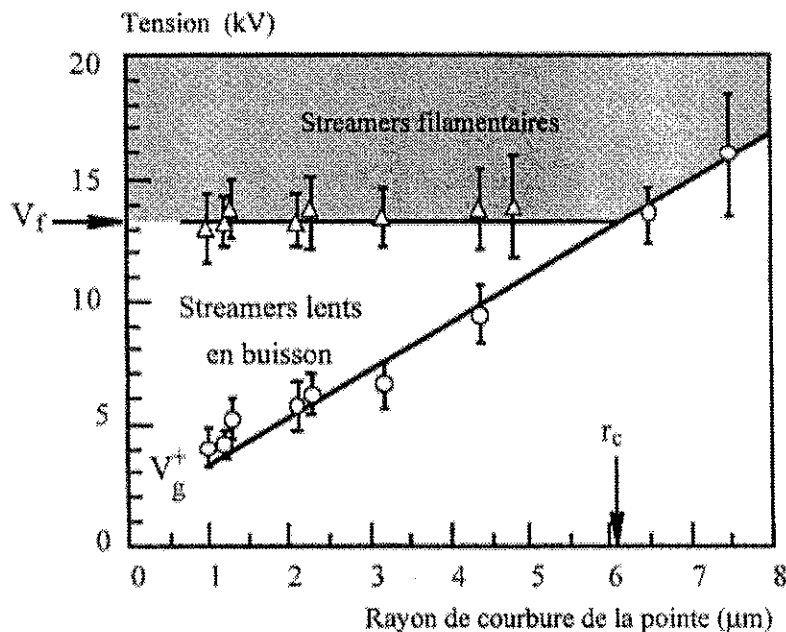


Figure III.7 : Evolution des tensions d'apparition des streamers positifs dans le cyclohexane en fonction du rayon de courbure de la pointe [Gournay 93].

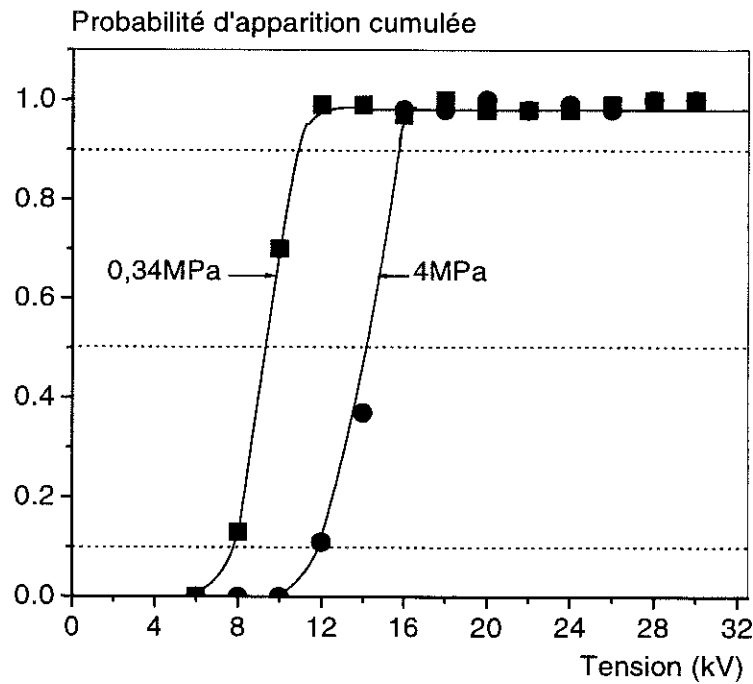


Figure III.8 : Probabilité d'apparition cumulée des streamers positifs « buissons » et filamentaire pour une pression de 0,34 et 4Mpa ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$).

I-4.4 Champ de génération des streamers dans l'azote liquide

Les champs de génération des streamers peuvent être calculés en utilisant l'approximation hyperboloïde plan définie au chapitre 1.

En polarité négative, le champ de génération des streamers « buissons » est de 14MVcm^{-1} à 0,34MPa. Cette valeur est proche du champ seuil d'apparition d'une décharge couronne dans l'azote liquide sous tension continue dans des conditions semblables (entre 8 et 11MVcm^{-1}) [Takahashi75, Hernandez94]. Le champ de génération des streamers négatifs augmente de 14MVcm^{-1} à 20MVcm^{-1} lorsque la pression croît de 0,34MPa à 3MPa.

En polarité positive, on trouve que E_g croît de 20MVcm^{-1} à 30MVcm^{-1} lorsque la pression croît de 0,34MPa à 4MPa. Ces champs électriques sont très élevés mais sont en accord avec ceux déterminés par Sibillot dans l'azote liquide sous impulsion de tension [Sibillot75].

I-5 Vitesse de propagation des streamers

La vitesse moyenne de propagation est obtenue en photographiant les streamers avec différents temps de retard t_r . L'origine des temps t_0 est prise pendant le front de montée de l'impulsion haute tension (figure III.3b). La pente de la courbe représentant les longueurs l des streamers en fonction du temps t_r donne leur vitesse de propagation. L'incertitude sur les mesures de longueurs l dépend principalement de la valeur du temps d'exposition t_e des photographies. Plus t_e est court et plus la mesure de l_s est précise. En contrepartie, la quantité de lumière reçue par le tube intensificateur d'image est faible, et la qualité des images devient mauvaise. Un compromis a été trouvé en fixant un temps d'exposition de 40ns.

I-5.1 Vitesse de propagation des streamers « buissons »

Les vitesses de propagation des streamers « buissons » sont semblables quelle que soit la polarité de la pointe. Leur vitesse est généralement comprise entre 200 et 400ms⁻¹, ce qui en fait des phénomènes subsoniques comparables à ceux rencontrés dans la plupart des hydrocarbures [Gournay93, Sakamoto80, Yamashita88].

I-5.2 Vitesse de propagation des streamers filamenteux

I-5.2.1 Influence de la tension sur la vitesse de propagation des streamers filamenteux

La figure III.9 représente les longueurs $l(t_r)$ des streamers filamenteux mesurées à 0,34MPa pour 16kV, 22kV et 28kV. Chaque point est la moyenne de 15 mesures obtenues à tension et pression fixes.

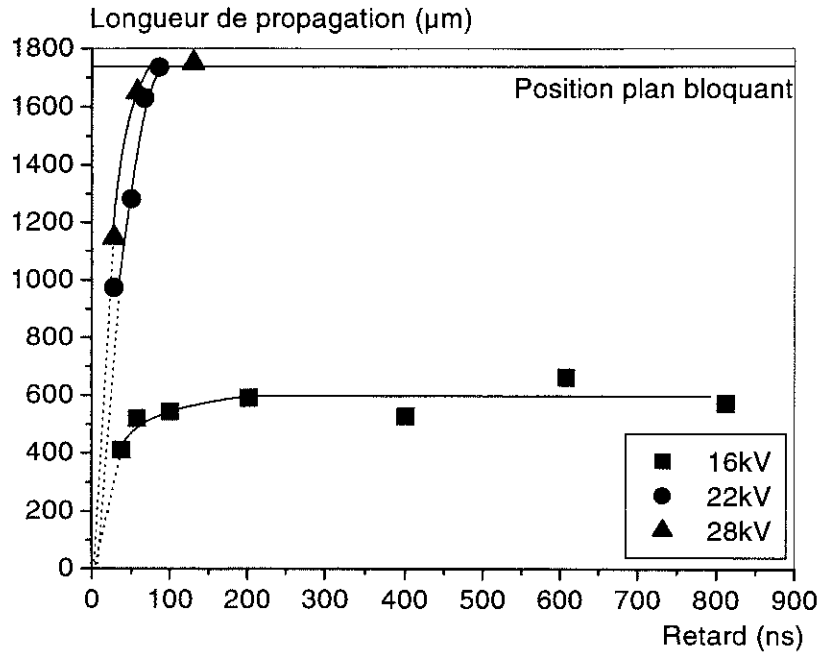


Figure III.9 : Longueurs des streamers filamenteux en fonction du temps de retard t_r pour plusieurs valeurs de tension à 0,34MPa. ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$).

Pour les temps de retard t_r inférieurs à 40ns, la mesure des longueurs de propagation des streamers filamenteux était impossible car le temps d'ouverture minimum de notre caméra t_e était aussi de 40ns. Les vitesses de propagation des streamers filamenteux pour différentes tensions ont été estimées à partir des pentes des courbes en pointillés (figure III.9).

A 16 kV, la vitesse de propagation est d'environ 10kms^{-1} et d'environ 30kms^{-1} à 28kV. Avec des distances aussi faibles entre électrodes, la mesure des longueurs d'arrêt l_s des streamers filamenteux n'est possible que pour les tensions les plus faibles ($l_s=500\mu\text{m}$ à 16kV). Avec le cryostat décrit dans le chapitre 2, des distances de 80mm pourront être atteintes et la mesure des longueur d'arrêt sera réalisable sur une large gamme de tension.

I-5.2.2 Influence de la pression sur la vitesse de propagation des streamers filamenteux

La figure III.10, représente les longueurs $l(t_r)$ des streamers filamenteux mesurées à 16kV pour plusieurs valeurs de pression. Chaque point de mesure est obtenu de manière identique à la figure III.9.

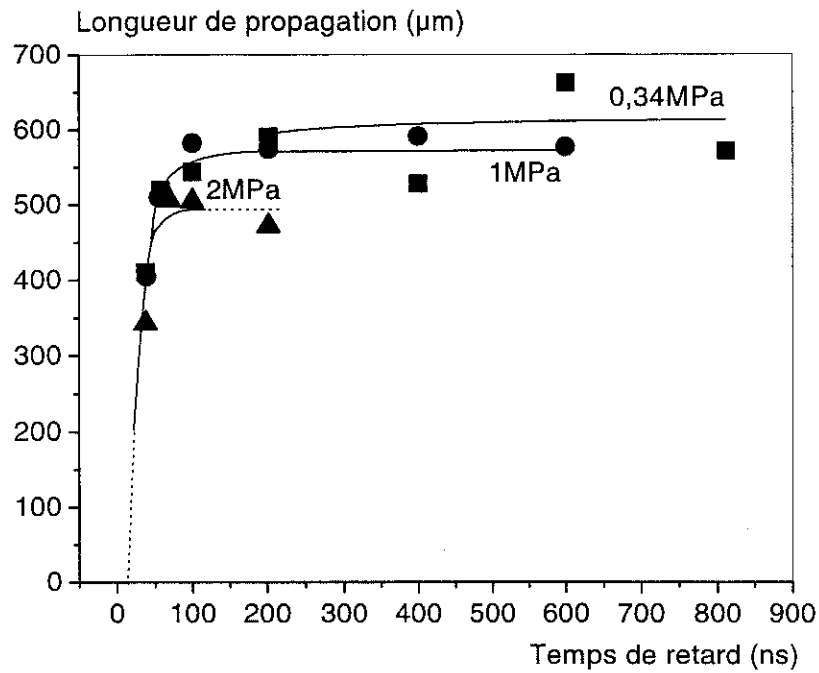


Figure III.10 : Longueur de propagation des streamers filamenteux en fonction du temps de retard t_r pour plusieurs valeurs de pression ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$, 16kV).

On observe qu'une augmentation de la pression jusqu'à 2MPa n'a pas beaucoup d'influence, ni sur leurs longueurs d'arrêt, ni sur leurs vitesses de propagation (figure III.10 et III.11). Ces dernières sont toujours très élevées, de l'ordre de 5 à 10kms^{-1} .

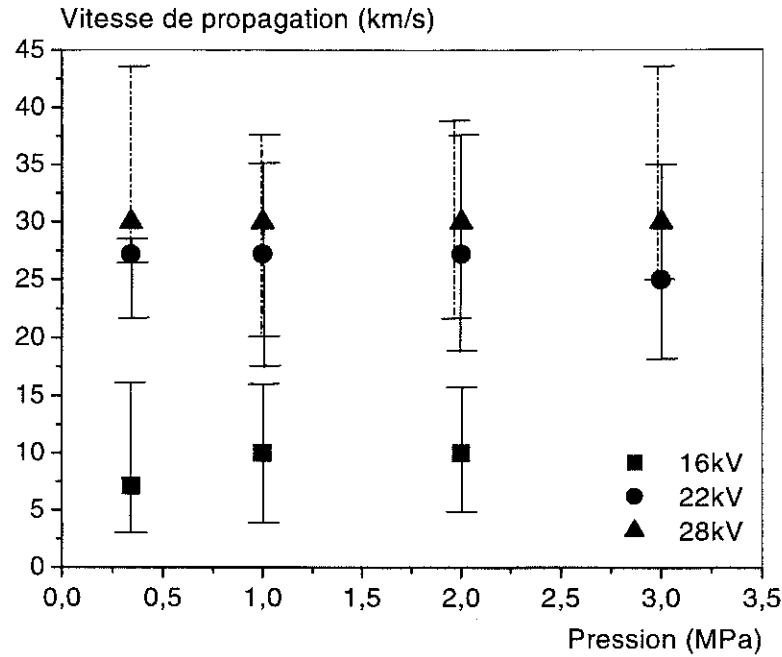


Figure III.11 : Vitesses moyennes des streamers filamenteux dans l'azote liquide en fonction de la pression hydrostatique, pour différentes valeurs de la tension appliquée ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$)

Les barres d'erreurs de la figure III.11 représentent la dispersion élevée des résultats. Celle-ci provient en partie du temps d'exposition t_e long (40ns) comparé au temps de propagation d'un streamer filamenteux, de la pointe jusqu'au plan isolant ($t_b - t_0 = 70\text{ns}$).

La figure III.12 montre qu'un accroissement de la pression hydrostatique de 0,3 à 6MPa provoque une diminution du nombre des impulsions de courant détectées après t_b , et une légère baisse de l'amplitude du premier pic observé à $t=t_b$. Cependant, le temps de traversée $t_b - t_0$ correspondant au temps mis par un streamer filamenteux pour traverser l'espace inter électrode, n'est pas affecté par la pression. On en déduit comme précédemment que la vitesse des streamers filamenteux ne varie pas de 0,3 à 6MPa.

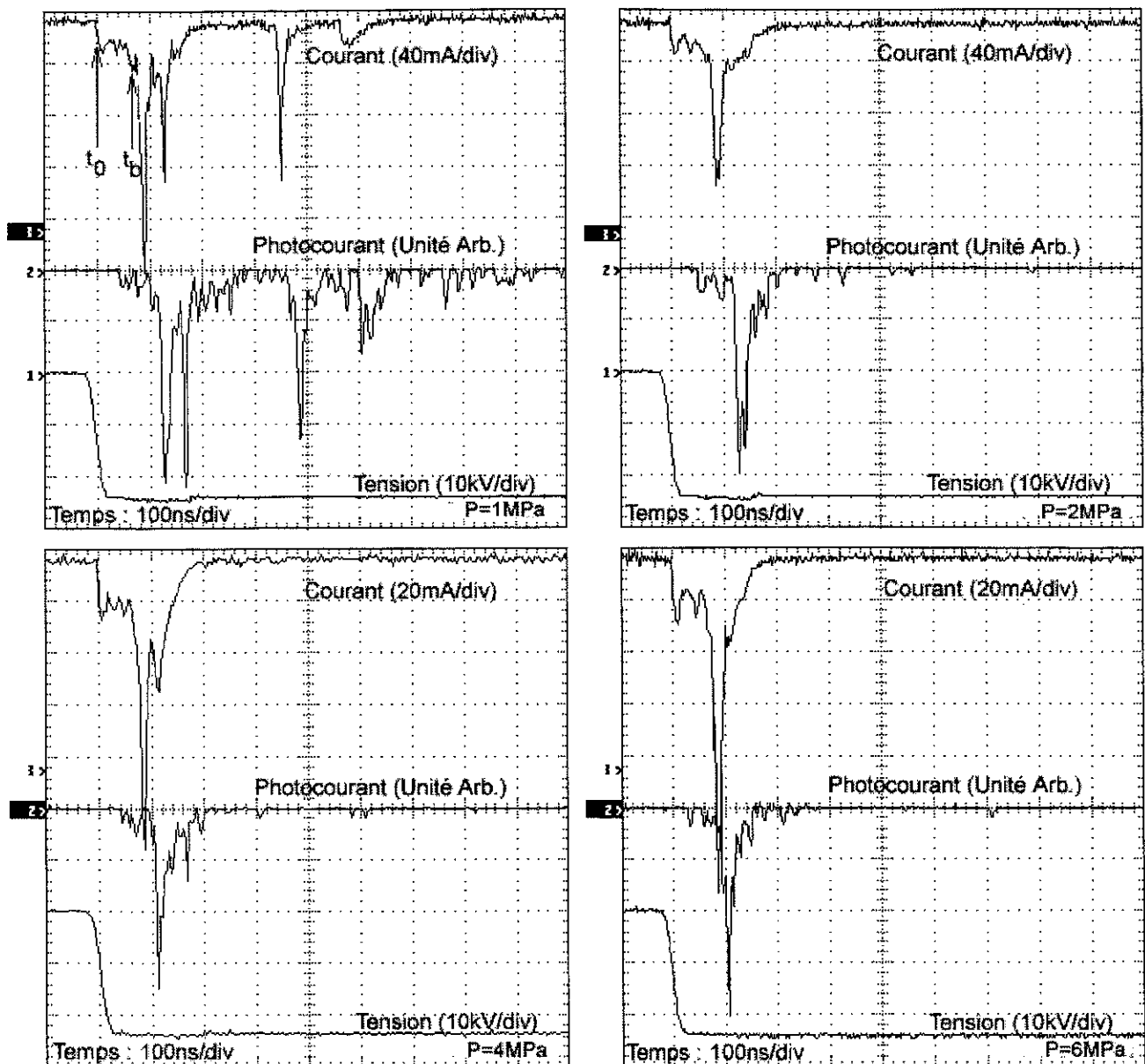


Figure III.12 : Evolution du courant associé à la propagation d'un streamer filamentaire positif en fonction de la pression ($r_0=1\mu\text{m}$, $d=3,2\text{mm}$, 24kV).

I-6 Discussion : Comparaison avec les hydrocarbures à faible distance

I-6.1 Forme et vitesse de propagation des streamers

Dans des conditions expérimentales similaires (pression, tension, distance), les caractéristiques des streamers « buissons » dans l'azote liquide (forme, vitesse et signaux de courant ou de lumière) sont semblables à celles observées dans la plupart des hydrocarbures [Lesaint88, Lesaint94, Top99Th].

A l'inverse, les streamers filamenteux présentent un comportement très différent de ceux observés notamment dans l'huile minérale. Ils sont constitués par une ou deux branches, alors que dans l'huile minérale les streamers filamenteux sont très ramifiés. Leur vitesse de propagation est comprise entre 5 et 40 km s⁻¹, ce qui est environ 10 fois plus élevé que dans l'huile minérale [Chadband80, Top99Th] (pour des tensions inférieures à la tension de claquage V_b). Des formes et des vitesses de propagation similaires sont observées dans les liquides chlorés [Sakamoto80] ou, dans l'huile minérale dans le cas de fortes surtensions ($V > 2V_b$).

I-6.2 Rayon critique et champ de génération des streamers positifs

Une description détaillée de la génération des streamers positifs a permis de mettre en évidence dans les hydrocarbures, l'existence d'un rayon de courbure critique r_c décrit au chapitre 1 § III.3.3 [Gournay93, Yamashita98] : cyclohexane ($r_c=6\mu\text{m}$), pentane ($r_c=3,5\mu\text{m}$) et huile minérale ($r_c=2\mu\text{m}$). Dans l'azote liquide l'allure des courbes de probabilité d'apparition des streamers positifs nous a permis d'estimer r_c à $1\mu\text{m}$.

Les champs de génération calculés dans l'approximation hyperboloïde [coelho71] sont compris entre 20 MV cm⁻¹ et 30 MV cm⁻¹ lorsque la pression augmente de 0,34 MPa à 3 MPa. Les champs de génération dans les hydrocarbures sont nettement inférieurs ($\leq 10 \text{ MV cm}^{-1}$). Dans l'huile minérale avec une pointe $r_0=1\mu\text{m}$ ce champ est de 8,5 MV cm⁻¹ [Top99Th], ce qui est deux fois plus faible que dans LN₂.

Une telle différence pourrait s'expliquer par la nature du liquide. Dans l'huile minérale, on trouve une grande quantité de molécules aromatiques dont le niveau d'ionisation est faible. Il a été montré que de telles molécules (par exemple le pyrène, dont le potentiel d'ionisation est de 7,5 eV) provoque une diminution sensible des tensions d'apparitions [Lesaint00]. Dans l'azote gazeux, le premier niveau énergétique de la molécule ionisée N₂⁺ est de 15,6 eV. En supposant que la génération des streamers positifs est due à un mécanisme d'ionisation de champ, il apparaît cohérent d'appliquer un champ plus intense dans l'azote liquide que dans l'huile minérale, pour générer un streamer.

I-6.3 Influence de la pression sur la propagation

L'étude de la dynamique des streamers mono filamenteux dans le pentane par Gournay et al. [Gournay94, Lesaint94] a permis d'une part, de révéler leur nature gazeuse, et d'autre part de

montrer que leur arrêt peut être causé suivant les conditions, par la chute de potentiel le long du canal gazeux, ou par son implosion mécanique lorsque la pression est importante.

L'influence de la pression P_∞ , qui provoque la disparition progressive des ré-illuminations dans nos expériences, prouve la nature gazeuse des filaments de streamers. Leur durée de vie τ est déterminée par l'inertie du liquide [Gournay94], et le modèle de Rayleigh, décrivant l'implosion d'une cavité sphérique vide soumise à P_∞ , permet son estimation. En supposant que les phases d'expansion et d'implosion de la cavité sont symétriques, τ est donnée par l'équation III.1.

$$\tau = 1,83R_m \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}} \quad \text{Equation III.1}$$

Dans cette expression R_m est le rayon maximum atteint par la cavité gazeuse, P_∞ la pression à l'infini et ρ_∞ la densité du liquide à la température et à la pression considérées.

A partir du modèle de Rayleigh, on peut comprendre qualitativement et quantitativement pourquoi la pression hydrostatique n'a pratiquement aucune influence sur la propagation des streamers filamenteux.

En prenant pour référence la photographie de la figure III.4a, nous pouvons estimer le rayon maximum R_m d'un filament de streamer se propageant sous 1MPa dans l'azote liquide à 20 μ m. D'après le modèle de Rayleigh, sa durée de vie est d'environ 1 μ s, ce qui est très largement supérieur au temps de propagation du streamer de la pointe au plan ($t_b=70$ ns). La représentation de ces temps caractéristiques sur la figure III.13 indique clairement que le streamer touche le plan isolant pendant sa phase d'expansion. La pression régnant à l'intérieur d'un filament à cet instant est donc bien supérieure à celle du liquide.

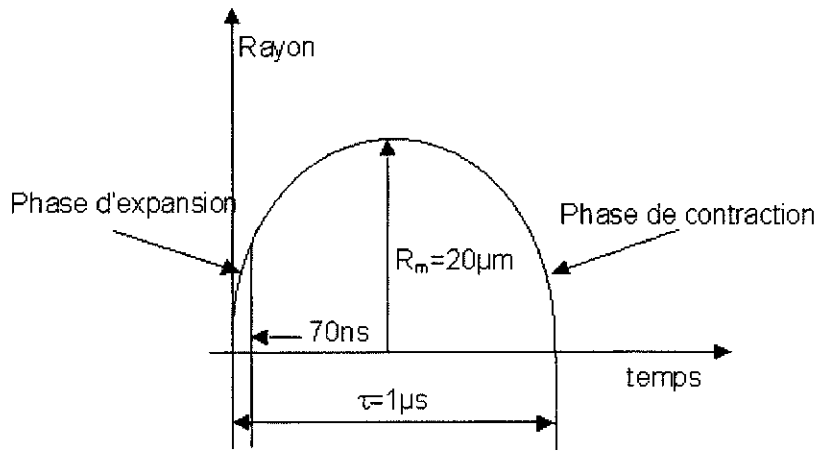


Figure III.13 : Evolution du rayon d'un filament gazeux de streamer $R(t)$ dans LN_2 suivant la dynamique de Rayleigh.

La détermination de la pression à l'intérieur du streamer de rayon R au bout d'un temps t nécessite la résolution de l'équation différentielle proposée par Rayleigh et décrite ci-dessous :

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{2P_\infty}{3\rho_\infty} \left(\left(\frac{R_m}{R}\right)^3 - 1 \right)$$

Sa résolution se fait numériquement en fixant pour condition initiale la valeur du rayon R égale à R_m [AitkenTh96], dont la valeur peut être calculée en supposant que toute l'énergie électrique E injectée dans la décharge sert à vaporiser le liquide. Le nombre de mole N crée par évaporation du liquide est donnée par l'équation II.2

$$E = N \left[L_v + \int_{T_{liq}}^{T_{eb}} C_p dT \right] \quad \text{Equation III.2}$$

Dans cette équation T_{liq} et T_{eb} représentent la température du liquide dans lequel se propage le streamer et la température d'ébullition du liquide à P_∞ . L_v est la chaleur latente de vaporisation de l'azote liquide (198.3 kJkg^{-1}).

En supposant qu'un streamer est un canal cylindrique de longueur L en équilibre de pression avec P_∞ quand $R=R_m$, nous en déduisons la valeur de $R_m = \sqrt{\frac{NRT}{PL\pi}}$. Le courant i_s circulant pendant la

propagation des streamers filamenteux est quasiment constant (24mA) et indépendant de la pression hydrostatique. Pour une tension de 24kV et une durée $t_b=70\text{ns}$, $E=V_i t_b= 40.3\mu\text{J}$.

Pour la longueur $L=1,7\text{mm}$ (distance pointe plan en époxy), correspondant à $t=t_b$, les valeurs de R_m obtenues pour différentes pressions P_∞ ainsi que les durées de vie τ correspondantes sont reportées dans le tableau III.1.

A l'aide de ces valeurs et de la dynamique d'une bulle selon le modèle de Rayleigh exprimé sous forme adimensionnelle $R^*(T^*)$ (figure III.14), nous pouvons calculer l'évolution du rayon $R(t)$ d'un canal de streamer pour différentes valeurs de la pression hydrostatique (figure III.15).

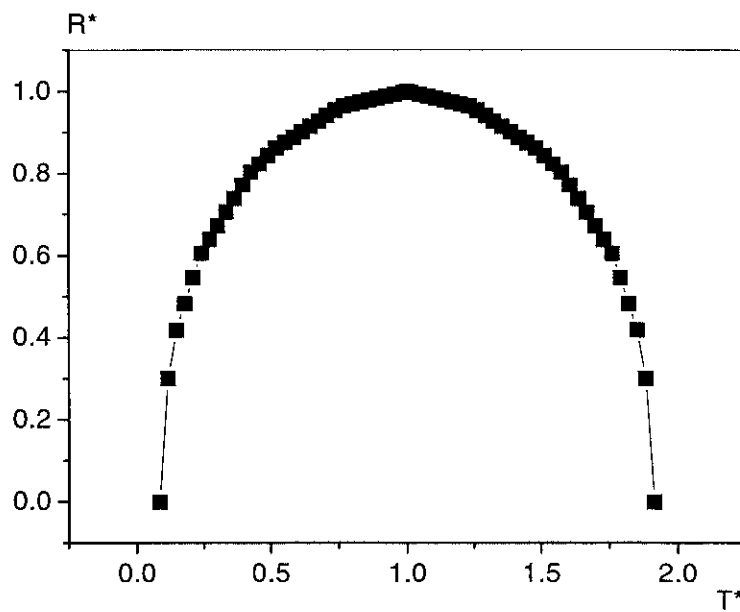


Figure III.14 : Evolution de R^* en fonction de T^* $\left(R^* = \frac{R(t)}{R_m}, T^* = \frac{t}{R_m \sqrt{\frac{\rho_\infty}{P_\infty}}} \right)$

P_∞ (MPa)	T_{eb} (K)	E (μJ)	L (mm)	R_m (μm)	τ (μs)
0,34	88	40,3	1,75	53,3	4,57
1	103	40,3	1,75	31,1	1,55
2	115	40,3	1,75	21,8	0,77
3	123	40,3	1,75	17,5	0,51

Tableau III.1 : Rayons maximums R_m et durée de vie τ des streamers filamenteux dans l'azote liquide pour différentes pressions hydrostatiques.

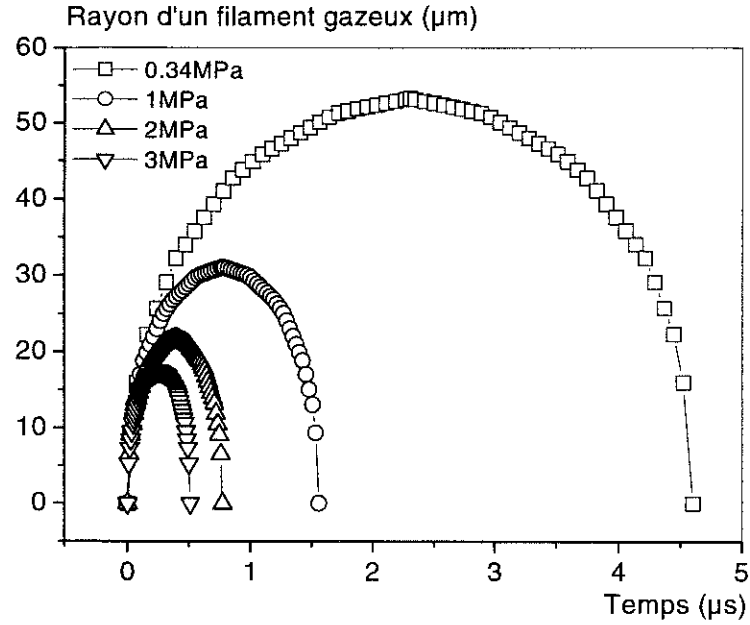


Figure III.15 : Evolution du rayon $R(t)$ d'un streamer filamentaire dans l'azote liquide pour différentes pressions hydrostatiques ($E=40.3\mu\text{J}$, $T_{\text{liq}}=88\text{K}$).

Pour $t=t_b=70\text{ns}$ nous pouvons déterminer la valeur de R à l'instant t_b à l'aide des courbes de la figure III.15. Le nombre de mole N contenu dans le canal étant constant, le volume de gaz calculé à partir de $R(t_b)$ permet, en utilisant l'équation des gaz parfaits, d'obtenir la pression minimale dans le streamer P_s à l'instant t_b . Les valeurs que nous obtenons sont reportées dans le tableau III.2.

P_{∞} (MPa)	T_{eb} (K)	E (μJ)	R_m (μm)	τ (μs)	t_b (ns)	$R(t_b)$ (μm)	$P_s(t_b)$ (MPa)
0,34	88	40,3	53,3	4,57	70	14,6	4,5
1	103	40,3	31,1	1,55	70	14,4	4,7
2	115	40,3	21,8	0,77	70	13,4	5,3
3	123	40,3	17,5	0,51	70	12,3	6,11

Tableau III.2 : Pression régnant dans un streamer filamentaire se propageant dans l'azote liquide au bout d'un temps $t_b=70\text{ns}$ (modèle de Rayleigh).

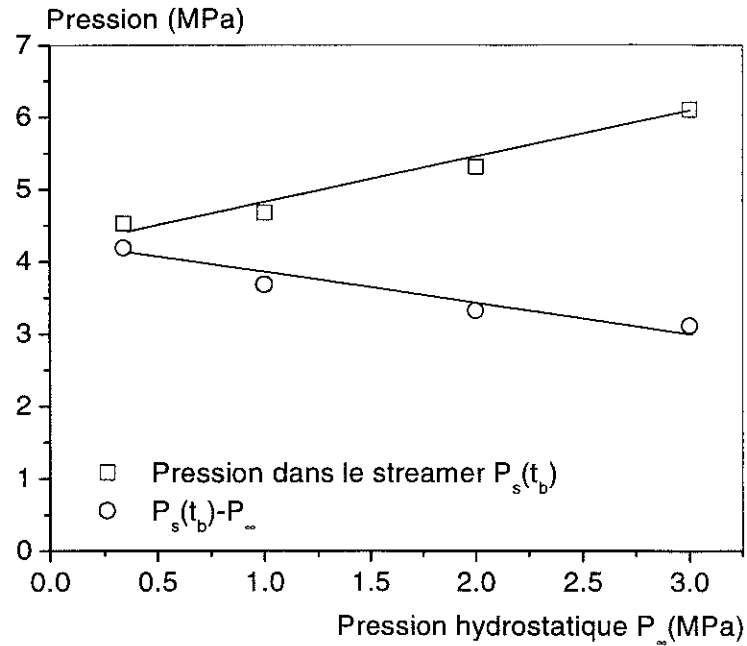


Figure III.16 : Evolution de la pression minimale dans un canal de streamer en fonction de P_{∞} au bout d'un temps $t_b=70\text{ns}$.

Les courbes de la figure III.16 indiquent que la pression minimale $P_s(t_b)$ contenu dans le streamer au temps $t=t_b$ est nettement supérieure à P_{∞} , ce qui explique pourquoi la propagation des streamers filamenteux n'est pas affectée par la pression exercée sur le liquide. La différence $P_s(t_b) - P_{\infty}$ diminue au fur et à mesure que P_{∞} augmente.

I-6.4 Courant transitoire

La figure III.12 montre qu'avant de toucher le plan isolant, les streamers filamenteux sont parcourus par un courant constant d'environ 24mA. L'amplitude de ce courant peut être calculée à partir de la relation proposée par Gournay et Lesaint qui considèrent la propagation d'un filament cylindrique parfaitement conducteur [Lesaint91]. Pour une tension de 24kV et une vitesse de 25kms^{-1} (déterminée à partir du temps moyen mis par un streamer pour traverser la distance pointe-plan isolant), on trouve un courant de 29mA. Cette valeur est cohérente avec celle mesurée expérimentalement et permet de vérifier que le courant circulant au travers un streamer filamentaire est proche de celui qui serait produit si le filament était parfaitement conducteur.

II- Etude des streamers en géométrie pointe-plan à grande distance (20 à 80mm)

II-1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons étudier la propagation des streamers à grande distance à l'aide du cryostat décrit dans le chapitre 2. Nous quantifierons l'influence que peut avoir la pression sur leur développement et sur la tenue au claquage de l'azote liquide.

II-2 Description du dispositif expérimental

Pour réaliser notre étude, nous utilisons le cryostat et les techniques de mesure présentés dans le chapitre 2. Le schéma du dispositif expérimental est décrit sur la figure II.25.

La géométrie pointe-plan utilisée pour caractériser la propagation des streamers est constituée par une pointe en tungstène connectée à la haute tension et d'un plan métallique relié à la masse. La pointe a un rayon de courbure de 1 à 3 μ m, et le plan (190mm de diamètre) est recouvert par un matériau isolant de 4mm d'épaisseur, pour éviter le claquage. Il s'agit de bois imprégné de résine époxy, dont le nom commercial est Permali. La distance pointe-plan est ajustée entre 20 et 80mm par le système de déplacement motorisé placé sous le plan, et décrit dans le chapitre 2.

II-3 Images, signaux de courant, de charge et de lumière associés à un streamer

II-3.1 Streamers négatifs

Pour des distances de quelques mm (§ I.1), seul des streamers « buissons » lents ont été observés avec des vitesses de propagation comprises entre 200 et 400ms⁻¹. Pour des distances plus importantes entre électrodes et des tensions plus élevées, des streamers lents sont encore observés (figure III.17a et III.18a) même si leur forme devient plus filamentaire sous haute tension (figure III.18a). Leur vitesse de propagation est similaire à celle des streamers lents observés à faible distance et n'augmente pratiquement pas en fonction de la tension. Ces photographies correspondent à des streamers qui se sont arrêtés avant d'atteindre le plan bloquant, et ont été obtenues avec un temps d'exposition suffisamment long pour intégrer toute la lumière émise durant la propagation.

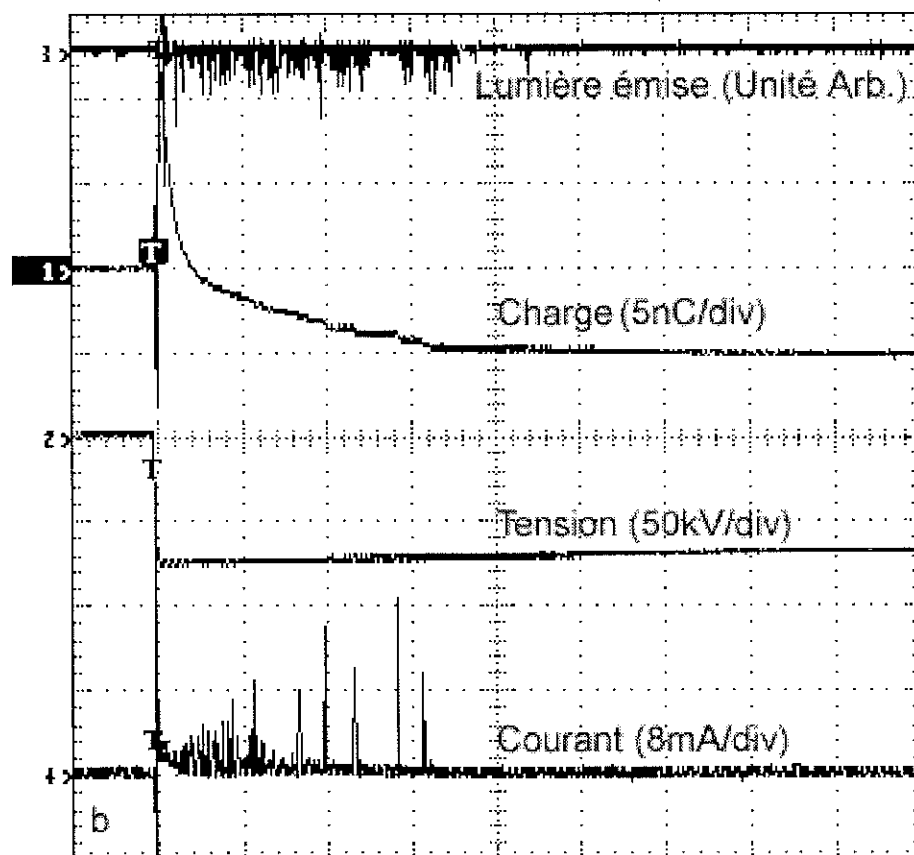
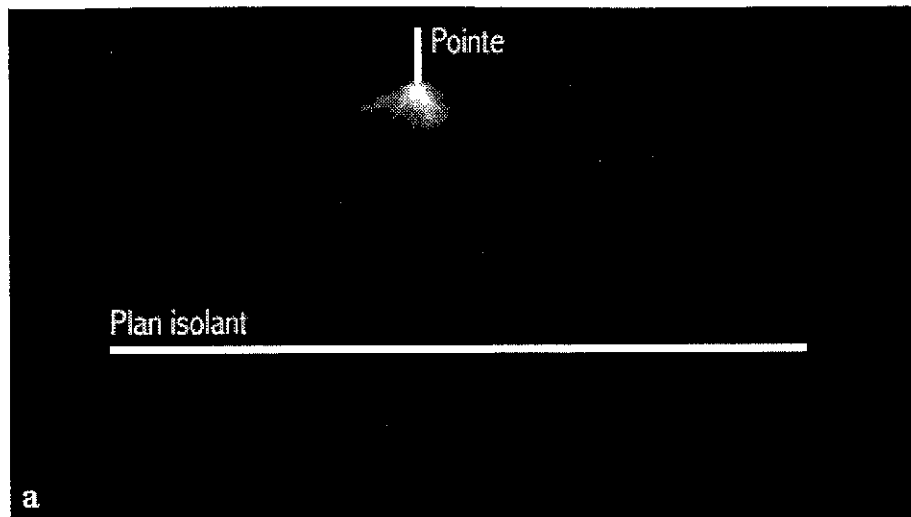


Figure III.17: a) : Photographie d'un streamer négatif arrêté avant d'atteindre le plan bloquant, b) : signaux de courant, de charge et de lumière qui lui sont associés (74kV, 0,1MPa, d=20mm, Base de temps : 12 μ s/div).

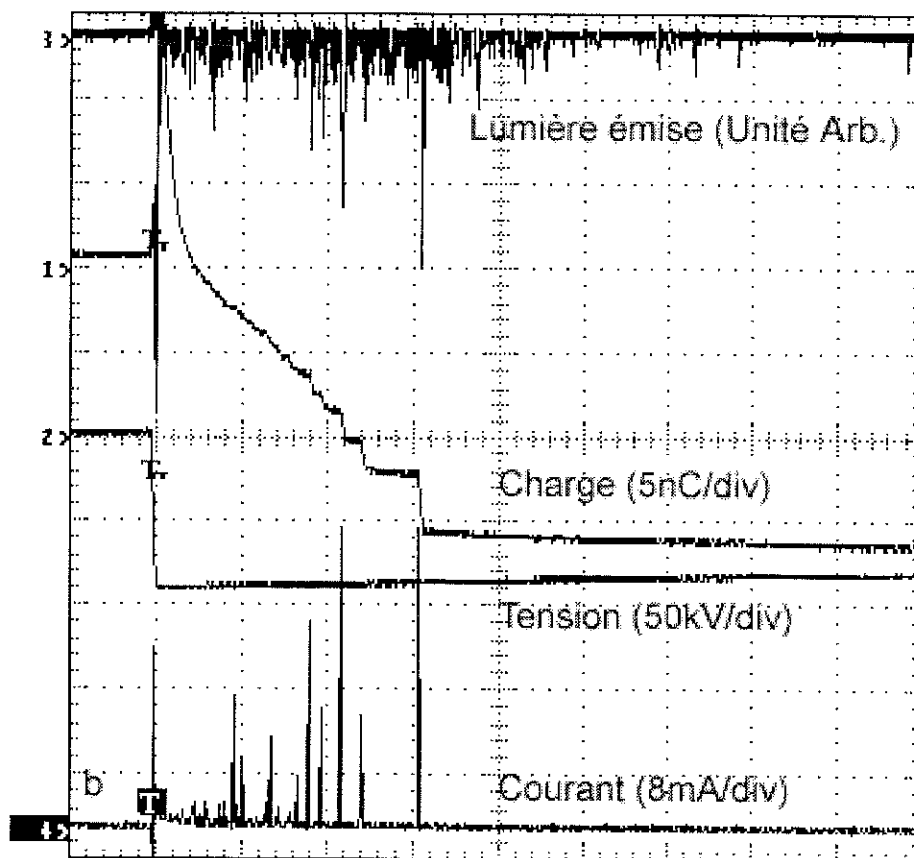
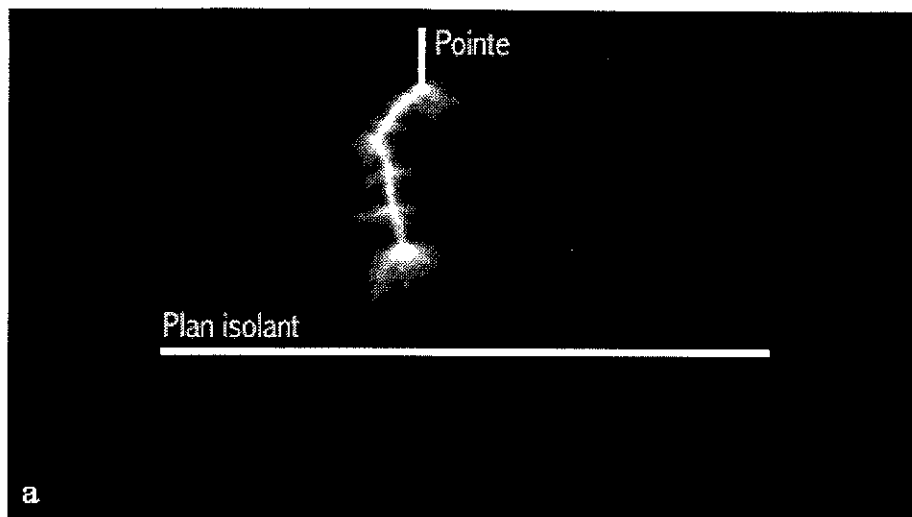


Figure III.18 : a) : Photographie d'un streamer négatif arrêté avant d'atteindre le plan bloquant, b) : signaux de courant, de charge et de lumière qui lui sont associés (92kV, 0,1MPa, d=20mm, base de temps : 12 μ s/div)

Les figures III.17b et III.18b montrent les signaux de tension (voie 2), de courant (voie 4), de charge (voie 1) et d'intensité lumineuse (voie 3) associés à la propagation de ces streamers. Notre

système de mesure est conçu de telle façon que la propagation d'un streamer positif produit un courant négatif, et inversement. Cela explique le signe du courant sur les oscillogrammes.

Comme nous l'avons observé à faible distance, la propagation d'un streamer négatif est associée à des impulsions de courant et de lumière très brèves. Les amplitudes maximales des pics de courant sont de l'ordre de 25mA, et leur largeur à mi hauteur est inférieur à 40ns. Sur la figure III.18b, on remarque que seules les impulsions de courant de forte amplitude sont clairement corrélées avec des impulsions de lumière.

En ce qui concerne le signal de charge, il est à noter que le pic positif survenant pendant 10 μ s après le front de montée du créneau de tension est un signal résiduel, qui ne peut pas être éliminé totalement avec le système différentiel. Ce système est équilibré à basse tension pour que le signal de charge soit nul après ce signal. Lorsque les impulsions de courant sont de fortes amplitudes et espacées dans le temps (fin de la propagation du streamer figure III.17b), des « marches » corrélées à ces impulsions apparaissent clairement sur le signal de charge. Au début de la propagation, les impulsions de courant sont de faibles amplitudes et leur fréquence est élevée. Le signal de charge apparaît alors continu. Lorsque le streamer s'arrête, l'accroissement de la charge est logiquement interrompu.

Les images obtenues avec la caméra à balayage de fente donnent des informations complémentaires concernant la propagation des streamers. La figure III.19a représente un streamer négatif se propageant jusqu'au plan bloquant. Sur l'oscillogramme de la figure III.19b, t_b symbolise le moment où le streamer touche le plan bloquant. A cet instant, une intense émission de lumière apparaît. Pour éviter la saturation de la caméra à balayage, sa durée d'ouverture a été réglée à 75 μ s de telle façon qu'elle soit inférieure à t_b . Sur la photographie de la figure III.19a, on observe que la lumière provient essentiellement de la tête des streamers. Le canal gazeux est ré-illuminé de la pointe à la tête du streamer lorsqu'une impulsion de lumière apparaît.

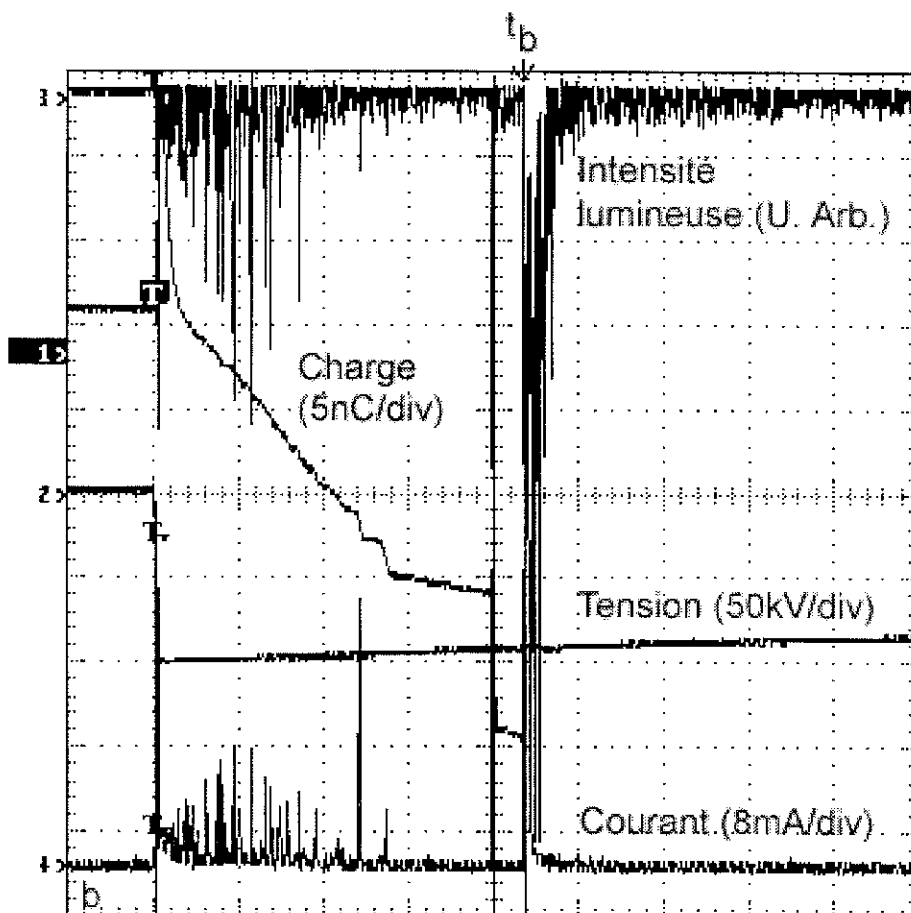
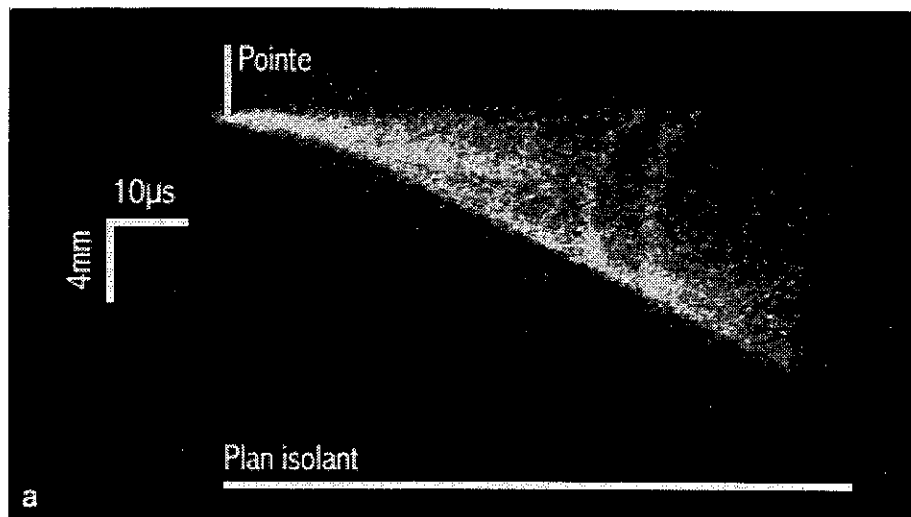


Figure III.19 : a) : Photographie d'un streamer négatif se propageant jusqu'au plan bloquant, prise à l'aide d'une caméra à balayage de fente, b) : signaux de courant, de charge et de lumière associés à sa propagation (101kV, 0,1MPa, d=20mm, base de temps : 20μs/div).

II-3.2 Streamer positif

A grande distance nous observons uniquement des streamers positifs filamenteux. Ceux-ci sont constitués par peu de branches, comme le montre la photographie de la figure III.20a. Cette image a été obtenue en intégrant toute la lumière émise par le streamer durant sa propagation. Le courant (figure III.20b) est composé de quelques impulsions, dont l'amplitude peut atteindre 250mA, avec une largeur à mi hauteur d'environ 50ns. Ces impulsions sont parfaitement corrélées aux impulsions de lumière et aux « marches » enregistrées sur le signal de charge. Les arrondis des marches sont dus à une limitation de la bande passante (1MHz) de l'amplificateur différentiel. La dernière impulsion de courant présente la plus forte amplitude et correspond à l'arrêt du streamer sur le plan bloquant à l'instant t_b . Cet arrêt est corrélé à une intense émission de lumière comme on peut l'observer sur la figure III.20a, ainsi qu'à un accroissement brutal de la charge. Un accroissement de la pression hydrostatique de 0,1 à 0,5MPa n'a aucune influence sur la forme des streamers, ni sur les signaux enregistrés.

Les photographies des streamers filamenteux réalisées à l'aide de la caméra à balayage indiquent que chaque impulsion de courant est corrélée à une ré-illumination totale d'un canal gazeux (figure III.21). Entre chaque ré-illumination, aucun courant détectable ne circule et aucune trace lumineuse n'apparaît sur les photographies. L'étude de la transition au claquage réalisée à grande distance dans l'huile minérale montre que les streamers filamenteux ne sont conducteurs que lorsque une ré-illumination totale (de la tête à la pointe) se produit et qu'ils sont isolants entre deux ré-illuminations [Lesaint98a].

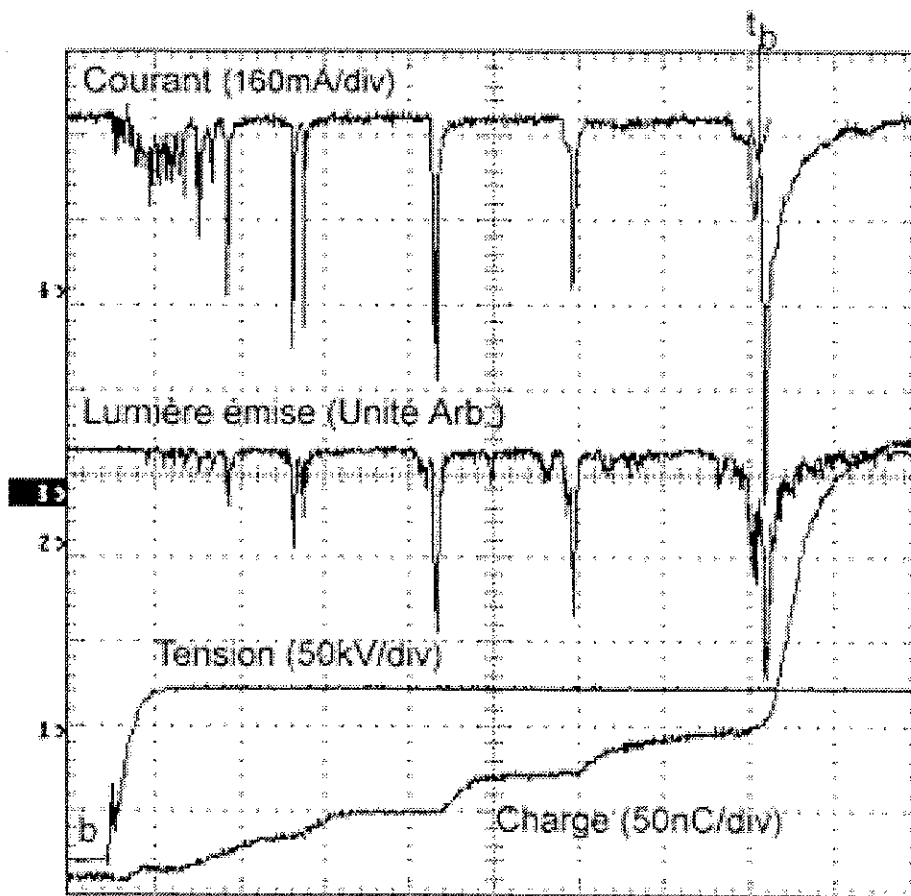
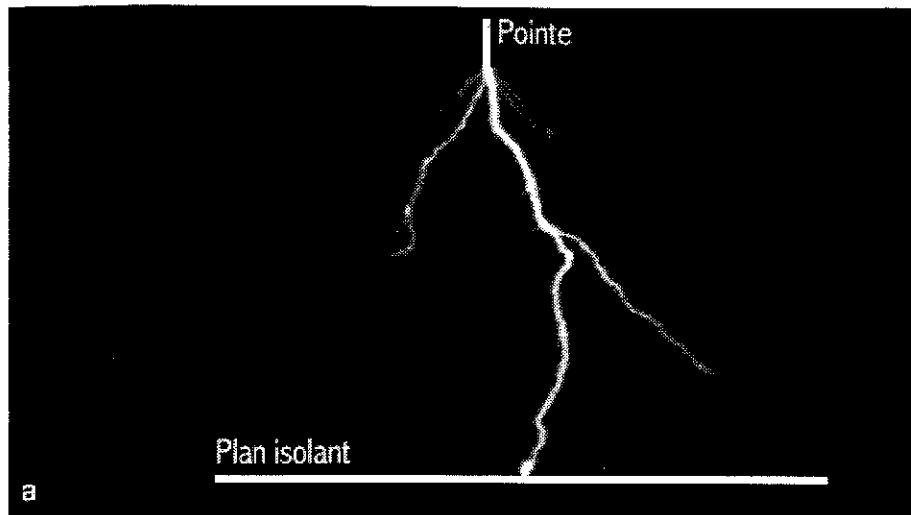


Figure III.20 : a) : photographie intégrale d'un streamer positif filamentaire se propageant jusqu'au plan isolant, b) : signaux de courant, de charge, de lumière associés à sa propagation. (102kV, 0,1MPa, d=80mm, Base de temps : 1 μ s/div).

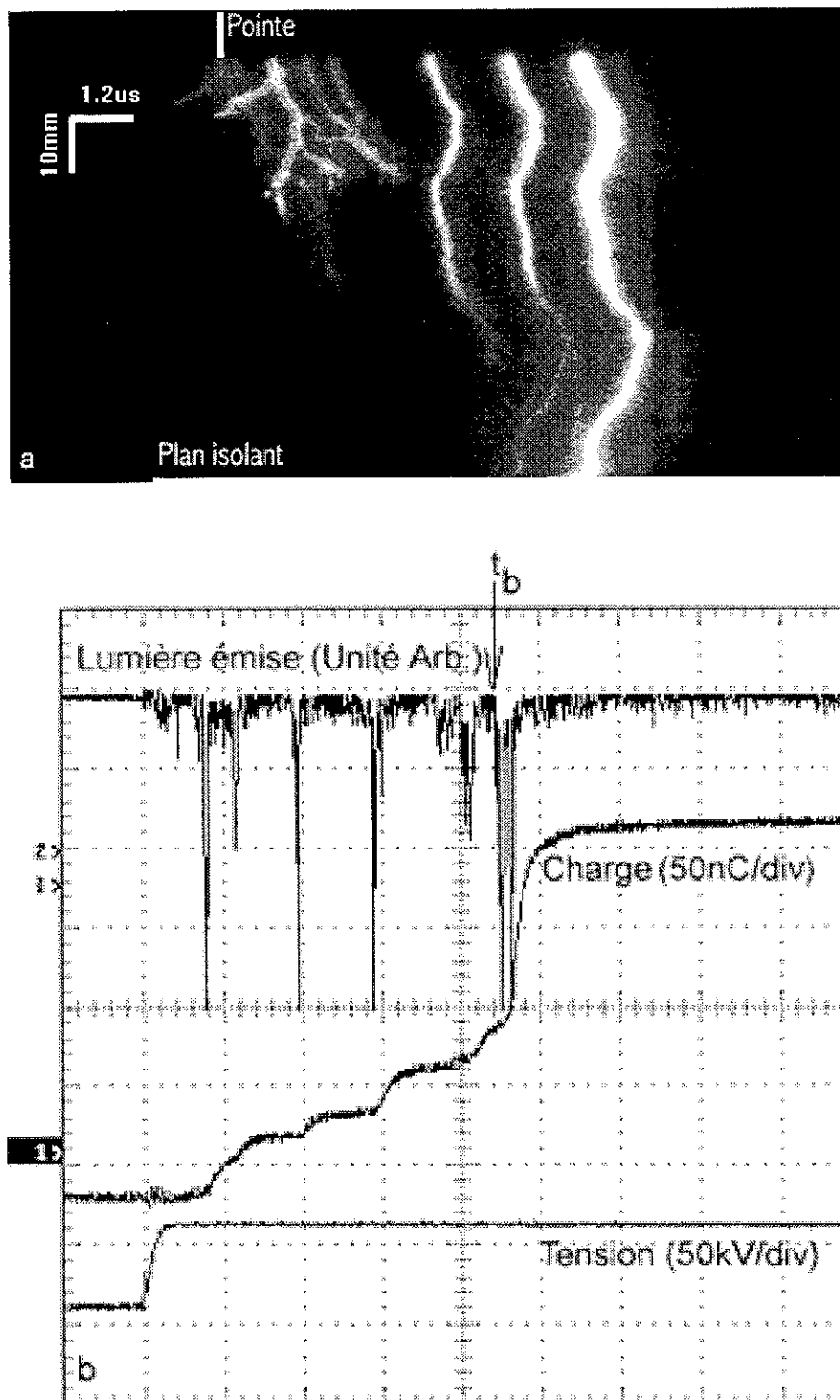


Figure III.21 : a) : Photographie d'un streamer positif filamentaire se propageant jusqu'au plan isolant prise à l'aide d'une caméra à balayage, b) : signaux de charge et de lumière associés à sa propagation (102kV, 0,1MPa, d=80mm, Base de temps : 2μs/div).

II-4 Longueurs d'arrêt des streamers

II-4.1 Mesures réalisées à pression atmosphérique

Entre la tension minimum de génération et la tension à laquelle ils atteignent le plan, les streamers s'arrêtent, après avoir parcouru une distance l_s . Cette longueur est appelée longueur d'arrêt. Sa mesure s'effectue à l'aide des photographies intégrales comme la figure III.18a, en prenant le soin de fixer un temps d'exposition t_e plus long que leur temps de propagation.

Des mesures de l_s ont été réalisées en polarités négative et positive pour des distances d égales à 20 et 40mm (figure III.22 et figure III.23). Lorsque la tension est élevée, on remarque une forte dispersion de l_s . Par exemple, pour une tension de 70kV, un streamer positif peut se propager sur une distance de 2 à 20mm.

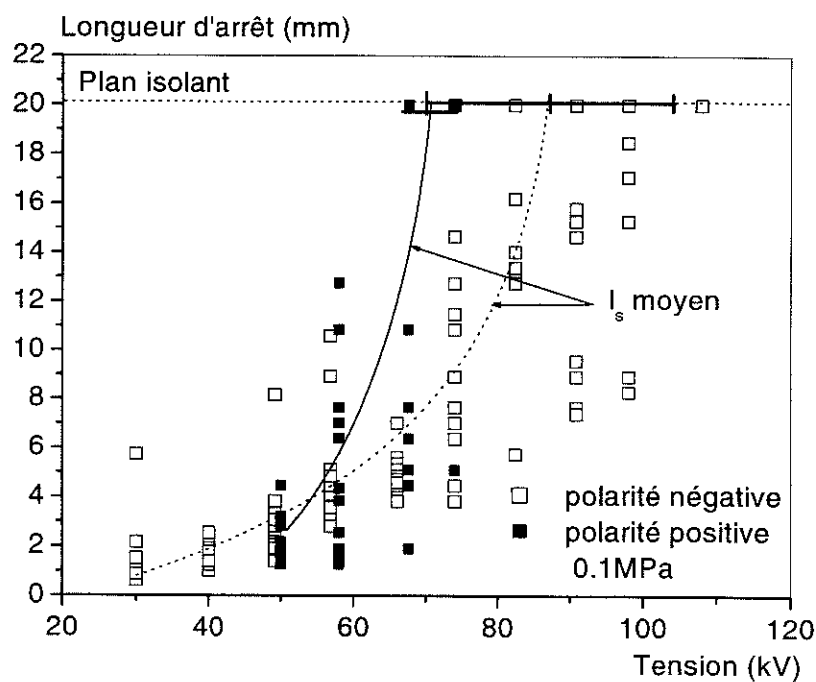


Figure III.22 : Longueur d'arrêt des streamers positifs et négatifs pour une distance $d=20\text{mm}$ à pression atmosphérique.

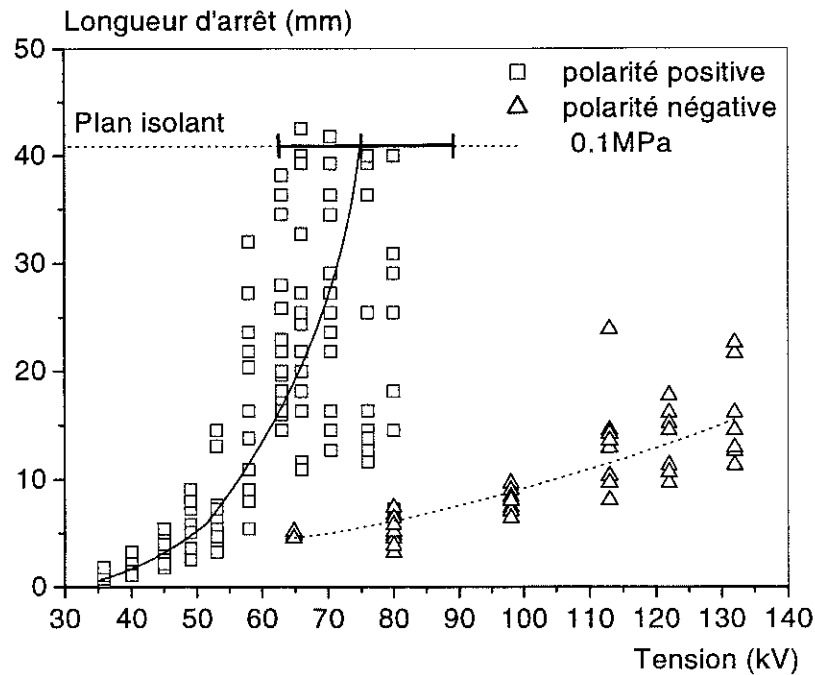


Figure III.23 : Longueur d'arrêt des streamers positifs et négatifs pour une distance $d=40\text{mm}$ à pression atmosphérique.

Dans nos expériences, le plan métallique de masse est toujours recouvert par un plan en matériau isolant. On considère qu'en son absence, un claquage se serait produit lorsqu'un streamer s'est propagé jusqu'à sa surface, et une distance $l_s=d$ est choisie pour ceux-ci. La probabilité pour qu'un streamer touche le plan isolant est signalée sur les figures III.22 et III.23, par les barres horizontales dont les extrémités représentent une probabilité de claquage de 10 et 90%. L'intersection de cette barre avec la valeur moyenne des longueurs d'arrêt correspond à une probabilité de 50%. Dans la suite du texte, la tension correspondant à une probabilité de 50% sera dénommée « tension de claquage » et notée V_b .

Sur la figure III.22 on remarque que les streamers négatifs sont initiés à des tensions inférieures aux streamers positifs. Cependant, leurs longueurs de propagation augmentent moins vite avec la tension qu'en polarité positive. Le claquage intervient donc à plus basse tension en polarité positive qu'en polarité négative. La probabilité de claquage croît de 10 à 90% sur une faible plage de tension en polarité positive (10kV), et sur une large gamme de tension en polarité négative (40kV).

Des mesures réalisées à 40mm confirment le fait que les streamers positifs se propagent plus facilement que les streamers négatifs (figure III.23). Dans cette expérience la tension a été limitée à

140kV et aucun claquage n'a pu être observé en polarité négative. Pour une tension de 75kV, les streamers positifs conduisent au claquage en parcourant une distance de 40mm alors, que les streamers négatifs atteignent une distance maximum de 5mm.

La figure III.24 représente un récapitulatif de toutes les mesures effectuées en polarité positive et négative. Seules les valeurs moyennes y sont tracées par souci de clarté.

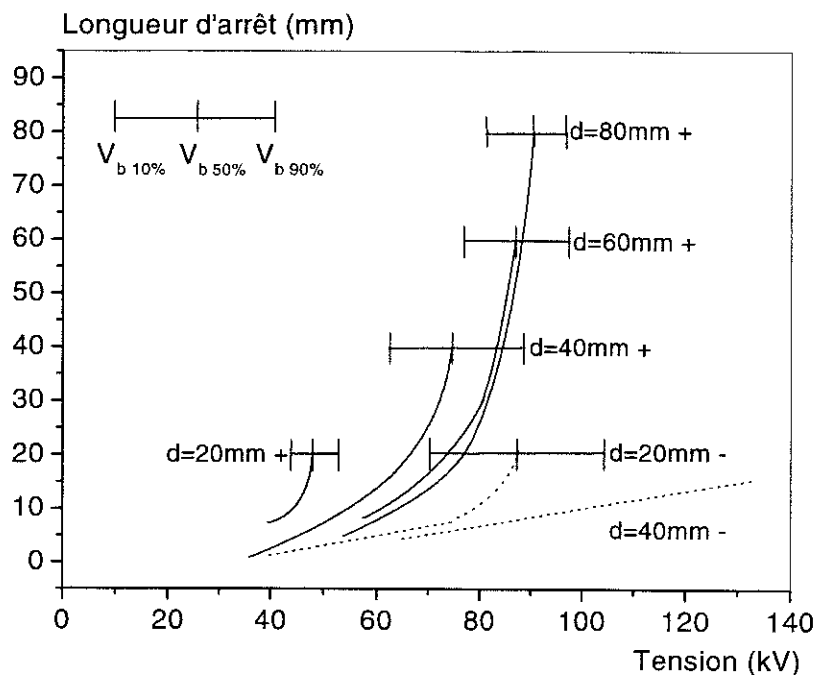


Figure III.24 : Longueur de propagation des streamers positifs et négatifs pour différentes distances entre électrodes (de 20 à 80mm) à pression atmosphérique. Les traits pleins correspondent aux mesures effectuées en positif et les traits en pointillés aux mesures réalisées en négatif.

II-4.2 Influence de la pression

L'influence de la pression sur la propagation des streamers a été étudiée en polarité négative et positive. En polarité négative, les streamers sont très sensibles à la pression hydrostatique. Une augmentation de celle-ci au dessus de 0,1MPa provoque une forte réduction de leurs longueurs de propagation (figure III.25a). Cette figure peut être comparée à la figure III.18 obtenue à pression atmosphérique à une tension inférieure. Cette réduction de longueur est corrélée à une diminution de la durée des signaux de courant associés (figure III.25b), ce qui prouve une fois de plus la nature gazeuse des streamers. Pour une distance d de 20mm et une tension maximale appliquée de 140kV, la longueur de propagation des streamers négatifs n'a jamais dépassé quelques millimètres sous une

pression de 0,3MPa. L'obtention de la courbe $I_s(V)$ a donc été impossible compte tenu de la résolution des images.

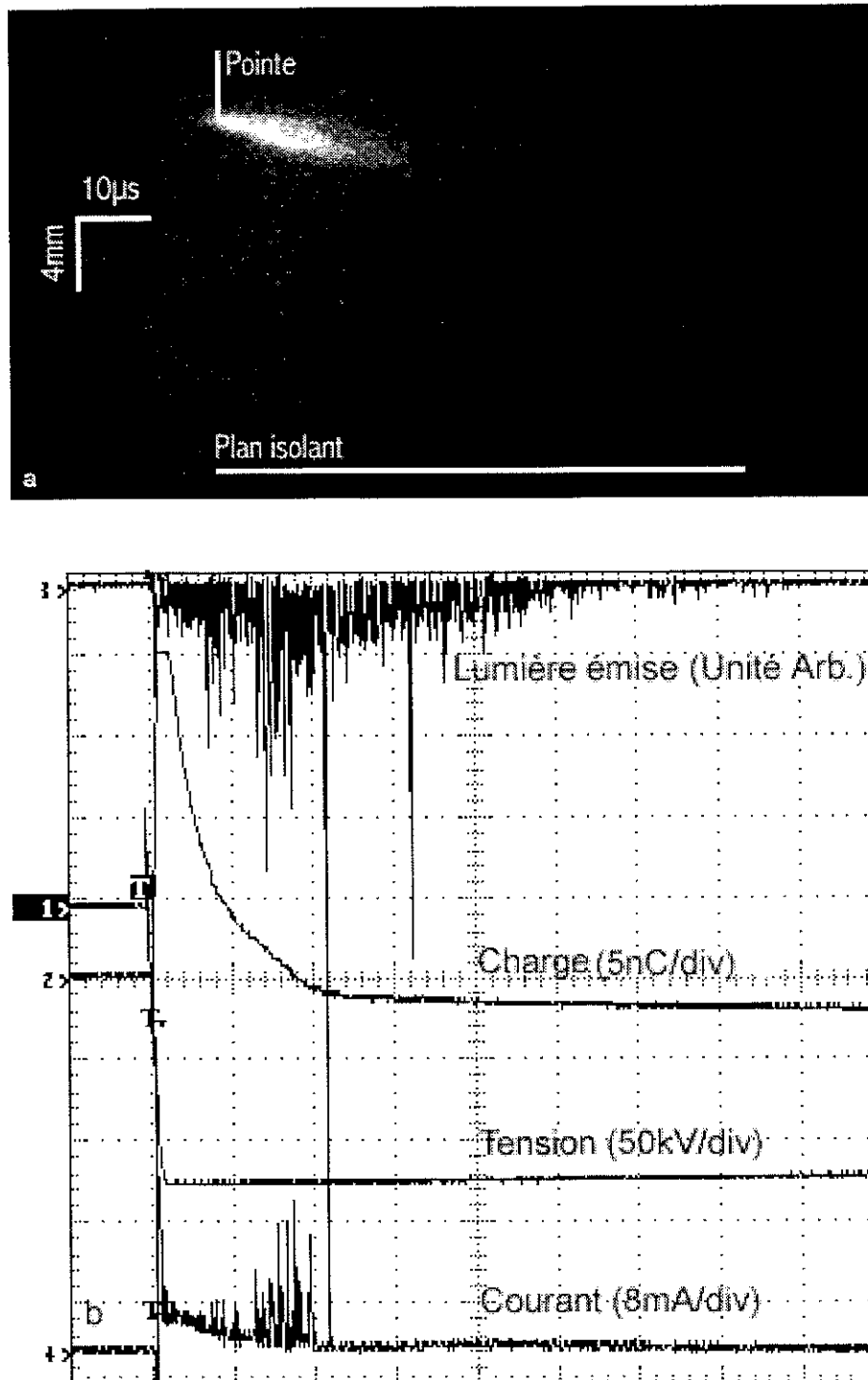


Figure III.25 : a) Influence de la pression sur la propagation d'un streamer « buisson » (photographie prise à l'aide d'une caméra à balayage de fente, b) : signaux de courant, de charge et de lumière associés à sa propagation (127kV, 0,3MPa, $d=20$ mm, Base de temps : 5 μ s/div).

En polarité positive, une augmentation de la pression hydrostatique de 0,1 à 0,4MPa a peu d'influence sur la longueur de propagation des streamers filamenteux (figure III.26). Pour une distance d de 80mm, une augmentation de la pression de 0,1MPa à 0,4MPa provoque une légère augmentation de 10kV de la tension de claquage. Sur la figure III.26, on remarque également une diminution de la gamme des tensions de claquage de 10% à 90% lorsque la pression augmente (barres horizontales). Celle-ci passe de 28kV sous 0,1MPa à 18kV sous 0,4MPa.

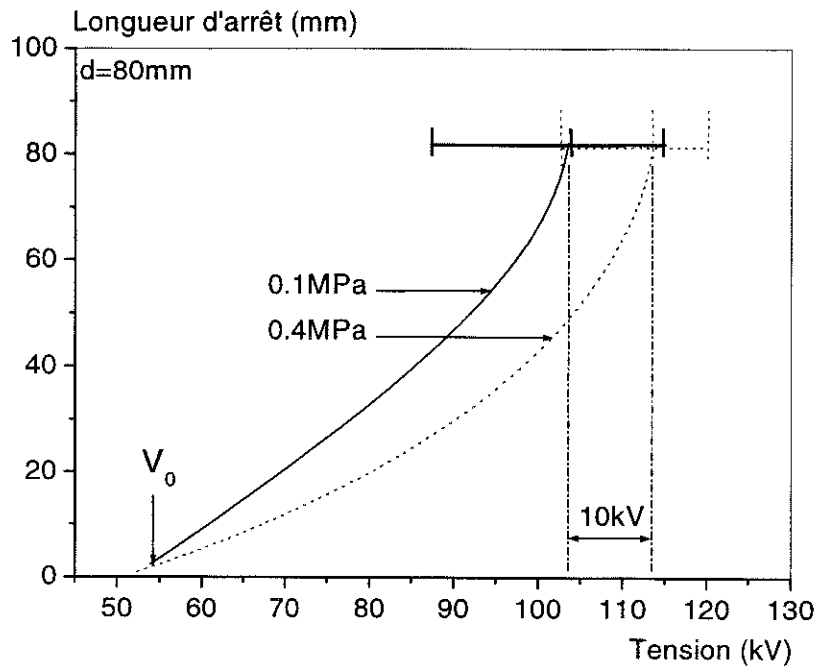


Figure III.26 : Influence de la pression sur les longueurs moyennes de propagation des streamers positifs filamenteux ($P=0,1$ et $0,4\text{MPa}$, $d=80\text{mm}$). V_0 est la tension minimale à partir de laquelle l_s a pu être mesurée.

II-5 Mesure des tensions de claquage en polarité positive

Les tensions de claquage définies précédemment sont obtenues à partir des probabilités de claquage. Celles-ci sont déterminées en comptant le nombre de streamers touchant le plan bloquant au cours d'une série de 20 impulsions à distance et pression fixées. Dans le texte, la tension de claquage V_b est définie pour une probabilité de claquage de 50%.

En polarité négative, la tension de claquage a été obtenue uniquement à pression atmosphérique pour une distance $d=20\text{mm}$. ($V_b=87\text{kV}$, figure III.22).

En polarité positive, les probabilités de claquage ont été obtenues pour plusieurs distances d (figure III.27). Les tensions de claquage qui en sont déduites sont représentées sur la figure III.28. Par comparaison, nous avons ajouté sur cette figure les tensions de claquage mesurées dans l'huile minérale pour des conditions expérimentales similaires [Lesaint98a]. On remarque que V_b dans l'azote liquide est inférieure à V_b dans l'huile minérale et, que la différence augmente avec d . Comme nous l'avons vu, la pression a peu d'influence sur V_b dans l'azote liquide. La comparaison avec l'huile minérale n'est pas possible, car l'effet de la pression sur la propagation des streamers à grande distance n'est pas connu dans ce liquide.

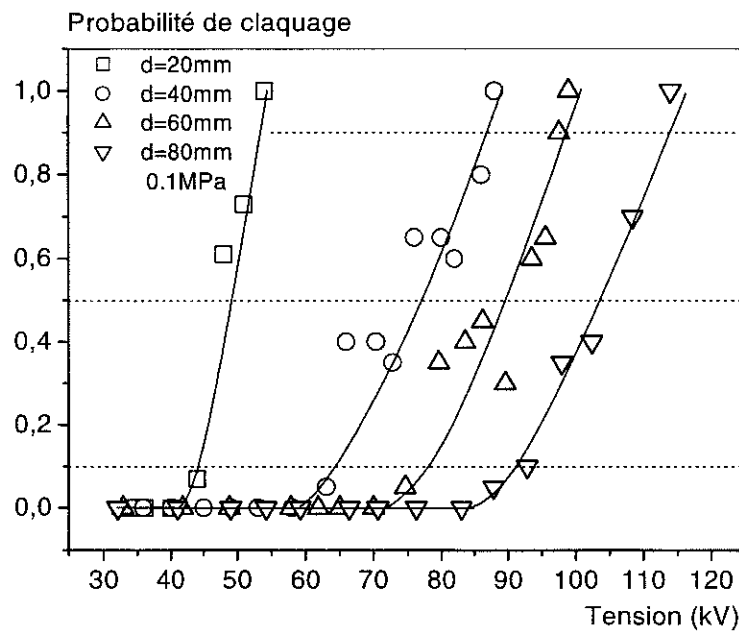


Figure III.27 : Probabilité de claquage obtenue en polarité positive pour plusieurs distances entre électrodes ($d=20, 40, 60, 80\text{mm}$, $0,1\text{MPa}$).

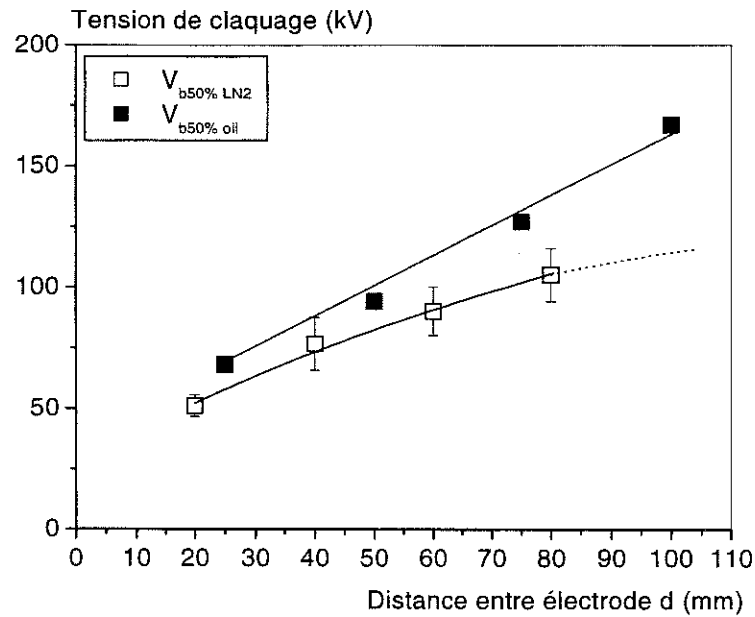


Figure III.28 : Evolution de la tension de claquage positive de LN_2 et de l'huile minérale [Lesaint98a] en fonction de la distance entre électrodes : d (0,1MPa).

II-6 Vitesses de propagation des streamers

II-6.1 Vitesse des streamers négatifs

Les vitesses de propagation v des streamers négatifs ont été déterminées soit à partir des courbes $I_s(t_s)$ où t_s représente la durée de propagation jusqu'à l'arrêt à la longueur l_s , (mesuré à partir du signal du photomultiplicateur), soit à partir des temps de retard au claquage t_b , comme indiqué sur la figure III.19b.

La figure III.29 représente les vitesses des streamers négatifs obtenues à l'aide de ces deux méthodes. Pour $d=20\text{mm}$, les vitesses de propagation mesurées à l'aide des temps de retard au claquage t_b , sont très dispersées et comprises entre 200 et 600ms^{-1} . Pour $d=40\text{mm}$, on mesure des vitesses moyennes d'environ 130ms^{-1} à partir de l_s et t_s (streamers arrêtés). Même en tenant compte de l'incertitude apportée par la mesure de t_s , ces valeurs sont plus faibles que celles mesurées pour $d=20\text{mm}$, et montrent que pour une tension fixée, la vitesse des streamers négatifs diminue lorsque la distance entre électrodes augmente.

Les photographies des streamers à l'aide de la caméra à balayage de fente permettent aussi d'en déduire les vitesses de propagation. La pente de la trace lumineuse sur la figure III.19a donne une vitesse d'environ 250ms^{-1} , ce qui est en accord avec les mesures présentées sur la figure III.29.

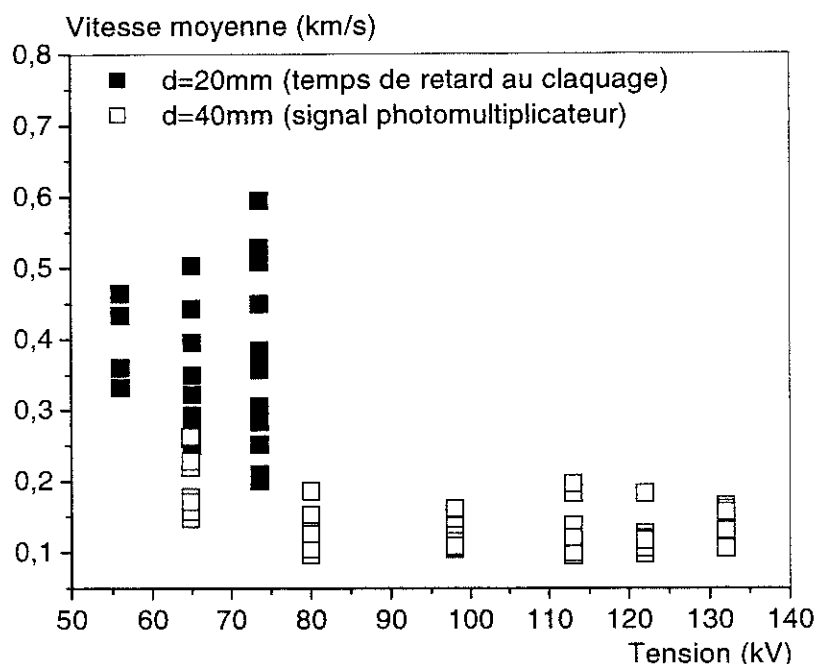


Figure III.29 : Vitesses moyennes de propagation des streamers négatifs en fonction de la tension (d=20mm : mesures réalisées avec les temps de retard au claquage t_b , d=40mm mesures effectuées avec des streamers arrêtés, 0,1MPa).

II-6.2 Vitesse des streamers positifs

Les figures III.30 et III.31 représentent les vitesses moyennes de propagation des streamers positifs pour d=80mm et pour l'ensemble des distances utilisées. Ces vitesses ont été déterminées à partir des courbes $I_s(t_s)$ en mesurant t_s grâce au signal de courant ou de charge.

A faible tension, on remarque que les vitesses de propagation des streamers positifs sont de l'ordre de 2kms^{-1} . A partir d'une tension seuil notée V_a , les vitesses des streamers filamenteux augmentent soudainement et atteignent environ 10kms^{-1} , tout en présentant une large dispersion (vitesses comprises entre 5 et 25kms^{-1}). Ce comportement est semblable à celui observé dans l'huile minérale sous forte surtension [Linjhell94, Torshin95, Lesaint98a, Massala01]. Dans ce liquide, on observe une brusque augmentation de la vitesse des streamers filamenteux de 2kms^{-1} à plus de 10kms^{-1} lorsque la tension appliquée atteint une valeur seuil V_a appelée tension d'accélération largement supérieure à V_b [Lesaint98a]. Ce changement brutal de mode de propagation est associé à un

changement de la forme et de la charge des streamers. Au delà de V_a , (streamers rapides) les streamers deviennent pratiquement mono-filamentaires comme dans LN_2 . Dans l'azote liquide, les observations réalisées à l'aide de la caméra à balayage de fente, de même que l'enregistrement des signaux de courant, de charge et de lumière pour des tensions inférieures et supérieures à V_a , ne montrent pas de modification pouvant indiquer clairement qu'une telle transition ait lieu.

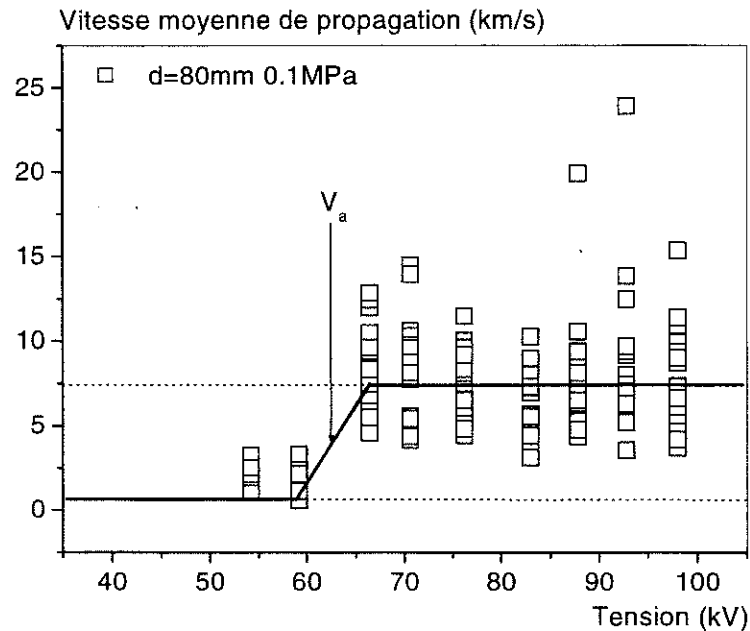


Figure III.30 : Vitesses moyennes de propagation des streamers filamenteux en fonction de la tension (d=80mm, 0,1MPa).

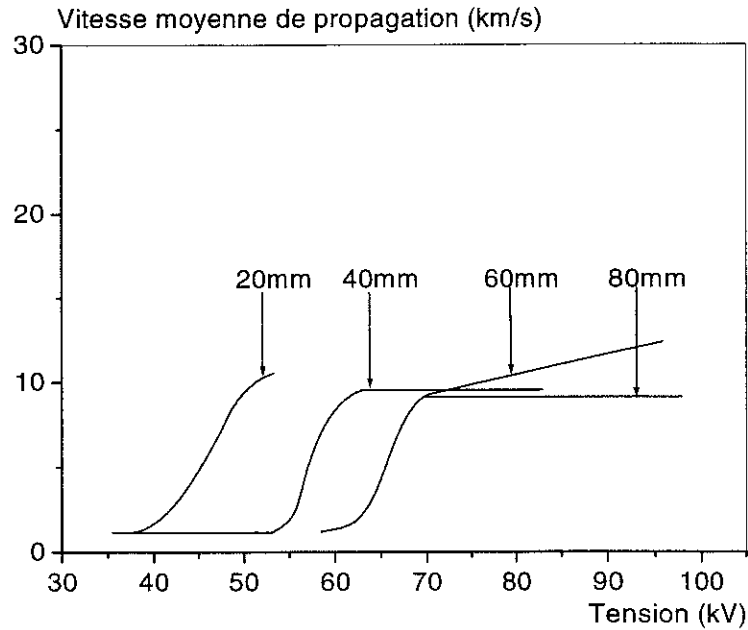


Figure III.31 : Vitesses moyennes de propagation des streamers filamenteux en fonction de la tension pour l'ensemble des distances d utilisées (0,1MPa).

Une comparaison entre les tensions d'accélération mesurées dans l'azote liquide et dans l'huile minérale en fonction de la distance d est représentée sur la figure III.32. Y est aussi représentée l'évolution des tensions de claquage des deux liquides. On remarque une nette différence de comportement entre l'azote liquide et l'huile minérale. Dans l'huile, l'accélération des streamers filamenteux s'observe uniquement pour des tensions V_a très élevées par rapport à la tension de claquage ($V_a = 2.2V_b$), alors que dans l'azote liquide, l'accélération s'observe pour des tensions inférieures à V_b . A grande distance V_a tend vers une valeur quasiment constante d'environ 60kV. Cela signifie que dans l'azote liquide le claquage est provoqué par des streamers rapides. On remarque aussi que V_b dans LN_2 est inférieure à V_b dans l'huile minérale.

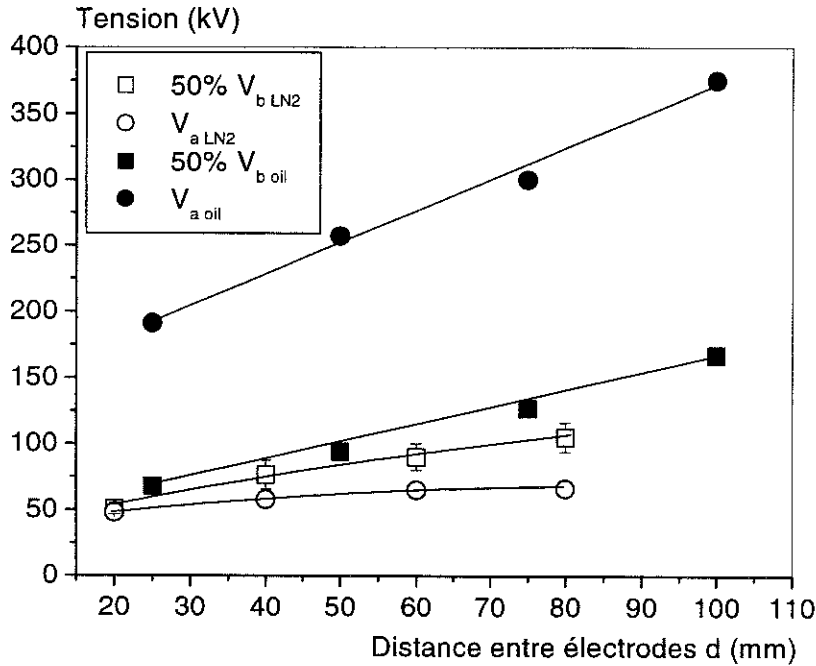


Figure III.32 : Comparaison des tensions de claquage V_b et d'accélération V_a mesurées dans l'azote liquide et dans l'huile minérale [Lesaint98a] en fonction de la distance d (0,1MPa).

II-7 Influence d'une barrière isolante sur le claquage

Généralement, l'isolation électrique des appareils haute tension se fait en combinant des liquides et des solides isolants. Pour quantifier l'influence de ces derniers sur la tension de claquage de l'huile minérale, des études ont été menées en géométrie pointe-plan, en plaçant des barrières isolantes perpendiculairement au champ électrique. Dans ce cas, une barrière isolante n'a pratiquement aucune influence sur la vitesse de propagation des streamers filamenteux du 2^{ème} mode observés à la tension de claquage [Lundgaard96, Lesaint96, Massala98]. Dans le cas de fortes surtensions ($V > V_a$), la barrière bloque la propagation des streamers rapides (3^{ème} et 4^{ème} mode). Ceux-ci se propagent très rapidement de la pointe à la barrière, ralentissent à son contact et se propagent ensuite jusqu'au plan métallique en contournant la barrière à des vitesses caractéristiques du 2^{ème} mode [Lesaint96].

Dans le cas de l'azote liquide, nous avons quantifié l'influence d'une barrière isolante en permali sur la tenue au claquage. Nous avons étudié l'influence de la position de la barrière par rapport à la pointe sur V_b .

II-7.1 Description du dispositif expérimental

Notre expérience est menée en disposant entre la pointe et le plan métallique un plan en Permali de 150mm de diamètre et de 3mm d'épaisseur (figure III.33). Il est fixé par l'intermédiaire de deux entretoises en fibre de verre sur le système de déplacement motorisé. Deux trous sont aménagés dans le plan métallique de 250mm de diamètre, pour permettre le déplacement vertical de la barrière. La distance entre la pointe et le plan est fixée à $d=40\text{mm}$, pour éviter d'atteindre des tensions de claquage trop élevées.

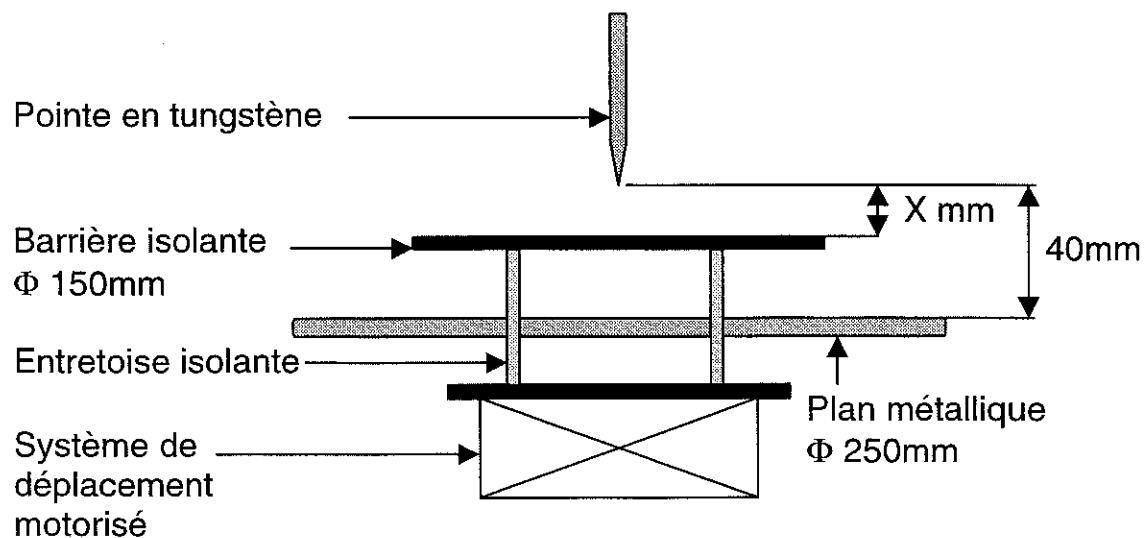


Figure III.33 : Schéma du dispositif utilisé pour étudier l'influence d'une barrière isolante perpendiculaire à l'axe pointe-plan sur la tenue au claquage de l'azote liquide.

II-7.2 Mesure des tensions de claquage

Les tensions de claquage en fonction de la distance X entre la pointe et la barrière isolante sont obtenues à partir des probabilités de claquage. Celles-ci sont mesurées en comptabilisant le nombre de claquages survenant au cours de 10 impulsions à pression, distance X et tension fixes. La figure III.34 représente ces probabilités en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs de X et de la pression. Comme précédemment, la tension de claquage V_b est définie pour une probabilité de claquage égale à 50%.

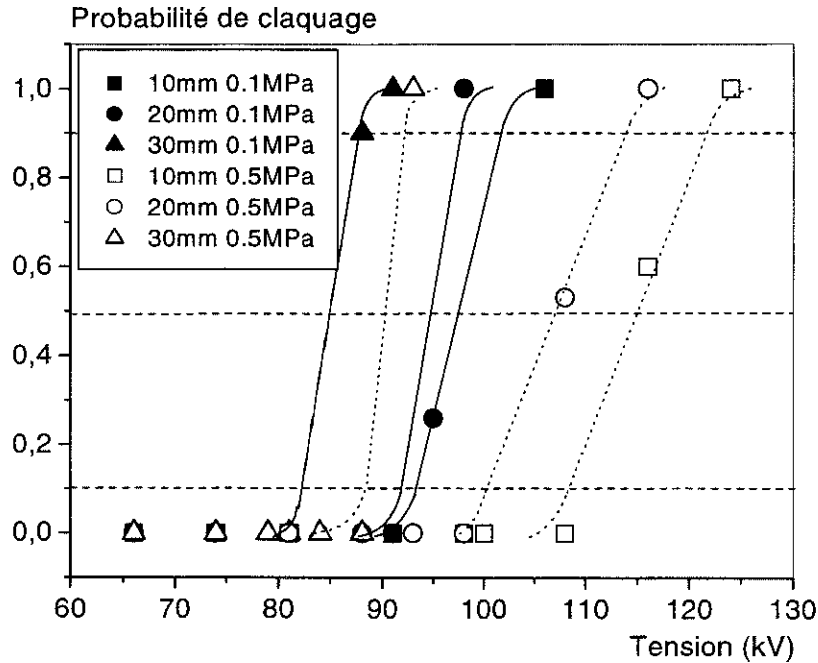


Figure III.34 : Probabilité de claquage en présence d'une barrière isolante placée perpendiculairement à l'axe pointe-plan pour différentes positions X de la barrière et de la pression. (d=40mm).

L'évolution de V_b à 0,1MPa et 0,5MPa en fonction de la distance X est représentée sur la figure III.35. La ligne en pointillés indique la tension de claquage mesurée en l'absence de barrière isolante, pour d=40mm. On remarque sur cette figure que V_b diminue au fur et à mesure que la distance X augmente. Cela signifie que la barrière devient de moins en moins efficace au fur et à mesure qu'elle s'éloigne de la pointe. La pression permet d'accroître V_b , mais ne modifie pas son évolution en fonction de X.

A la tension de claquage, les streamers se propagent de la pointe jusqu'à la barrière isolante, rampent à sa surface et la contournent pour produire le claquage (figure III.36). D'autres photographies montrent que des branches latérales peuvent également atteindre le bord de la barrière sans ramper sur celle-ci, particulièrement quand X est grand (figure III.37). Pour une distance $X=0$, la longueur de propagation d'un streamer l_b conduisant au claquage est maximale et égale à $l_b=d+R$. (R est le rayon de la barrière). Lorsque la distance X augmente, la longueur l_b minimale nécessaire au contournement de la barrière diminue. Sa valeur est donnée par l'expression $l_b=(d-X)(X^2+R^2)^{0.5}$. La diminution de la tension de claquage est due à une diminution de la longueur que doit parcourir le streamer pour provoquer le claquage, comme c'est aussi le cas dans l'huile

minérale [Lesaint96]. Le rapport entre $\Delta V_b/\Delta l_b$ est proche de 10kV/cm, ce qui est proche de la pente des courbes $I_s(V)$.

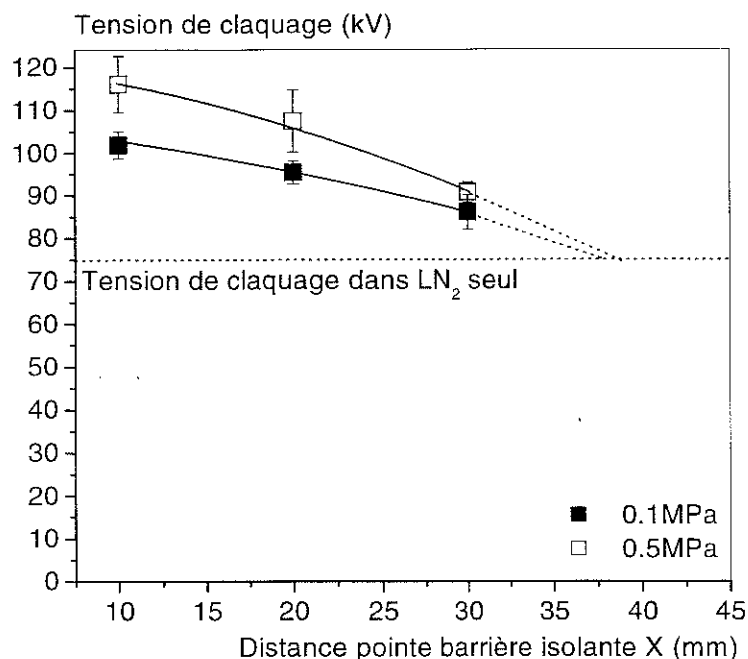


Figure III.35 : Evolution des tensions de claquage de l'azote liquide en fonction de la distance X séparant la pointe de la barrière isolante pour une pression de 0,1MPa et 0,5MPa (d=40mm).

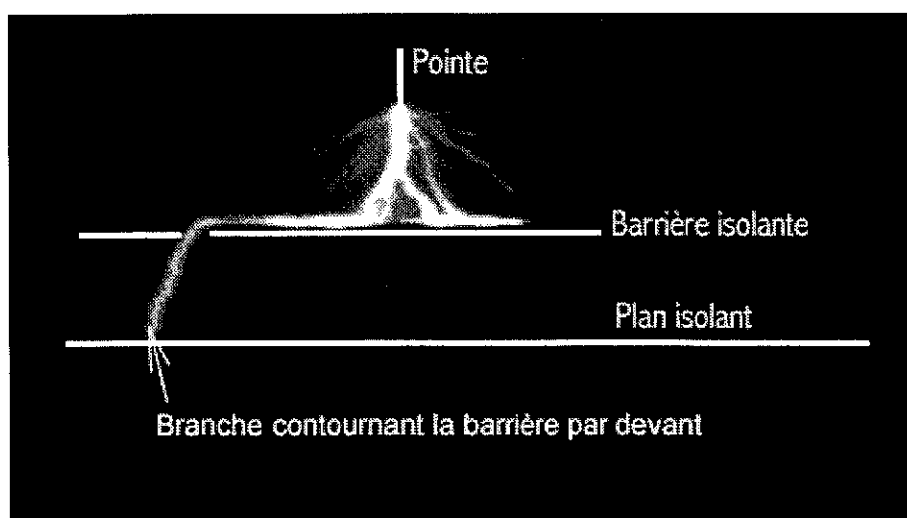


Figure III.36 : Photographie d'un streamer filamentaire contournant la barrière isolante en rampant sur celle-ci (d=40mm, X=20mm, diamètre barrière isolante : 150mm).

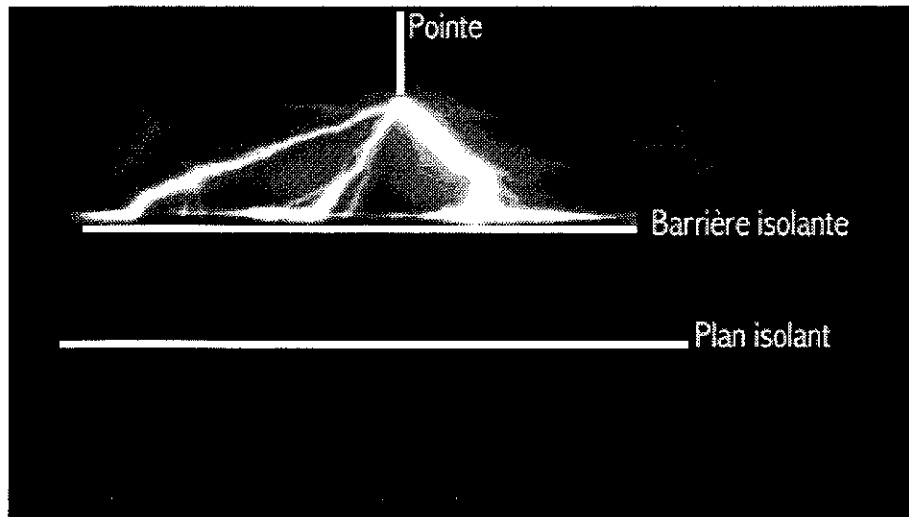


Figure III.37 : Photographie d'un streamer filamentaire dont une branche latérale contourne la barrière isolante sans ramper sur celle-ci ($d=40\text{mm}$, $X=20\text{mm}$, diamètre barrière isolante : 150mm).

II-7.3 Influence de la barrière sur la vitesse de propagation des streamers

Les vitesses de propagation des streamers contournant la barrière ont été obtenues à l'aide des temps de retard au claquage t_b . Leurs vitesses ne sont pas modifiées par la présence de la barrière isolante et sont proches de 10kms^{-1} .

II-7.4 Etat de surface de la barrière après claquage

L'observation de la surface de la barrière en Permali après ces essais a révélé une surface marquée par un grand nombre de rainures, ainsi que la présence d'une poudre blanche de nature inconnue (figure III.38). Les rainures partent généralement du centre du disque, ce qui signifie que la plupart des streamers qui percutaient la barrière se propageaient dans l'axe pointe-plan. A la différence des essais réalisés dans l'huile minérale [Lesaint96], le disque en permali n'était pas changé après chaque claquage. Ces rainures ont donc pu constituer un chemin privilégié pour la propagation des streamers filamenteux, sans pour autant diminuer la distance qu'ils devaient parcourir pour produire un claquage. On remarque également sur la figure III.34, que la probabilité de claquage passe de 10 à 90% sur une très courte plage de tension, comprise entre 4 et 10kV. Cette évolution est sensiblement différente de celle observée en l'absence de barrière isolante (figure III.27) où pour $d=40\text{mm}$, cette plage est proche de 20kV.

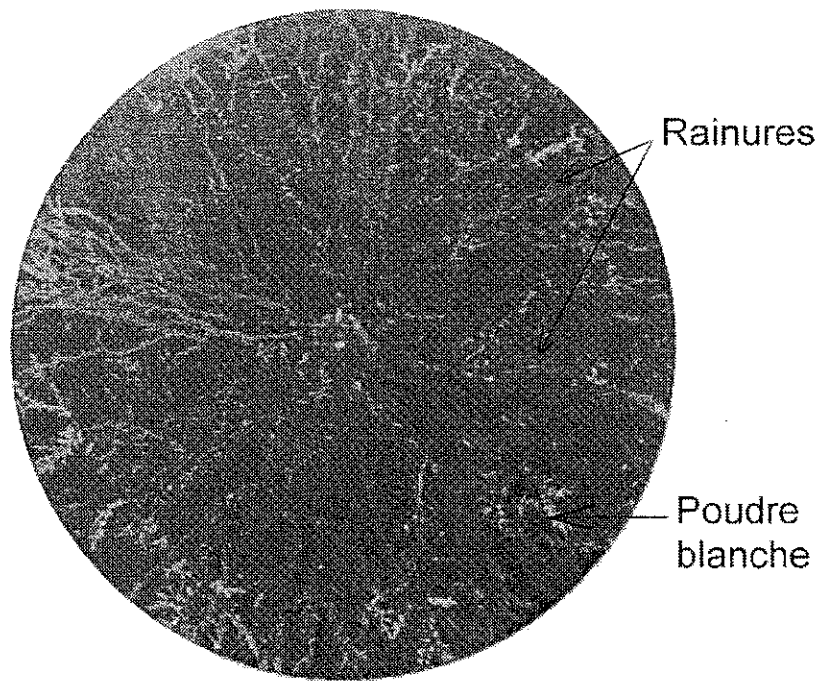


Figure III.38 : Photographie de l'état de surface de la barrière isolante en permali après environ 100 claquages (diamètre : 150mm, épaisseur : 3mm).

II-8 Discussion : comparaison à grande distance des streamers dans l'azote liquide et l'huile minérale

Des expériences menées par Fleszynski et al [Fleszynski79] ont permis d'obtenir les premières images de streamers positifs et négatifs dans l'azote liquide. Leurs formes sont identiques à celles que nous avons pu photographier. Néanmoins aucune mesure de courant ou de lumière associé à leur propagation n'a été réalisée. Les temps de retard au claquage mesurés par Fleszynski et al. ne nous permettent pas de déterminer la vitesse de propagation des streamers dans l'azote liquide. En effet, l'onde 250/1200 μ s (durée front de montée/descente) utilisée ne permet pas de déterminer précisément l'instant de génération des streamers. Nos expériences ont pu apporter des résultats complémentaires, plus particulièrement concernant le développement des streamers (photographie avec une caméra à balayage de fente, signaux de courant, de charge et de lumière et vitesse de propagation).

II-8.1 En polarité négative

A basse tension, les streamers négatifs ont une forme semblable à ceux observés à faible distance. En augmentant progressivement la tension, ils deviennent plus filamenteux et leurs longueurs de propagation augmentent (figure III.18a). Ce changement de forme n'est pas corrélé à un changement des signaux de courant ou de lumière, qui restent identiques à basse comme à haute tension (figure III.17b et III.18b).

Leurs vitesses de propagation sont aussi très faibles et comprises entre 200 et 600ms⁻¹. Pour des conditions similaires, des vitesses supérieures à 1kms⁻¹ sont mesurées dans l'huile minérale [Devins81, Linjhell94, Massala01]. Le mode de développement des streamers négatifs est identique dans ces deux liquides [Linjhell94, Massala01] et la lumière émise au cours de leur propagation est essentiellement émise par leur tête (figure III.19a).

II-8.2 En polarité positive

En polarité positive, nous n'observons que des streamers filamenteux très peu ramifiés (figure III.20a). La principale différence entre l'azote liquide et la plupart des hydrocarbures est la grande vitesse de propagation (10kms⁻¹) des streamers filamenteux pour des tensions inférieures à la tension de claquage. Les vitesses enregistrées à grande distance sont semblables à celles mesurées à faible distance.

Dans l'huile minérale, la caractérisation méthodique des streamers filamenteux a permis de distinguer plusieurs modes de propagation (2^{ème}, 3^{ème} et 4^{ème} mode) [Linjhell94, Lesaint98a]. Jusqu'à la tension de claquage V_b , seuls sont observés des streamers du second mode de forme très ramifiés. Leur vitesse de propagation est proche de 2kms⁻¹. Pour des tensions supérieures à V_b , on observe une accélération des streamers au cours de leur propagation, ce qui provoque une augmentation de leur vitesse moyenne de propagation jusqu'à environ 5kms⁻¹. Pour des tensions supérieures à $2,2V_b$, les streamers filamenteux accélèrent soudainement et se propagent à des vitesses pouvant dépasser 100kms⁻¹, et leur forme devient quasiment mono-filamentaire.

II-8.2.1 Influence de la forme des streamers filamenteux sur leur propagation

Une des caractéristiques principales de l'huile minérale est la vitesse de propagation quasiment constante des streamers filamenteux du second mode sur une très large gamme de tension jusqu'à V_a . Cette régulation de la vitesse a été expliquée qualitativement par la chute de potentiel le long

des canaux de streamers [Devins81], mais aussi par l'augmentation du nombre de branches constituant le streamer au fur et à mesure que la tension croît [Lesaint98, Massala98].

A faible tension ($<V_b$), la chute de potentiel ΔV_s le long des canaux de streamers réduit le champ électrique à leur tête et limite leur propagation. Dans l'huile minérale, le champ électrique longitudinal $E_l = \Delta V_s / l_s$ est compris entre 20 kVcm^{-1} et 35 kVcm^{-1} [Lesaint88, Rain94]. Lorsque la tension augmente, E_l diminue mais le nombre de branches formant le streamer croît fortement. Juste en dessous de la tension d'accélération, le streamer filamentaire est très ramifié et sa structure est quasiment sphérique (chapitre 1, § III.4.1.1). Les nombreuses branches chargées s'écrantent mutuellement, tendant ainsi à réduire la valeur du champ à l'extrémité de chaque branche. Ce mécanisme de régulation proposé par Lesaint et al. [Lesaint98a] explique qualitativement pourquoi la vitesse de propagation reste quasiment constante sur une large gamme de tension dans l'huile minérale. A la tension d'accélération, les streamers très ramifiés se transforment en une structure mono filamentaire et ce mécanisme de régulation disparaît. Leur vitesse de propagation croît énormément [Lesaint98a, Massala97Th], et la chute de tension E_l devient très faible (quelques kVcm^{-1}).

Ce mécanisme a été confirmé par une étude dans le cyclohexane [Lesaint00] en présence d'un additif à bas potentiel d'ionisation. Dans le cyclohexane pur, les streamers filamenteux sont constitués par quelques branches et leur tension d'accélération est située juste au dessus de la tension de claquage. La dissolution dans le cyclohexane d'un additif à bas potentiel d'ionisation comme le pyrène, favorise la création de nombreuses branches et provoque une forte augmentation de la tension d'accélération V_a .

Un tel mécanisme de régulation n'existe pas dans l'azote liquide. A basse tension, les streamers filamenteux sont constitués par une ou deux branches et leur vitesse de propagation est de l'ordre de 2 kms^{-1} . Lorsque la tension croît, le nombre de branches constituant le streamer n'augmente presque pas et leur structure reste mono filamentaire. La régulation du champ électrique à leur tête ne peut s'effectuer, et leurs vitesses de propagation augmentent rapidement ($>10 \text{ kms}^{-1}$). Ces vitesses, ainsi que la forme des signaux de courant, de charge et de lumière sont semblables à ceux des streamers rapides du 3^{ème} mode observé sous haute tension dans l'huile minérale. L'observation du développement des streamers filamenteux dans l'azote liquide, à l'aide d'une caméra à balayage de fente n'indique aucune transition franche, comme on peut l'observer dans l'huile minérale lors du passage des streamers filamenteux du 2^{ème} au 3^{ème} mode.

II-8.2.2 Chute de tension dans les streamers filamenteux

Des mesures de longueurs d'arrêts $l_s(V)$ dans les liquides seuls [Lesaint88, Massala98, Lesaint98a] ou à l'interface liquide/solide [Atten93, Saker96] ont permis d'estimer la chute de tension par unité de longueur $E_l = \Delta V \cdot l_s^{-1}$.

Dans l'huile minérale, les champs E_l estimés à partir des zones linéaires de $l_s(V)$ sont généralement compris entre 20 et 35 kVcm⁻¹ pour $V < V_b$ [Lesaint88, Rain94, Torshin95]. L'étude de la propagation des streamers filamenteux à l'interface liquide/solide [Atten93, Saker96] a également permis de montrer, grâce à des capteurs capacitifs placés sous le solide isolant, que le champ E_l est inversement proportionnel à la « capacité par unité de longueur » C_l des streamers. Cette relation suggère que le champ électrique E_l le long des canaux gazeux diminue au fur et à mesure que le courant, et donc l'énergie déposée dans le streamer augmente.

Dans l'azote liquide, compte tenu de la forte dispersion de $l_s(V)$, une valeur moyenne de E_l peut être estimée en calculant le rapport entre $(V_b - V_0)$ et la distance d . V_0 est la tension à partir de laquelle des mesures de longueurs d'arrêt ont pu être réalisées. Pour des distances comprises entre 40 et 80 mm, E_l varie de 9 à 3 kVcm⁻¹. Ces valeurs sont proches de celles déterminées pour les streamers rapides dans l'huile (3^{ème} et 4^{ème} mode) ce qui est cohérent. Les faibles valeurs de E_l montrent avec quelle facilité un streamer filamenteux, une fois généré dans l'azote liquide, peut se propager et conduire au claquage.

II-8.2.3 « Capacité par unité de longueur » des streamers filamenteux

Les mesures effectuées permettent d'obtenir la charge Q_s d'un streamer arrêté à la longueur l_s . Le rapport $Q_s V^{-1}$ représente donc la « capacité » du streamer de longueur l_s . La figure III.39 montre que $Q_s V^{-1}$ est proportionnel à l_s . On peut donc déterminer une capacité par unité de longueur C_l du streamer : $C_l = Q_s V^{-1} l_s^{-1}$. Celle-ci ne change pratiquement pas avec la distance et des valeurs de 12,5, 12,5 et 11,8 pFm⁻¹ sont obtenues pour $d=40, 60$ et 80 mm à pression atmosphérique. Pour $d=80$ mm, une augmentation de la pression de 0,1 à 0,4 MPa n'a pas beaucoup d'influence sur C_l qui diminue de 11,8 pFm⁻¹ à 10 pFm⁻¹.

Etant donné la forme mono-filamentaire des streamers, ces valeurs de C_l peuvent être comparées à la capacité linéique C_f d'un fil parfaitement conducteur de diamètre ϕ . Dans des conditions identiques aux nôtres (fil face à un plan), C_f a été déterminée par calcul numérique [MassalaTh97]. Pour une distance $d=100$ mm, et $0,1 < \phi < 10$ mm : C_f (pFm⁻¹) = $18,8 \phi^{0.407}$ où ϕ est en mm. Pour $C_l = 12$ pFm⁻¹, cette formule conduit à un diamètre de filament $\phi = 0,3$ mm. Notons que dans l'huile

minérale où les streamers comportent de très nombreuses ramifications, des valeurs supérieures (de 40pFm^{-1} à 80pFm^{-1}) sont déterminées, ce qui est cohérent.

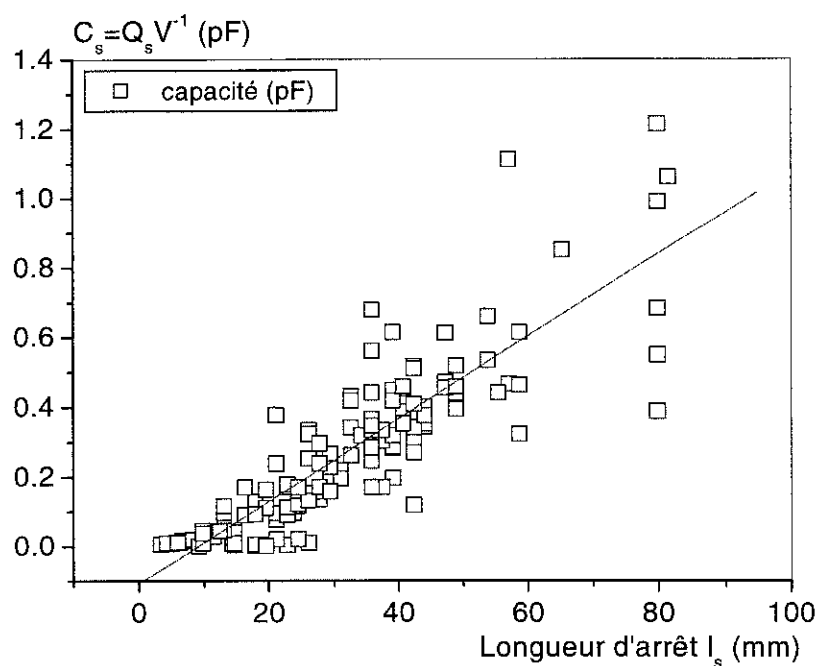


Figure III.39 : Evolution de la « capacité » d'un streamer filamentaire en fonction de sa longueur de propagation l_s pour une distance $d=40\text{mm}$ à pression atmosphérique.

III Génération des streamers et claquage en géométrie sphère-plan

III-1 Introduction

Dans les applications industrielles, les champs électriques sont le plus souvent faiblement divergents, afin d'éviter l'existence de champs intenses qui peuvent déclencher des décharges. Cette situation est nettement différente de la géométrie pointe-plan utilisée précédemment. Par conséquent, il est intéressant de caractériser également les streamers en géométrie quasi-uniforme pour obtenir une description complète de la tenue de l'azote liquide dans une application, incluant également l'utilisation de tension alternative. Pour obtenir une distribution de champ quasi-uniforme, on utilise généralement une géométrie sphère-plan.

Nous allons utiliser cette configuration d'électrodes pour étudier la génération et la propagation des streamers ainsi que la tension de claquage de l'azote liquide sous tension alternative et impulsionnelle. Des mesures ont également été réalisées dans l'huile minérale dans des conditions identiques, pour pouvoir comparer les propriétés diélectriques des deux liquides.

III-2 Présentation du système d'électrode

Dans l'azote liquide comme dans l'huile minérale, nous avons utilisé la même configuration d'électrode. Celle-ci est constituée par une sphère face à un plan en inox. La sphère et le plan ont des diamètres respectifs de 10mm et 30mm et la distance les séparant est de 1mm.

Dans l'huile minérale, l'axe sphère-plan est horizontal alors qu'il est vertical dans l'azote liquide. Dans les deux cas, la sphère est connectée à la haute tension, et le plan à la masse. Dans l'azote liquide, nous utilisons le cryostat décrit dans le chapitre 2. La sphère est connectée sur le même support que la pointe et la distance qui la sépare du plan est réglée par des supports en fibre de verre. Ce matériau a été choisi pour son faible coefficient de dilatation thermique. Nous avons réglé la distance d après que l'ensemble sphère-plan ait été thermalisé à 77K.

Dans l'huile minérale la cellule de mesure est en Téflon et peut supporter une pression de 0,8MPa. Elle est munie de hublots de 10mm de diamètre permettant d'observer la lumière émise par les streamers.

III-3 Mesure des tensions de claquage

Les tensions de claquage ont été mesurées sous tension impulsionnelle et alternative après que les électrodes aient été conditionnées par une série de claquages jusqu'à ce qu'une situation stable soit obtenue. Sous impulsion, les tensions disruptives sont définies en comptabilisant le nombre de claquages survenant au cours de 15 impulsions à pression et tension fixes. Les tensions de claquage V_{b-} et V_{b+} correspondent à une probabilité de claquage égale à 50%. Sous tension alternative, les tensions de claquage sont mesurées en augmentant progressivement la tension à une vitesse de 5kVs^{-1} . La tension de claquage crête V_{bAC} , est obtenue en calculant la moyenne de 20 mesures.

III-3.1 Sous tension impulsionnelle (onde 0,4/1400 μs)

La figure III.40 représente l'évolution des tensions de claquage positive et négative en fonction de la pression hydrostatique. Entre 0,1MPa et 0,3MPa, V_{b-} et V_{b+} augmentent sensiblement d'environ 20kV, puis tendent respectivement vers une valeur limite proche de 88kV et 105kV à 0,5MPa.

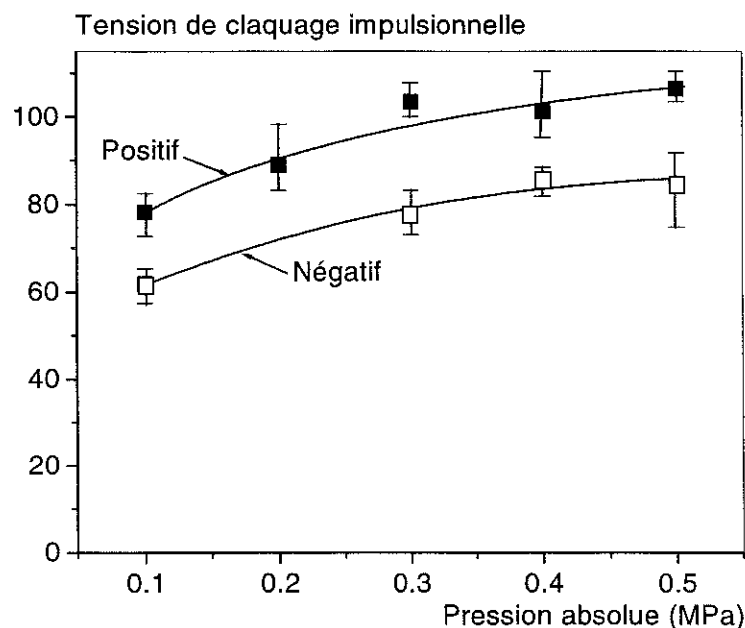


Figure III.40 : Evolution des tensions de claquage impulsionnelles positives et négatives en fonction de la pression en géométrie sphère-plan dans l'azote liquide ($d=1\text{mm}$).

III-3.1.1 Photographies et vitesse de propagation des streamers négatifs

Dans LN_2 , la lumière émise par les précurseurs du claquage est suffisamment importante pour que son intégration à l'aide d'une caméra CCD munie d'un intensificateur d'image permette leur visualisation. Ceci n'est pas le cas dans la plupart des hydrocarbures.

Sous tension impulsionnelle, le claquage est produit principalement par la génération des streamers négatifs car leur champ d'apparition est plus faible que celui des streamers positifs (§ I-4.4), mais leur lieu d'apparition diffère suivant la polarité. En positif, les streamers sont générés sur le plan métallique (figure III.41a). Les taches lumineuses que l'on observe au dessus des streamers négatifs correspondent à une réflexion de la lumière sur la sphère en inox, et non à des phénomènes pré disruptifs. En polarité négative, la génération se produit sur la sphère (figure III.42a).

La vitesse de propagation des streamers négatifs se déduit des temps de retard au claquage t_b indiqués sur les figures III.41b et III.42b. En prenant le temps de référence pendant le front de montée du créneau de tension nous obtenons des vitesses de propagation de l'ordre de 180ms^{-1} . La probabilité d'apparition des streamers positifs rapides n'est pas nulle et quelques uns ont été détectés. Cependant, leurs vitesses de propagation sont élevées et le claquage survient généralement pendant le front de montée du créneau de tension, ce qui rend la mesure de t_b et la visualisation impossible.

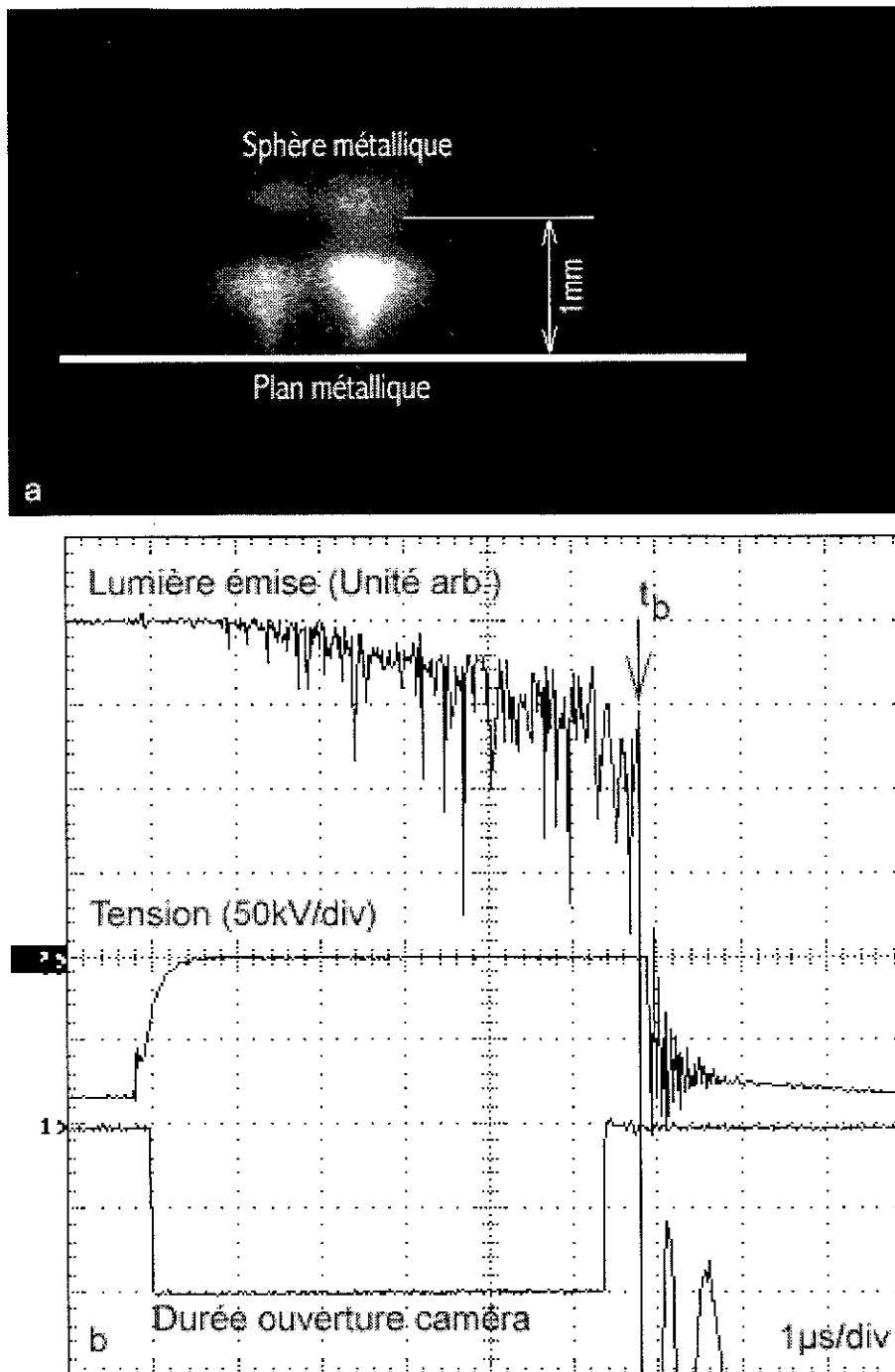


Figure III.41 : a) :Photographie d'un streamer négatif généré dans LN₂ lors d'une impulsion positive en géométrie sphère-plan, b) : signal de lumière associé (tension appliquée sur la sphère, $d=1\text{mm}$, 83kV , 0.1MPa , Base de temps : $1\mu\text{s/div}$).

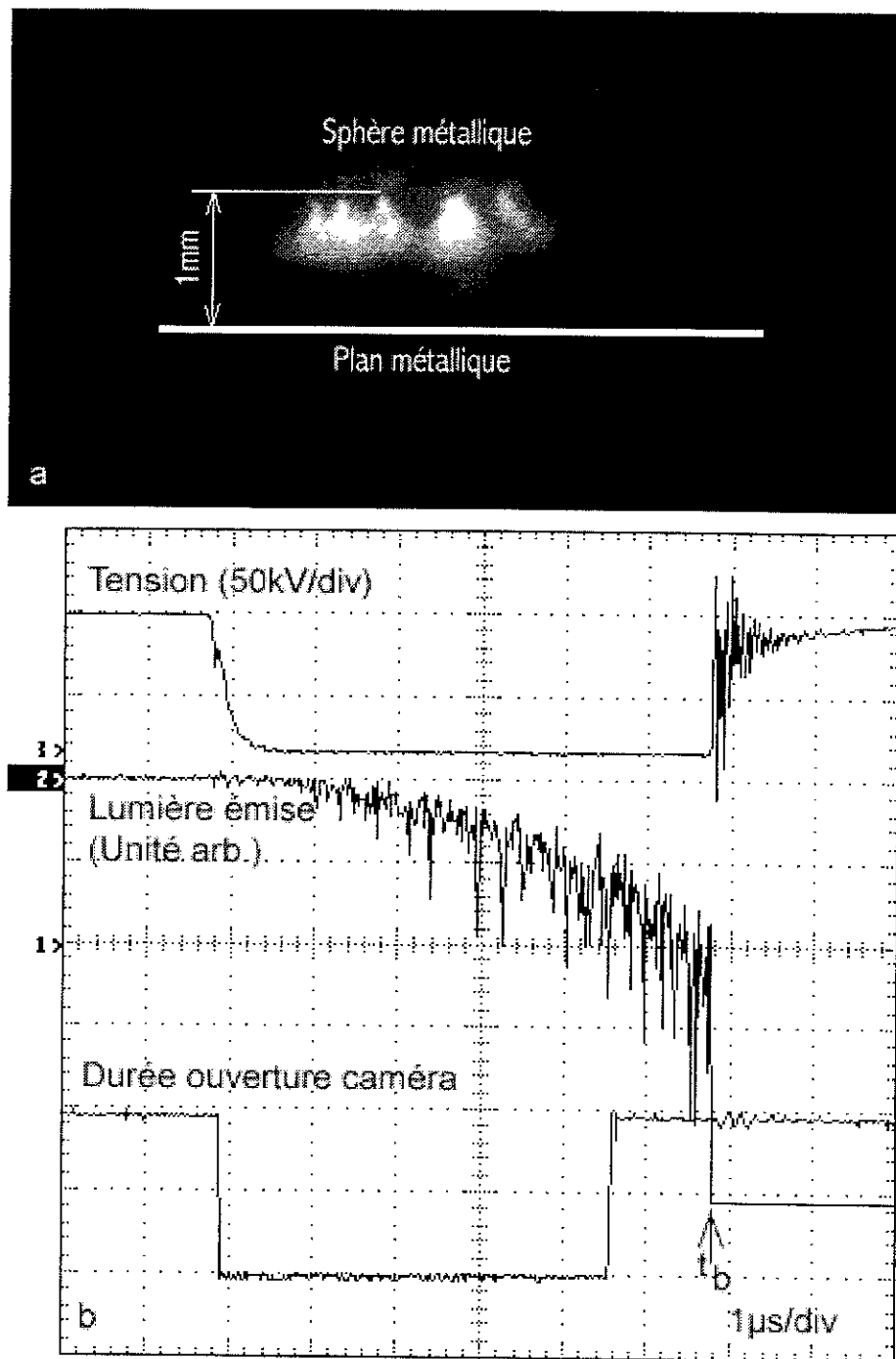


Figure III.42 : a) :Photographie d'un streamer négatif généré dans LN₂ lors d'une impulsion négative en géométrie sphère-plan, b) : signal de lumière associé (tension appliquée sur la sphère, d=1mm, 83kV, 0.1MPa, Base de temps : 1μs/div).

III-3.2 Claquage sous tension alternative

En alternatif, l'évolution des tensions de claquage V_{bAC} en fonction de la pression est représentée sur la figure III.43. On observe que leurs valeurs sont très proches de celles mesurées sous impulsions négatives, et cela s'explique par le fait que le claquage se produit principalement lorsque la sphère est en polarité négative (figure III.44). Quelque soit la pression, la probabilité qu'un claquage se produise au cours de l'alternance positive est comprise entre 20 et 30%, alors qu'elle atteint 70% à 80% lors de l'alternance négative.

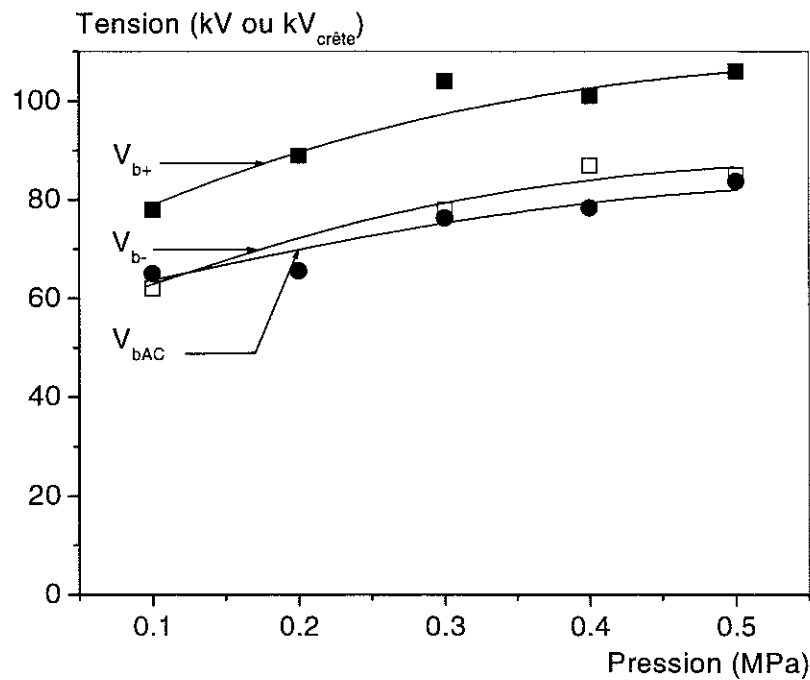


Figure III.43 : Evolution des tensions de claquage alternatives V_{bAC} et impulsionnelles (V_{b+} et V_{b-}) en fonction de la pression en géométrie sphère-plan dans LN₂ (d=1mm).

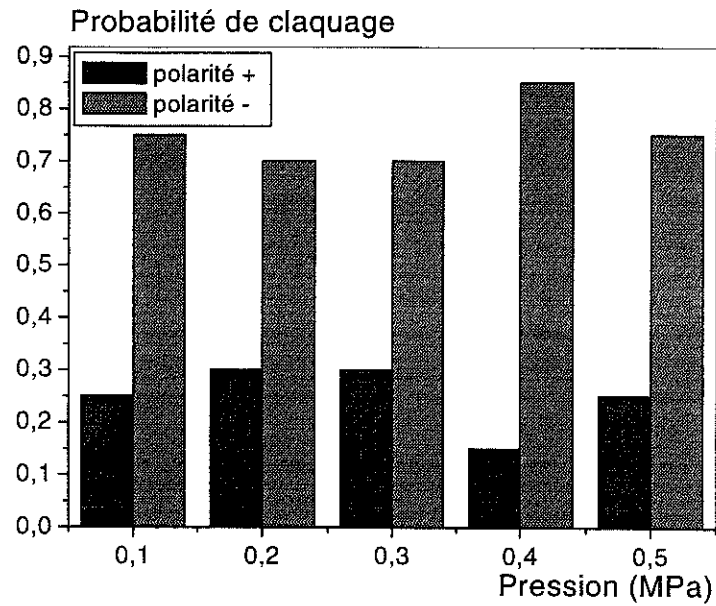


Figure III.44 : Probabilité de claquage en alternatif en géométrie sphère-plan dans LN_2 ($d=1mm$).

III-3.3 Comparaison des tensions de claquage dans LN_2 et l'huile minérale

La figure III.45 représente un récapitulatif des tensions de claquage mesurées dans l'azote liquide et l'huile minérale (périodiquement remplacée par de l'huile propre tout les 10 claquages).

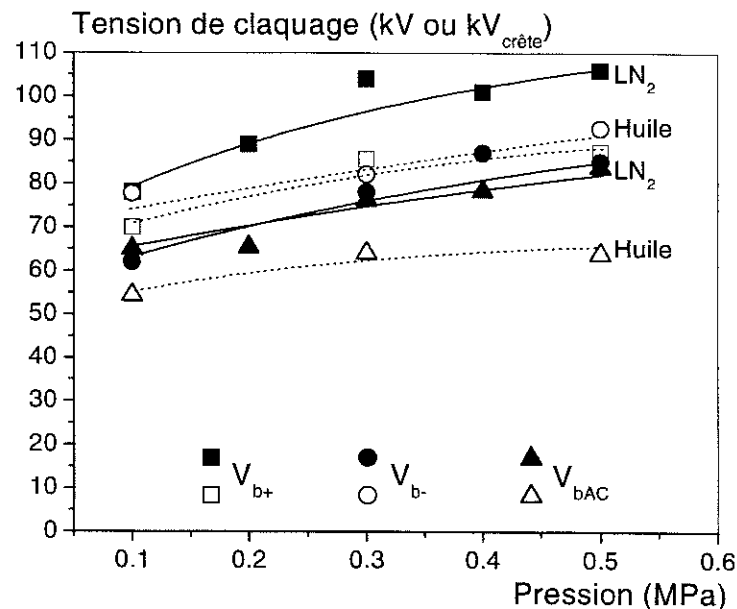


Figure III.45 : Comparaison des tensions de claquage V_{b+} , V_{b-} et V_{bAC} mesurées en géométrie sphère plan pour des pressions variant de 0,1 à 0,5MPa dans l'azote liquide et l'huile minérale ($d=1mm$).

Sous impulsion, les tensions de claquage dans l'huile sont pratiquement identiques dans les deux polarités (les champs d'apparition des streamers positifs et négatifs sont pratiquement identiques [Top99]). Ces tensions sont proches de celles mesurées en polarité négative dans LN_2 . En polarité positive dans LN_2 , les tensions sont sensiblement supérieures (sauf à pression atmosphérique).

Sous tension alternative dans l'huile minérale, les tensions de claquage sont inférieures aux tensions impulsionnelles, ce qui a été observé par de nombreux auteurs [Top99Th].

Les temps de retard au claquage mesurés dans l'huile minérale permettent de savoir à quel type de streamer est dû le claquage. Pendant un cycle négatif, les vitesses de propagation mesurées sont proches de 1kms^{-1} comme en géométrie pointe-plan [Top99Th]. Nous supposons donc que des streamers négatifs sont responsables du claquage pendant l'alternance négative de la tension. Ceux-ci sont majoritairement observés à pression atmosphérique (figure III.46). Pour des pressions supérieures, on constate que le claquage de l'huile minérale survient principalement pendant l'alternance positive. Dans cette polarité, les temps de retard au claquage t_b sont faibles. Les vitesses de propagation déduites de t_b sont très élevées ($>10\text{kms}^{-1}$) et nous pouvons supposer que le claquage est dû à la génération de streamers rapides (3^{ème} mode).

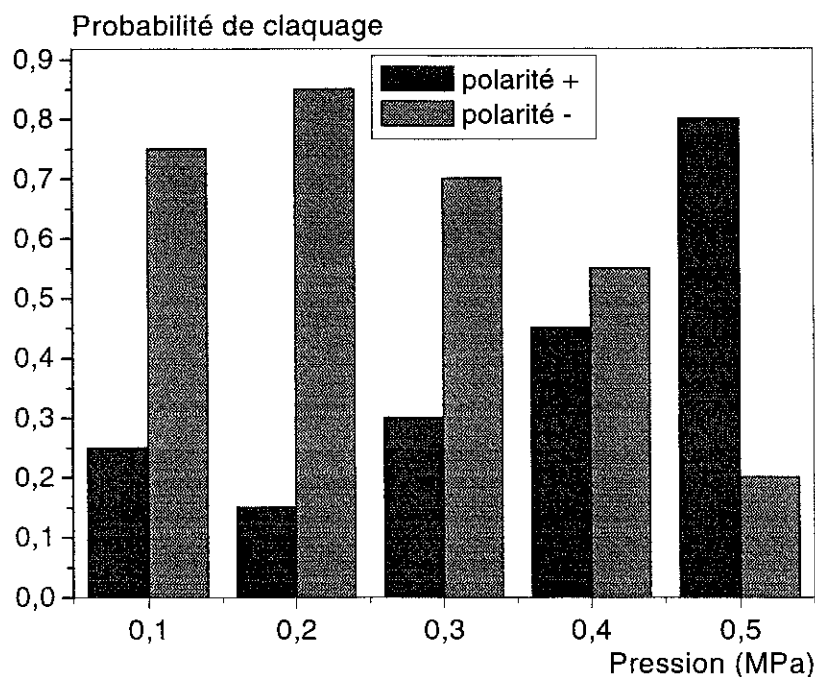


Figure III.46 : Influence de la pression sur la probabilité de claquage pendant l'alternance positive ou négative de l'onde AC dans l'huile minérale en géométrie sphère-plan ($d=1\text{mm}$).

Sous tension alternative dans LN_2 , les tensions de claquage sont identiques à celles mesurées sous impulsion négative. Ceci est très surprenant car la tenue diélectrique des liquides est toujours plus faible en alternatif qu'en impulsion. Cet effet provient de l'augmentation de la probabilité de générer un streamer quand la durée d'application de la tension augmente. Le fait que la durée d'application n'ait apparemment pas d'influence sur le claquage de LN_2 est très important pour les applications et mériterait d'être confirmé par des mesures complémentaires.

III-4 Discussion

III-4.1 Propagation des streamers négatifs

Les vitesses des streamers négatifs mesurées en géométrie sphère-plan sont comparables à celles mesurées en géométrie pointe-plan, bien que le champ électrique moyen Vd^{-1} y soit vingt fois plus important. Des résultats similaires ont été obtenus dans d'autres liquides comme le Marcol 70 [Devins77, Devins81]. Deux raisons peuvent expliquer ceci.

La première est la propagation très difficile des streamers négatifs dans l'azote liquide. En géométrie pointe-plan, la vitesse de propagation des streamers négatifs reste faible ($< 500 \text{ms}^{-1}$) même à très haute tension comme dans le Marcol 70. La deuxième raison provient du fait que la propagation des streamers négatifs en « buisson » est fortement réduite lorsqu'ils sont générés à proximité d'une électrode plane. Dans cette configuration, l'électrode plane joue le rôle d'un écran électrostatique et provoque une réduction du champ électrique agissant à la tête du streamer [Top99].

En comparaison, la propagation des streamers négatifs dans l'huile minérale est nettement plus aisée, en raison de la présence de composés aromatiques dans celle-ci [Devins81]. Dans cette polarité, L'azote liquide possède un comportement proche de celui des hydrocarbures saturés comme les alcanes ou les huiles raffinées comme le Marcol 70.

III-4.2 Champ d'apparition des streamers négatifs

Comme nous l'avons observé en géométrie pointe-plan, le champ d'apparition des streamers négatifs est plus faible que celui des streamers positifs. Ce résultat est confirmé en géométrie sphère-plan où le claquage est principalement dû à la génération de streamers négatifs.

A partir des valeurs reportées sur la figure III.40 il est possible de calculer numériquement les champs de génération des streamers négatifs E_{b-} à la surface de la sphère (en polarité négative) et E_{b+} à la surface du plan (en polarité positive). L'évolution de ces champs en fonction de la pression est représentée sur la figure III.47. Nous constatons que E_{b-} est toujours légèrement inférieur à E_{b+} . Une différence de l'état de surface des électrodes pourrait expliquer ceci.

Dans l'azote liquide, les champs E_{b-} et E_{b+} sont compris entre 60 et 105kVmm⁻¹ entre 0,1 et 0,5Mpa ce qui est nettement inférieur aux champs déterminés dans ce chapitre au § I avec des pointes de rayon $r_0=1\mu\text{m}$.

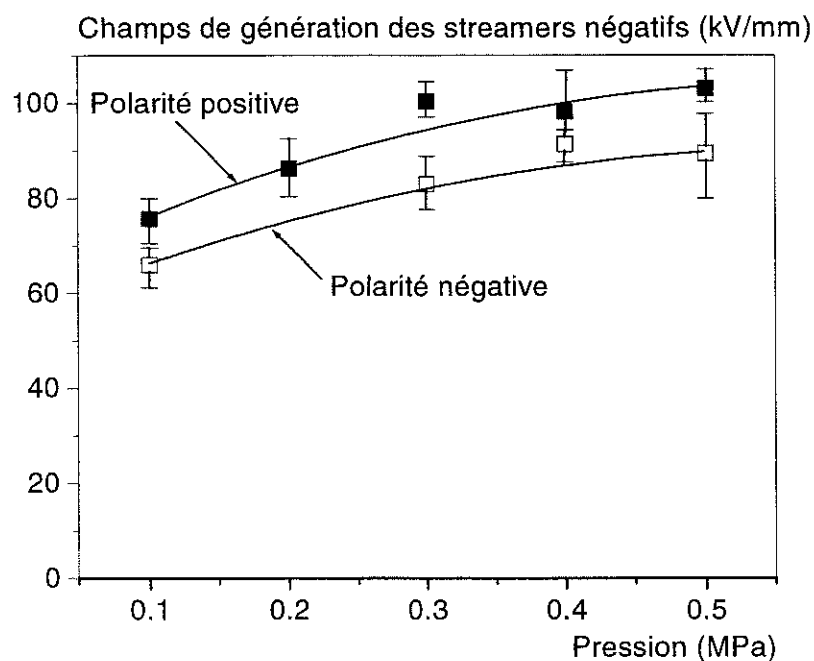


Figure III.47 : Evolution des champs de génération des streamers négatifs en fonction de la pression. Ces champs sont calculés à l'aide d'un logiciel de simulation de champ (QuickField) (champ calculé sur le plan en polarité positive sur la sphère en polarité négative, $d=1\text{mm}$).

IV Conséquences pour l'isolation cryogénique haute tension

La figure III.48 présente une compilation des champs de génération des streamers (ou des tensions de claquage) en fonction de la surface S des électrodes soumises au champ intense.

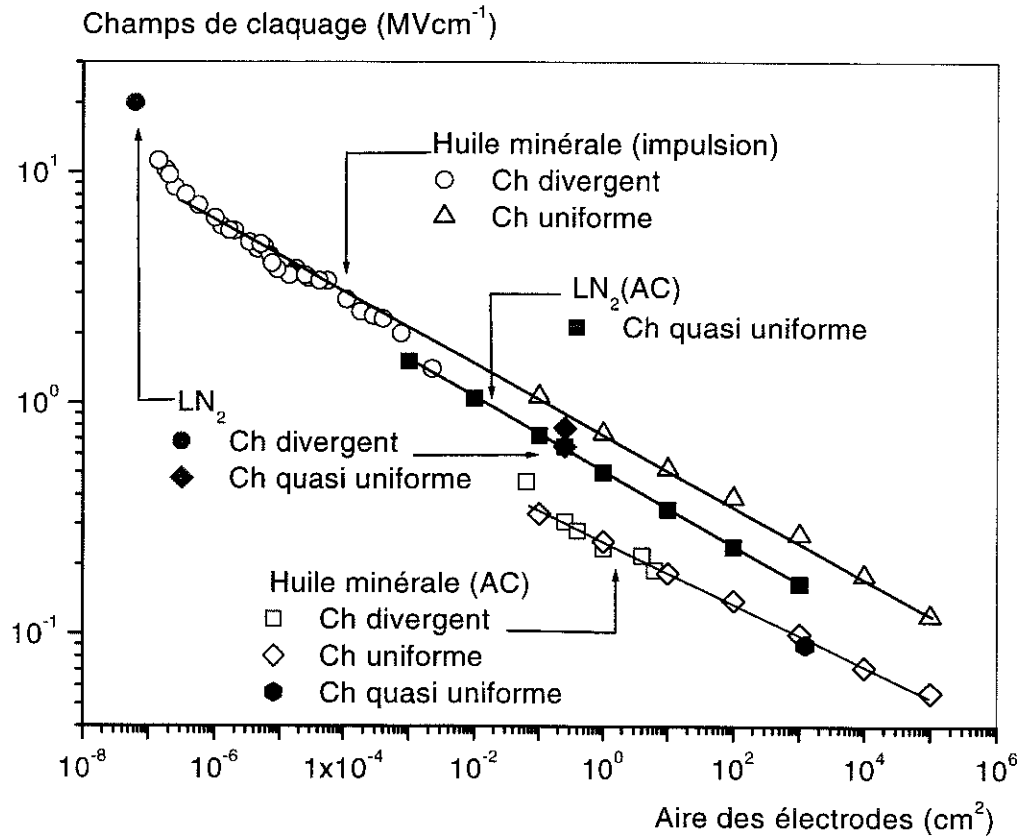


Figure III.48 : Evolution des champs de claquage dans l'azote liquide et dans l'huile minérale en fonction de la surface des électrodes sous tension impulsionnelle positive (E_{b+}) et alternative (E_{bAC}).

En géométrie pointe-plan ou tige-plan, [Lesaint02, Frayssines02], S est simplement estimée par $2\pi r_p^2$ où r_p est le rayon de la pointe ou de la tige. Les mesures [Trinh82] correspondent à des champs de claquage mesurés sous champ uniforme et en géométrie coaxiale ou sphère-plan [Hayakawa97].

Dans LN_2 , nous retrouvons la tendance générale déjà observée dans l'huile minérale : sur une large gamme de surface, le champ décroît lentement avec S suivant une loi en $S^{-0,17}$. Les quelques valeurs de champ de claquage impulsionnelle obtenues à pression atmosphérique dans LN_2 sont comparables à celles mesurées dans l'huile minérale ce qui est cohérent avec les résultats de la

figure III.45. Sous tension alternative dans LN_2 , les valeurs sont un peu inférieures aux champs impulsif alors qu'elles sont environ deux fois plus faibles dans l'huile minérale.

Les résultats de la figure III.48 montrent que dans des conditions « standard » de fonctionnement (en champ peu divergent et sous tension alternative) l'azote liquide possède un champ de claquage sensiblement supérieur à celui de l'huile minérale (facteur 2).

Dans ces conditions (claquage déterminé par la génération), la pression a peu d'influence sur la tenue disruptive de l'azote liquide (figure III.26) et une augmentation d'environ 10% s'observe entre 0,1 et 0,4MPa. Dans le cadre d'une application pratique, elle n'a donc d'intérêt que pour limiter l'apparition éventuelle de bulles de vapeur à la surface des enroulement supraconducteurs.

En revanche, sous impulsion de tension et dans la même configuration (représentative d'une isolation soumise à des essais de chocs de foudre ou de manœuvre), la tenue diélectrique de LN_2 devient sensiblement équivalente à celle de l'huile minérale et à peine supérieure à celle mesurée dans LN_2 sous alternatif. Ceci constitue une différence remarquable entre les deux liquides. La tenue au choc étant généralement dimensionnante dans une application, on peut en déduire qu'une isolation conçue avec des critères de champ maximum identiques à ceux utilisés dans l'huile minérale devrait avoir une tenue correcte dans LN_2 . Cette conclusion est sensiblement différente de celle que l'on pouvait formuler avant cette étude, sur la base des seules mesures sous tension alternative disponibles [Hayakawa97]. En effet celles-ci suggèrent que LN_2 possède une tenue diélectrique nettement supérieure à l'huile minérale (facteur 2). La variation des champs de génération des streamers avec la surface d'électrode (figure III.48) suit également une tendance comparable à celle de l'huile minérale, ce qui valide également l'utilisation des critères développés dans ce liquide. Il semble toutefois indispensable d'appliquer une pression hydrostatique de quelques bars pour supprimer ou limiter la formation de bulles de gaz.

Cependant, les mesures réalisées en géométrie divergente mettent en évidence le fait que LN_2 pourra avoir des performances sensiblement inférieures à celles de l'huile minérale dans les situations suivantes :

- Géométrie non uniforme
- Haute tension, grande distance d'isolement
- Transitoires rapides

Comme dans l'huile minérale, le claquage à grande distance dans l'azote liquide est principalement dû à la propagation de streamers filamenteux positifs. Pour une même tension, ils se propagent

plus vite et plus loin que les streamers négatifs. Cela explique pourquoi le claquage survient toujours pendant l'alternance positive sous tension alternative en géométrie divergente [Fleszynski79]. De plus, la propagation des streamers positifs filamenteux n'est pas affectée par la pression ni par la géométrie des électrodes. Ce n'est pas le cas des streamers négatifs dont la propagation est fortement réduite dès que la pression dépasse quelques bars et en géométrie uniforme lorsque le champ moyen n'est pas très élevé [Lesaint98a, Top02]. En effet dans une application réelle, le champ moyen Vd^{-1} (quelques 10kVcm^{-1}) est nettement plus faible que celui présent lors d'essais de claquage comme sur la figure III.43 (quelques 100kVcm^{-1}). Dans ces conditions, la propagation des streamers négatifs n'est plus observée [Lesaint98a, Top02].

La vitesse de propagation des streamers positifs filamenteux dans LN_2 est également plus élevée que dans l'huile minérale. Ils peuvent donc se propager loin en un temps court. Dans l'azote liquide, un streamer filamenteux peut parcourir 1cm en $1\mu\text{s}$ alors qu'il faudrait un temps compris entre 5 et $10\mu\text{s}$ dans l'huile minérale. La tenue au claquage de l'azote liquide dans le cas d'ondes impulsionnelles courtes (VFT, onde $1/50\mu\text{s}$) devrait donc être moins bonne que dans l'huile minérale.

La chute de tension dans les streamers positifs dans l'azote est également plus faible que dans l'huile minérale (de 3 à 9kVcm^{-1} au lieu de 20 à 35kVcm^{-1}). Ces streamers peuvent donc se propager plus loin dans LN_2 pour une même tension appliquée, ce qui explique que les tensions de claquage soient inférieures en géométrie pointe-plan. Dans une application, de telles décharges qui peuvent être générées par des causes diverses (particules, surtension, etc) constituent donc un danger certain.

En ce qui concerne l'extrapolation à plus grandes distances, il est connu que la tension de claquage et la tension d'accélération de l'huile minérale augmentent lorsque la distance entre les électrodes croît de plusieurs décimètres [Kamata80, Lesaint98a]. Nos résultats jusqu'à une distance de 80mm (figure III.28) montrent que l'accroissement de V_b en fonction de d dans l'azote liquide ralentit sensiblement à grande distance. Cela suggère que des tensions de claquage comparativement très faibles pourraient être observées à grande distance dans ce liquide. Il apparaît donc que l'azote liquide sera nettement moins performant que l'huile minérale dans le domaine des très hautes tensions et que des distances d'isolement plus importantes devront être utilisées. Comme dans l'huile minérale, des barrières isolantes capables de bloquer la propagation des streamers ou d'allonger leur parcours constituent un moyen efficace pour améliorer la tenue sous très haute tension.

V Bibliographie

[Atten93] P. Atten and A. Saker, « Streamer propagation over a liquid solid interface », IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 28 N°2, pp. 230-242, 1993.

[Chadband80] W.G. Chadband, « On variations in the propagation of positive discharges between transformer oil and silicone fluids » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 13, pp 1299-1307, 1980.

[Coelho71] R. Coelho and J. Debeau, « Properties of the tip plane configuration » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 4, pp. 1266-1280, 1971.

[Devins77] J. C. Devins, S. J. Rzad, and R. Schawbe, « Prebreakdown phenomena in sphere-sphere electrodes configurations in dielectric liquids » J. of Appl. Phys., Vol. 52 N°7, pp. 4531-4545, 1981.

[Devins81] J. C. Devins, S. J. Rzad, and R. Schawbe, « Breakdown and prebreakdown phenomena in liquids » J. of Appl. Phys., Vol. 52 N°7, pp. 4531-4545, 1981.

[Devins82] J.C. Devins and S.J. Rzad, « Streamer propagation in liquid and over liquid-solid interfaces » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-17, N°6, pp. 512-516, 1982.

[Fleszynski79] J. Fleszynski, A. Zelek and J.I. Skowronski, « Development of discharges in liquid nitrogen in non-uniform electrical field » Journal of electrostatics, Vol.7, pp.39-46, 1979.

[Gournay93] P. Gournay and O. Lesaint « A study of the inception of positive streamers in cyclohexane and pentane » J. Phys. D : Appl. Phys, Vol. 26, pp. 1966-1974, 1993.

[Gournay94] P. Gournay and O. Lesaint, « On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids II : Propagation growth and collapse of gaseous filaments in pentane » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 27,

[Gournay94Th] P. Gournay, « Génération et propagation des streamers positifs dans quelques hydrocarbures », Thèse de L'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1994.

[Hayakawa97], H. Hayakawa, H. Skakibara, H. Goshima, M. Hikita and H. Okubo, « Breakdown mechanism of liquid nitrogen viewed from area and volume effects » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 4 °1 pp. 127-134, 1997.

[Hernandez94] J.L. Hernandez-Avila, N. Bonifaci and A. Denat, "Hot electron phenomena in liquid and gaseous Ar and N₂ in divergent electric fields" IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 1 N°3, pp. 412-418, 1994.

[IREQ95] Rapport de synthèse, « Etude des mécanismes de claquage des grand volume d'huile » LEMD/IREQ/JST, Rédacteur O.Lesaint et A.Saker, 1995.

[Kamata80] Y. Kamata and Y. Kako, « Flashover characteristics of extremely long gaps in transformer oil under non-uniform field conditions » IEEE Trans. on Elec. Insul. Vol. EI N°1, pp. 18-26, 1980.

[Kelley81] E.F. Kelley, and R.E. Hebner, « Prebreakdown phenomena between sphere-sphere electrodes in transformer oil » Apply. Phys. Lett., 38 (4), pp.231-233, 1981.

[Lehmann70] J.P. Lehmann, « Mesures Diélectriques dans les fluides cryogéniques jusqu'à 200kV-50Hz » Revue Générale de L'électricité, Vol.79, N°1, pp.15-22, 1970.

[Lesaint88] O. Lesaint and R. Tobazeon, « Streamer generation and propagation in transformer oil under ac divergent field conditions » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 23 N°6, pp. 941-954, 1988.

[Lesaint91] O. Lesaint, P. Gournay and R. Tobazeon, « Investigations on transient currents associated with streamer propagation in dielectric liquids » IEEE Trans. on Elec. Insul. Vol. 26 N° 4, pp. 699-707, 1991.

[Lesaint94a] O. Lesaint and P. Gournay, « On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids I: Influence of the hydrostatic pressure on the propagation » J. Phys. D : Appl. Phys, Vol. 27, pp. 2111-2116, 1994.

[Lesaint96] O. Lesaint and G. Massala, "Transition to fast streamers in mineral oil in the presence of insulating barrier" Conference Record of the IEEE Int. Symp. On Elec. Insul., Vol. 2, pp. 737-740, New York USA, 1996.

[Lesaint98a] O. Lesaint and G. Massala, « Positive streamer propagation in large oil gap : Experimental characterization of propagation modes » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 360-370, 1998.

[Lesaint98b] O. Lesaint, A. Saker, P. Gournay, R. Tobazeon, « Streamer propagation and breakdown under ac voltage in very large oil gaps » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 351-359, 1998.

[Lesaint00] O. Lesaint and M. Jung, « On the relation between streamer branching and propagation in liquids : influence of pyrene in cyclohexane » J. Phys. D : Appl. Phys. Vol. 33, pp. 1360-1368, 2000.

[Lesaint02] O. Lesaint and T.V. Top, « Streamer initiation in mineral oil part I : Electrode surface effect under impulse voltage » IEEE Tans. On Diel. And Elect. Insul. Vol.9, pp 84-91, 2002.

[Linhjell94] D. Linhjell, L. Lunggaard, « Streamer propagation under impulse voltage in long point-plane oil gaps » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 1 N°3, pp. 447-458, 1994.

[Lundgaard96] L. Lundgaard, D. Linhjell, G. Berg and S. Sigmond, « Positive and negative streamers in oil gaps with and without pressboard interfaces » Conference Record of the 12th Inter. Conf. On Cond. and Break. in Diel. Liq. pp. 175-180, Roma, 1996.

[Massala01] G. Massala and O. Lesaint, « A comparison of negative and positive streamers in mineral oil at large gaps » J. Phys. D : Appl. Phys. Vol. 34, pp. 1525-1532, 2001.

[Massala98] G. Massala and O. Lesaint, « Positive streamer propagation in large oil gaps : Electrical properties of streamers » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 371-381, 1998.

[MassalaTh97] G.Massala, « Propagation et propriétés électriques des streamers positifs à grande distance dans l'huile minérale sous très haute tension impulsionnelle » Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1997 N°TS97/INPG/0112.

[Rain94] P. Rain and O. Lesaint, "Prebreakdown phenomena in mineral oil under step and AC voltage in large divergent fields" IEEE Trans. on Dielect. and Elec. Insul., Vol. 1 N°4, pp. 692-701, 1994.

[Sakamoto80] S. Sakamoto and H. Yamada, "Optical Study of conduction and breakdown in dielectric liquids" IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-15 N°2, pp. 171-181, 1980.

[Saker96] A. Saker and P. Atten, « Properties of streamers in transformer oil », IEEE Trans. on Dielect. and Elec. Insul., Vol. 3 N°6, pp. 784-791, 1996.

[Sibillot75] P.J. Sibillot, "L'injection de charges par une pointe métallique dans l'azote et l'hélium liquide" Thèse de Doctorat d'Etat de l'Université Paris VI, 1975.

[Takahashi75] Y. Takahashi And K. Ohtsuka, "Discharge and bubbling in liquid nitrogen" J. Phys. D : Appl.Phys., Vol. 8, pp. 165-169, 1975

[Top99] T.V. Top and O. Lesaint « Streamer initiation and propagation in mineral oil in a semi-uniform electrode geometry » Proceedings of the 13th Int. Conf. On Dielect. Liq. (ICDL), pp. 122-125, Piscataway, USA, 1999.

[Top02] T.V. Top, G. Massala, and O. Lesaint, « Streamer propagation in mineral oil in semi-uniforme geometry » IEEE Trans. DEI, Vol. 9 pp. 76-83, 2002.

[Top99Th] T.V.Topp, « Etude de la génération et de la propagation des streamers dans l'huile minérale sous tension impulsionnelle et alternative » Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 1999.

[Trinh82] NG. Trinh, C. Vincent, J. Regis « Statistical dielectric degradation of large volume oil insulation » IEEE Trans. on Pow. Appar. and Syst. Vol.PAS-101 N°10, pp. 3712-3721, 1982.

[Torshin95] Yu. V. Torshin, « On the existence of leader discharges in mineral oil » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 2 N°1, pp. 167-179, 1995.

[Yamashita85] H. Yamashita and H. Amano, “Pre-breakdown current and light emission in transformer oil”, IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. EI-20 N°2, pp. 247-256, 1985.

[Yamashita88] H. Yamashita and H. Amano, « Prebreakdown phenomena in hydrocarbon liquids » IEEE Trans. on Elec. Insul., Vol. 23 N°4, pp. 739-750, 1988.

[Yamashita98] H. Yamashita, K. Kawazawa and Y.S. Wang « The effect of tip curvature on the prebreakdown streamer structure in cyclohexane » IEEE Trans. on Elec. Insul. Vol. 5 N° 3, pp. 396-401, 1998.

Caractérisation spectroscopique des streamers filamenteux positifs dans l'azote liquide

Caractérisation spectroscopique des streamers filamentaires positifs dans l'azote liquide

I- Introduction

Deux conditions sont nécessaires à la propagation d'un streamer. La première condition impose que le champ électrique à sa tête soit supérieur à une valeur seuil E_s à partir de laquelle un mécanisme d'injection dans le liquide s'opère. La deuxième condition concerne la conduction électrique du canal gazeux formant le streamer. Si celle-ci devient trop faible, le champ à la tête du streamer diminuera en dessous de E_s et le streamer s'arrêtera.

Les phénomènes d'injection de charge dans le liquide et de conduction dans le gaz émettent de la lumière. Leur analyse par spectroscopie d'émission est donc possible en théorie. Cependant, l'étude de la lumière émise à la tête du streamer est rendue très difficile par la grande vitesse de propagation des streamers et sa très faible intensité lumineuse. A l'inverse, la lumière émise par les canaux gazeux est beaucoup plus intense et son analyse est plus aisée.

Les hydrocarbures utilisés en électrotechnique sont formés de grosses molécules de type C_nH_m . Leur décomposition (par collisions électroniques ou par échauffement) conduit à la création d'une multitude d'éléments rendant les études spectroscopiques très difficiles. L'étude de l'azote liquide (molécule diatomique) est plus favorable car sa décomposition ne peut conduire qu'à la formation d'azote atomique.

Nous pouvons donc nous attendre à observer des spectres de raies (dé-excitation radiative d'un atome d'azote) et des spectres de bandes (dé-excitation radiative d'une molécule d'azote). A partir des spectres de bandes, nous pourrions déterminer la température rotationnelle et vibrationnelle d'une molécule d'azote dans un état excité. En faisant certaines hypothèses sur lesquelles nous reviendrons dans la suite du chapitre, la température rotationnelle pourra être assimilée à la température du milieu émissif. A partir de l'élargissement et du déplacement des spectres de raies, nous pourrions déterminer la concentration des espèces neutres et chargées à l'intérieur de notre plasma. Les relations reliant l'élargissement des raies atomiques aux densités des espèces neutres ou chargées seront présentées dans la première partie de ce chapitre. Dans la deuxième partie, nous présenterons le dispositif expérimental et les conditions dans lesquelles notre étude a été menée. Les streamers positifs filamentaires

étant de loin les plus lumineux, nous concentrerons notre étude spectroscopique sur ces phénomènes. Celle-ci sera présentée à partir du paragraphe 4 de ce chapitre.

II- Rappels théoriques

La spectroscopie d'émission permet d'obtenir un grand nombre d'informations sur la nature du plasma sans le perturber. Le rayonnement émis par le plasma résulte de la superposition d'un fond continu, d'un spectre de raies et d'un spectre de bandes. Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser aux différentes causes d'élargissement des raies atomiques. Les équations que nous écrirons serviront à simuler les raies atomiques de NI.

II-1 Considérations générales

Les mesures spectroscopiques s'appuient sur la mesure de l'intensité lumineuse qui s'échappe de la surface extérieure du plasma et qui est émise par toutes les couches situées en profondeur du plasma.

A partir de l'intensité enregistrée sur les détecteurs, il faut remonter au coefficient local d'émission spectrale, qui est l'énergie rayonnée par unité de volume, d'angle solide et de temps (équation IV.1)

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{hc}{\lambda} A_{u,l} P_e(\lambda) N_u \quad \text{Equation IV.1}$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, λ la longueur d'onde de la transition (u,l), P_e est le profil de raie d'émission et N_u la densité des atomes au niveau supérieur u .

Le rayonnement émis par un plasma est partiellement réabsorbé par celui-ci. L'équation du transfert radiatif permet, à partir des coefficients d'émission et d'absorption locaux, de calculer le flux de lumière I_{λ} (unité $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) s'échappant de la surface extérieure d'un plasma, qui seul est accessible à l'observateur.

Si on considère une couche mince de plasma homogène d'épaisseur dz , le gradient d'intensité selon la direction z est donné par la loi de Beer-Lambert (équation IV.2)

$$\frac{dI_\lambda}{dz} = \varepsilon_\lambda(z) - I_\lambda(z)K_\lambda(z). \quad \text{Equation IV.2}$$

K_λ le coefficient spectral d'absorption est donné par l'équation IV.3 :

$$K_\lambda = \frac{\lambda_{u,l}^4}{8c\pi} A_{u,l} \frac{g_u}{g_l} \left[1 - \frac{g_l}{g_u} \frac{N_u}{N_l} \frac{P_e(\lambda)}{P_a(\lambda)} \right] P_a(\lambda) N_l \quad \text{Equation IV.3}$$

avec P_a le profil d'absorption, N_l la densité de l'état inférieur l , g_u et g_l les poids statistiques des niveaux u et l . Ces poids statistiques se calculent à l'aide de la relation : $g=2J+1$. J est le moment angulaire ou le moment cinétique total. Chaque volume élémentaire d'épaisseur dz produit une intensité lumineuse constante dI_0 , et en suivant le raisonnement élaboré par C.Trassy et al [Trassy99], nous aboutissons à la formule de récurrence donnée par l'équation IV.4:

$$I_{\text{total}} = dI_0 \sum_i \left(\exp(-k_\lambda dz) \right)^i \quad \text{Equation IV.4}$$

où dI_0 est l'intensité émise dans un volume élémentaire, et dz sa dimension.

Il convient maintenant de déterminer les profils des raies d'émission et d'absorption. La modification de ces profils est due à des processus physiques que nous allons en même temps préciser.

II-2 Profil des raies spectrales

Les raies spectrales, qu'elles soient observées en émission ou en absorption, ne sont pas infiniment minces. Elles présentent un certain profil, qui donne la répartition de l'intensité autour de la longueur d'onde centrale (figure IV.1).

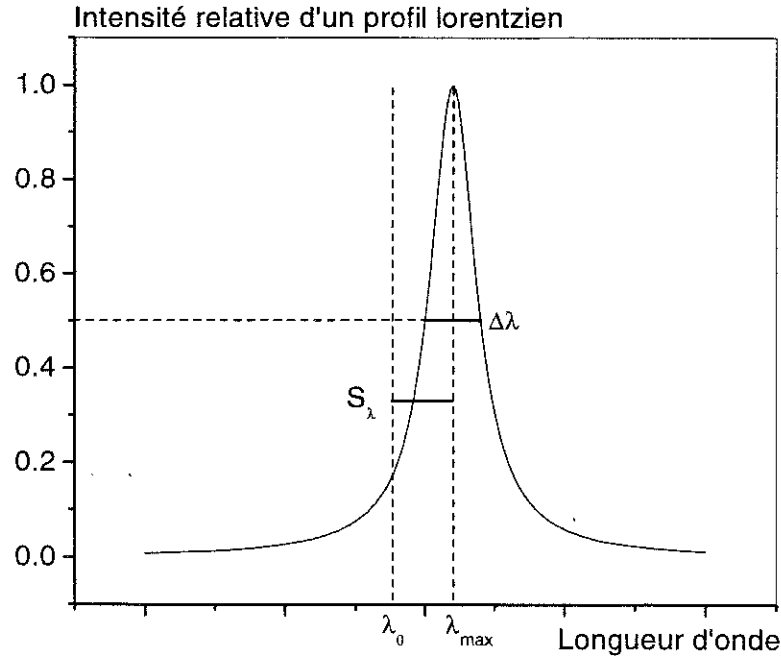


Figure IV.1 : Définition d'un profil de raie lorentzien et des grandeurs utilisées.

Considérons une émission centrée sur la longueur d'onde λ_0 . Le déplacement de la raie S_λ par rapport à cette longueur λ_0 est déterminé par la relation $S_\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_0$ où $\lambda_{\max}$ est la longueur d'onde au maximum du profil de raie $P(\lambda)$. La largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de la raie est prise à la moitié de $P(\lambda_{\max})$.

Ainsi, nous pouvons définir différents profils de raie suivant le phénomène physique prédominant qui provoque l'élargissement et le déplacement de la raie.

Dans un plasma, on peut considérer plusieurs causes d'élargissement :

- L'élargissement naturel des raies dû au temps de vie fini des niveaux excités.
- L'élargissement Doppler, dû au mouvement thermique de l'émetteur. La largeur à mi-hauteur est donnée alors par l'équation IV.5, où T est la température cinétique du plasma, m la masse atomique exprimée en gramme et λ la longueur d'onde de la transition (u-l).

$$\Delta\lambda_D = 2\lambda \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{mc^2}}$$

Equation IV.5

-L'effet de la pression dû aux interactions de l'atome rayonnant avec les particules environnantes, appelées perturbateurs. Un plasma est constitué d'atomes neutres, d'ions et d'électrons. Les niveaux énergétiques des atomes sont perturbés par la présence des autres atomes et des espèces chargées. Les interactions avec chacune de ces espèces conduisent à un élargissement et un déplacement de la raie d'émission. Le profil obtenu est en général un profil lorentzien, donné par l'équation IV.6

$$P(\lambda) = \frac{2}{\pi\Delta\lambda} \frac{1}{1 + \left(2 \frac{(\lambda - \lambda_{u,l} \pm S_\lambda)}{\Delta\lambda} \right)^2} \quad \text{Equation IV.6}$$

où $\lambda_{u,l}$ est la longueur d'onde de la transition de l'état u vers l'état l , S_λ le déplacement de la raie et $\Delta\lambda$ la largeur à mi-hauteur de la raie (figure IV.1).

Dans un milieu dense, l'élargissements naturels et l'élargissement doppler sont négligeables par rapport à l'élargissement dû à la pression.

II-2.1 Elargissement dû aux atomes neutres

Deux cas limites sont envisagés, conformément au traitement statistique classique des collisions (action d'un grand nombre de particules perturbatrices sur la particule émettrice) :

- l'approximation d'impact pour laquelle la durée des collisions est très courte (la plupart du temps, l'atome émetteur n'est pas perturbé, sauf au moment de l'impact). Les perturbations sont alors bien séparées dans le temps.
- l'approximation quasi-statique pour laquelle la perturbation peut être considérée comme constante sur l'intervalle de temps considéré. C'est à dire que les perturbateurs semblent immobiles par rapport aux atomes émetteurs.

Les particules neutres entraînent une perturbation des niveaux de l'atome émetteur, et provoque l'élargissement des raies d'émission par effet résonnant et par effet Van Der Waals. Les espèces chargées entraînent quant à elles une dégénération des niveaux d'énergie et un élargissement des raies émises par effet Stark.

II-2.1.1 L'effet Van Der Waals

Du fait du mouvement de rotation des électrons autour d'un atome, on peut considérer ce dernier comme un dipôle électrique. Lorsqu'un atome neutre passe à une grande distance r d'un atome excité, de tel sorte que leurs niveaux électroniques ne se chevauchent pas et que chacun garde le même nombre d'électrons, la seule énergie d'interaction entre ces deux atomes est celle calculée par Van Der Waals (équation IV.7)

$$V(r) = \frac{-C_6}{r^6} \quad \text{Equation IV.7}$$

Le paramètre C_6 peut être approché par l'équation IV.8 suivante, en supposant que l'atome excité se comporte comme un atome hydrogénoïde.

$$C_6 = \frac{1}{2h\epsilon_0} e^2 \gamma \left| \langle r_u^2 \rangle - \langle r_l^2 \rangle \right| \text{ en } m^{-6}.s^{-1}. \quad \text{Equation IV.8}$$

où γ est la polarisabilité de l'atome perturbateur en m^{-3} , et $\left| \langle r_u^2 \rangle - \langle r_l^2 \rangle \right|$ la différence des carrés moyens de l'atome rayonnant pour les deux niveaux qui caractérisent la transition.

Les valeurs de $\langle r^2 \rangle$ sont données, dans l'approximation Coulombienne, par l'équation IV.9 :

$$\langle r^2 \rangle = a_0^2 \frac{n^{*2}}{2Z_a^2} \left\langle 5n^{*2} + 1 - 3L(L+1) \right\rangle \quad \text{Equation IV.9}$$

où a_0 est le rayon de Bohr, Z_a la charge de l'atome équivalent hydrogénoïde (égale à 1 pour un atome neutre). L est le nombre quantique orbital. n^* est le nombre quantique effectif, donné dans l'approximation hydrogénoïde par l'équation IV.10 :

$$n^* = Z_a \left(\frac{E_{ion}^H}{E_{ion}^X - E_{bu}^X} \right)^{1/2} \quad \text{Equation IV.10}$$

où $E_{\text{ion}}^H=13,59\text{eV}$ est le potentiel d'ionisation de l'hydrogène, E_{ion}^X et E_{hv}^X représentent les potentiels d'ionisation et d'excitation de l'atome émetteur

Dans le **cas de l'approximation d'impact**, l'élargissement d'une raie est donnée par l'équation IV.11.

$$\Delta\lambda_{\text{VDW}} = 1,20479.C_6^{2/5}.\nu^{3/5}.\frac{\lambda_{u,1}^2}{c} N \quad \text{Equation IV.11}$$

où N est la densité des neutres, $\nu = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}}$ la vitesse moyenne des particules neutres et μ est

la masse réduite du système émetteur/perturbateur égale à $\frac{M_{\text{em}}M_{\text{pe}}}{M_{\text{em}} + M_{\text{pe}}}$.

Le déplacement de la raie est alors donné par l'équation IV.12

$$S_{\lambda\text{VDW}} = \frac{\Delta\lambda_{\text{VDW}}}{2,75} \quad \text{Equation IV.12}$$

Le critère de validité de la théorie d'impact a été établi par Hindmarsh et il est basé sur la valeur du rayon de Weisskopf (Equation IV.13)

$$\rho_{\omega} = \left(\frac{3C_6\pi}{8\nu}\right)^{1/5} \ll \left(\frac{1}{N}\right)^{1/3} \quad \text{Equation 13}$$

Dans le **cas de l'approximation quasi-statique**, l'élargissement d'une raie est donné par l'équation IV.14.

$$\Delta\lambda_{\text{VDW}} = 0,411\pi^2 C_6 \frac{\lambda_{u,1}^2}{c} N^2 \quad \text{Equation IV.14}$$

II-2.1.2 L'effet résonant

La transition radiative d'un état excité u vers un état l est élargi par effet résonant lorsque l'état l peut se dé-exciter radiativement vers le niveau fondamental de l'atome excité. Cet élargissement est dû au potentiel d'interaction à moyenne distance ($\propto 1/r^3$) entre les atomes excités et les perturbateurs (atomes dans l'état fondamental). Cet effet ne provoque généralement pas de déplacement de raie, et le profil qui lui est associé est lorentzien.

Comme pour l'effet Van der Waals, l'élargissement par effet résonant varie selon l'approximation d'impact ou quasi statique, et il est donné par l'équation IV.15.

$\Delta\lambda_{\text{résonant}} = KC_3 N \lambda^2$	Equation IV.15
--	----------------

avec $C_3 = \frac{e^2 f_r}{32\pi^3 c^2 \epsilon_0 m_e} \lambda_r$

où e est la charge de l'électron, f_r la force d'oscillateur de la transition résonante ($l \rightarrow$ fondamental) de longueur d'onde λ_r , ϵ_0 la permittivité du vide et m_e la masse de l'électron. N est la densité des perturbateurs dans l'état fondamental et λ la transition radiative de l'état u vers l'état l . Le coefficient K dépend de l'approximation d'impact ou quasi statique et, comme pour l'effet Van Der Waals, on utilise le critère du rayon de Weisskopf pour choisir l'une ou l'autre des approximations (équation IV.16). Ses différentes valeurs sont données dans le tableau IV.1. Dans la suite de notre étude, nous prendrons les valeurs de K données par Zaidi.

$\rho_\omega = \left(\frac{3C_3}{v} \right)^{1/2}$	Equation IV.16
---	----------------

Auteurs	Approximation d'impact	Approximation quasi statique
Traving [Traving68]	$2\pi^2$	
Griem [Griem64]	$12\pi \sqrt{\frac{g_{\text{fondamental}}}{g_u}}$	
Zaidi [Zaidi77]	π^2	4π
Klimotovich [Klimotovich79]	$2\sqrt{\pi}$	$2\sqrt{\pi} + \pi$

Tableau IV.1 : Valeurs du coefficient K dans l'approximation d'impact et quasi statique.

II-2.2 Elargissement dû aux particules chargées : l'effet Stark

Les théories complexes de l'effet Stark ont été élaborées par plusieurs générations de chercheurs dont Griem [Griem69]. Cet effet est dû à l'interaction entre la particule émettrice et les particules chargées constituant le plasma (ions et électrons libres). Ces particules créent un potentiel d'interaction qui perturbe l'atome émetteur, et un élargissement de la raie émise. L'élargissement dû aux électrons relève de l'approximation d'impact, tandis que celui dû aux ions relève de l'approximation quasi-statique.

Cette perturbation conduit à un élargissement $\Delta\lambda_s$ de la raie et à un déplacement de la raie dont la valeur est $S_\lambda(\text{Stark})$. Lorsque ce processus est dominant, le profil est lorentzien. La largeur totale à mi-hauteur est donnée par l'équation IV.17

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} = 2(1 + 1.75\alpha(1 - 0.75R))\omega \quad \text{Equation IV.17}$$

avec

$$\omega = \frac{N_e}{N_e^0} \omega_n(T) \text{ et } \alpha = \left(\frac{N_e}{N_e^0} \right)^{1/4} \alpha_n(T).$$

$$N_e^0 = 10^{22} \text{ m}^{-3} \text{ et } N_e \text{ en } \text{m}^{-3}$$

$C_0=0.75$ pour un émetteur neutre.

$\alpha_n(T)$ et $\omega_n(T)$ sont donnés par Griem [Griem69].

Le paramètre R est donné par la relation suivante : $R = \frac{\rho_m}{\rho_D}$ où $\rho_D = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{2e^2 N_e} \right)^{1/2}$ est le rayon

de Debye, rayon à partir duquel, au voisinage de l'atome émetteur, les électrons, de densité

N_e , font « écran » aux perturbations induites par les perturbateurs éloignés. $\rho_m = \left(\frac{4}{3} \pi N_i \right)^{-1/3}$

est la distance moyenne entre deux ions, où N_i est la densité des ions. α est caractéristique de l'élargissement des ions dans l'approximation quasi-statique.

Cet élargissement s'accompagne d'un déplacement du maximum d'intensité des raies donné par l'équation IV.18.

$$S_{\lambda Stark} = \left(\frac{d}{\omega} \pm 2\alpha(1 - 0.75R) \right) \omega \quad \text{Equation IV.18}$$

avec d/ω tabulé par Griem [Griem69]. Cette formule est valable si $0,05 < \alpha < 0,5$ et $R \leq 0,8$.

Les diverses contributions de ces effets sont cumulables, et donc le profil reste Lorentzien et la largeur totale est égale à la somme des largeurs : $\Delta\lambda_{totale} = \Delta\lambda_{Stark} + \Delta\lambda_{VDW}$

II-2.3 Profil expérimental

Le profil d'une raie spectrale obtenu expérimentalement est une convolution du profil réel de la raie (Stark ou Van der Waals), avec la fonction d'appareil du spectromètre qui disperse la lumière. La fonction d'appareil du spectromètre peut être déterminée à partir du profil d'une raie, émise par une lampe spectrale basse pression (figure IV.2). Le profil d'élargissement des appareils de mesure peut être généralement approché par un profil de Gauss. Sa largeur est $\Delta\lambda_{ins}$. En utilisant la formule classique donnée par l'équation IV.19 on en déduit la valeur expérimentale de l'élargissement dû aux collisions $\Delta\lambda_{exp}$.

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_{exp} - \frac{\Delta\lambda_{ins}^2}{\Delta\lambda_{exp}} \quad \text{Equation IV.19}$$

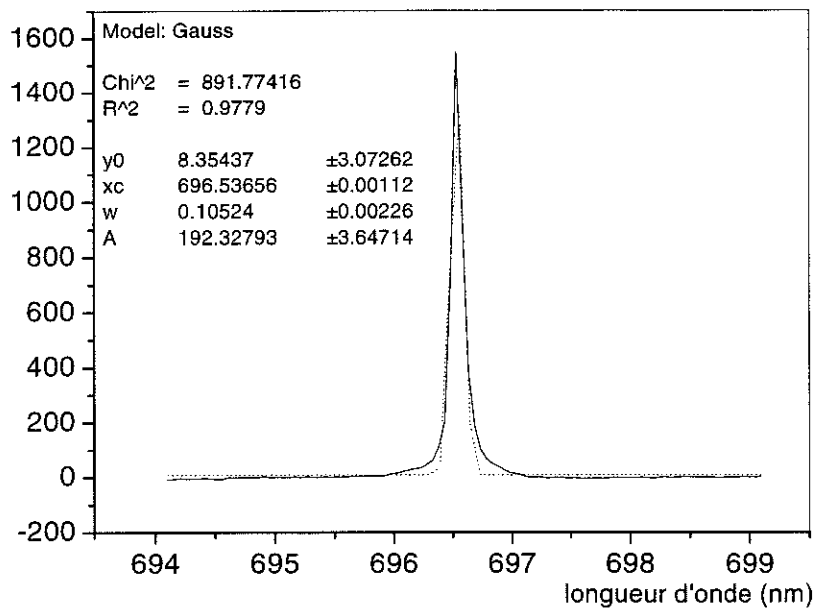


Figure IV.2 : Profil d'une raie expérimentale obtenue à partir d'une lampe d'argon à basse pression.

II-3 Notions de température

Dans un plasma à l'équilibre thermodynamique, toutes les espèces possèdent la même température cinétique T . Cette température régit les différentes fonctions de distribution associées à un plasma (Maxwell, Boltzmann, Saha et Planck). En pratique, les plasmas sont le plus souvent hors équilibre thermodynamique. En effet, dans un système constitué d'espèces de masses très différentes (électrons de masse m_e et particules lourdes de masse m tel que $m \gg m_e$), la relaxation vers un état d'équilibre s'effectue avec des temps caractéristiques très différents.

- les particules légères et lourdes relaxent séparément vers deux distributions de Maxwell, respectivement à la température T_e pour les électrons et à la température T_{cin} pour les particules lourdes.
- les deux sous-systèmes relaxent ensuite beaucoup plus lentement vers un équilibre thermodynamique.

On n'atteindra donc un équilibre thermodynamique que si le temps caractéristique τ qui définit le deuxième processus de relaxation est très inférieur vis à vis des autres temps caractéristiques du milieu. Ceci n'est généralement pas vérifié, et il devient nécessaire d'associer une température à chaque forme d'énergie. L'interprétation de ces températures, ou plus exactement de ces « pseudo-températures », est très complexe et celles-ci reflètent surtout le peuplement des différents niveaux d'excitation des atomes ou des molécules.

II-3.1 Définitions des différentes températures

II-3.1.1 Température cinétique :

La vitesse v d'une particule de masse m en mouvement se répartit autour d'une valeur moyenne selon la fonction de distribution de Maxwell $f(v)$. L'énergie de cette particule est associée à une température cinétique T_{cin} .

$$f(v) = 4c^2 \pi \left[\frac{m}{2\pi k T_{\text{cin}}} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k T_{\text{cin}}}\right)$$

II-3.1.2 Température d'excitation

La loi de Boltzmann permet de définir un équilibre entre deux états en fonction de la température. On définit ainsi une température d'excitation T_{exc} telle que

$$\frac{N_u}{N} = \frac{g_u}{Z(T)} e^{-\frac{E_u}{k T_{\text{exc}}}}$$

E_u , g_u , N_u sont respectivement l'énergie, le poids statistique du niveau u et la population de l'état u . N est la population totale de l'espèce considérée.

$Z(T)$ est la fonction de partition de l'atome $Z(T) = \sum_i g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}$

E_i est l'énergie du $i^{\text{ème}}$ niveau lié et g_i est le poids statistique de ce niveau

II-3.1.3 Température d'ionisation

C'est uniquement la température T_{ion} qui intervient dans l'équation de Saha et qui permet de décrire l'ionisation.

$$\frac{N^+ N_e}{N} = C T_{\text{ion}}^{3/2} e^{\frac{-E_{\text{ion}}}{k T_{\text{ion}}}}$$

II-3.1.4 Température électronique

La notion de température électronique est définie par la relation

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} m \bar{v}_e^2 = 3 \left(\frac{1}{2} k T_e \right)$$

émanant de la théorie cinétique classique des gaz, où V_e est la vitesse moyenne des électrons, et ε l'énergie moyenne par électron.

II-4 Equilibre thermodynamique complet et local.

On dit qu'il y a équilibre thermodynamique complet ETC lorsque l'on peut définir en un point donné une seule température. On a alors :

$$T_{\text{cin}} = T_{\text{exc}} = T_{\text{ion}} = T_e = T_{\text{rad}}$$

Dans les plasmas ce cas idéal n'existe pas et on est obligé de définir un équilibre thermodynamique local ETL où toutes les températures sont équivalentes, à l'exception de la température de radiation T_{rad} . Ceci est le cas des plasmas où la pression est proche de la pression atmosphérique. Lorsque le degré d'ionisation est suffisant (un couplage efficace existe entre les électrons et les particules lourdes) et que les grandeurs macroscopiques (température, concentrations. ...) varient peu sur de grandes longueurs caractéristiques vis à vis des longueurs microscopiques qui définissent le milieu (libre parcours moyen...), alors

$$T_{\text{cin}} = T_{\text{exc}} = T_{\text{ion}} = T_e \neq T_{\text{rad}}$$

Cette hypothèse d'ETL est cependant souvent mise en défaut. En effet de nombreuses études expérimentales montrent que souvent, dans les plasmas de décharges, l'énergie cinétique moyenne des électrons est nettement supérieure à celle des particules lourdes : ceci est tout à fait justifié pour notre plasma, qui est hors équilibre thermodynamique de telle façon que

$$T_{\text{cin}} < T_{\text{exc}} < T_{\text{ion}} < T_e$$

III- Dispositif expérimental

L'étude spectroscopique de la lumière émise par les streamers filamenteux se fait à l'aide d'un spectromètre Acton Research Corporation (modèle SpectraPro 300i) de 300mm de distance focale. Il est équipé de trois réseaux dont les caractéristiques sont indiquées ci-dessous.

Réseau (traits mm^{-1})	Fenêtre spectrale (nm)	Blazé (nm)	Dispersion (nm/pixels)
150	260	500	0,507
1200	33	300	0,065
1200	33	750	0,065

Ce spectromètre est équipé d'un détecteur CCD composée de 512 x 512 pixels refroidis à -130°C , pour limiter son bruit de fond. L'ouverture et la fermeture du détecteur CCD se font à l'aide d'un obturateur mécanique qui ne permet pas d'avoir un temps d'exposition inférieur à quelques millisecondes. Nous ne pouvons donc pas réaliser une étude temporelle et la lumière émise par les streamers au cours de leur propagation sera intégralement enregistrée.

Les streamers ne se propageant pas parfaitement en ligne droite et nous avons analysé la lumière qu'ils émettent au niveau de la pointe. La zone d'observation est définie verticalement par la fente d'entrée du spectromètre et horizontalement par la segmentation des pixels du détecteur CCD (figure IV.3). Deux lentilles de focale 210mm et 300mm permettent d'obtenir l'image de la pointe sur la fente d'entrée du spectromètre.

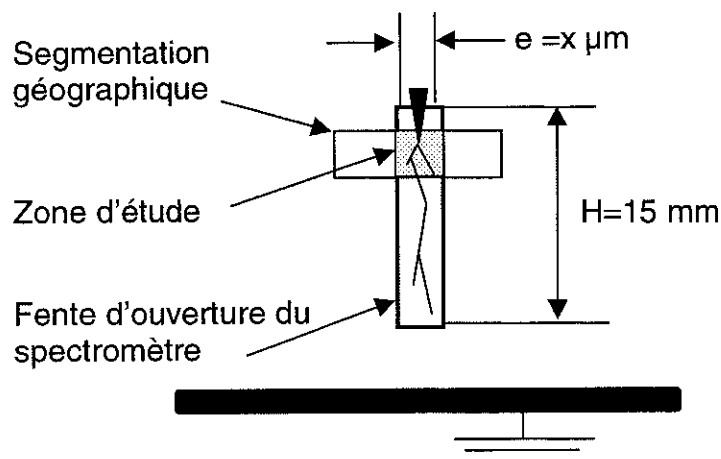


Figure IV.3 : Représentation de la position de la fente d'ouverture du spectromètre.

Les hublots en silice SQ1 du cryostat permettent d'étudier la lumière entre 200nm et 900nm. Dans cette étude nous étudierons uniquement la lumière visible. Les efficacités des réseaux et de la photocathode du spectromètre, sont indiquées sur la figure IV.4. Le spectromètre est calibré en longueur d'onde à l'aide d'une lampe étalon à basse pression.

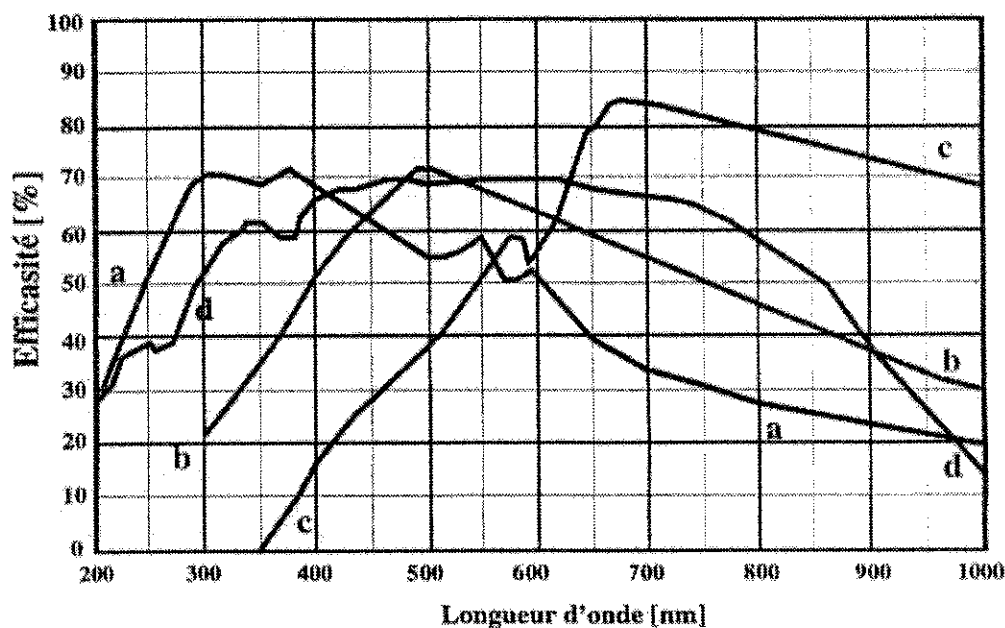


Figure IV.4 : Efficacité spectrale des différents réseaux composant le spectromètre et de la photocathode (a : réseau 1200tr/mm blazé à 300nm, b : 150tr/mm blazé à 500nm, c : 1200tr/mm blazé à 750nm, d : efficacité quantique du détecteur CCD).

IV- Transitions radiatives observées

Nous avons analysé la lumière émise par les streamers filamenteux pour une distance de 20 et 80mm. Pour éviter tout claquage qui aurait entraîné une destruction de la pointe, nous avons recouvert le plan métallique par un plan isolant en résine époxy de 290mm de diamètre et de 3mm d'épaisseur.

A faible tension, la longueur de propagation et la lumière émise par les streamers filamenteux sont faibles. Leur analyse par spectroscopie d'émission est alors impossible et une augmentation de la tension est nécessaire. A plus haute tension, certains streamers arrivent à se propager jusqu'au plan en époxy. Lorsqu'ils le touchent (à $t=t_b$), une émission de lumière beaucoup plus intense que celle émise durant leur propagation se produit (figure IV.5) et les spectres enregistrés correspondent essentiellement à la lumière émise durant cette dernière ré-illumination. Sur la figure IV.5, les mesures de courant et d'intensité lumineuse sont saturées et la charge s'accroît brutalement à $t=t_b$. L'arrêt d'un streamer sur le plan en époxy est détecté à partir du signal émis par le photomultiplicateur 56AVP (émission de lumière très intense) dont la courbe de réponse est présentée sur la figure IV.6.

Le tableau IV.2 récapitule, pour deux distances pointe-plan, l'ensemble des raies spectrales observées à l'aide du réseau 1200tr/mm du spectromètre. Pour une distance $d=80\text{mm}$, la lumière émise durant la propagation d'un streamer était trop faible et nous devions intégrer la lumière émise par un grand nombre d'entre eux pour obtenir un spectre. Il arrivait souvent qu'un streamer se propage plus loin que les autres et aille toucher le plan isolant nous empêchant de savoir si les spectres que nous obtenions étaient dus à la lumière émise uniquement pendant la propagation des streamers ou bien à la lumière qu'ils émettaient lorsqu'ils touchaient le plan en époxy. Nous n'avons donc pas indiqué dans la deuxième colonne du tableau IV.2 les transitions radiatives observées pour $d=80\text{mm}$.

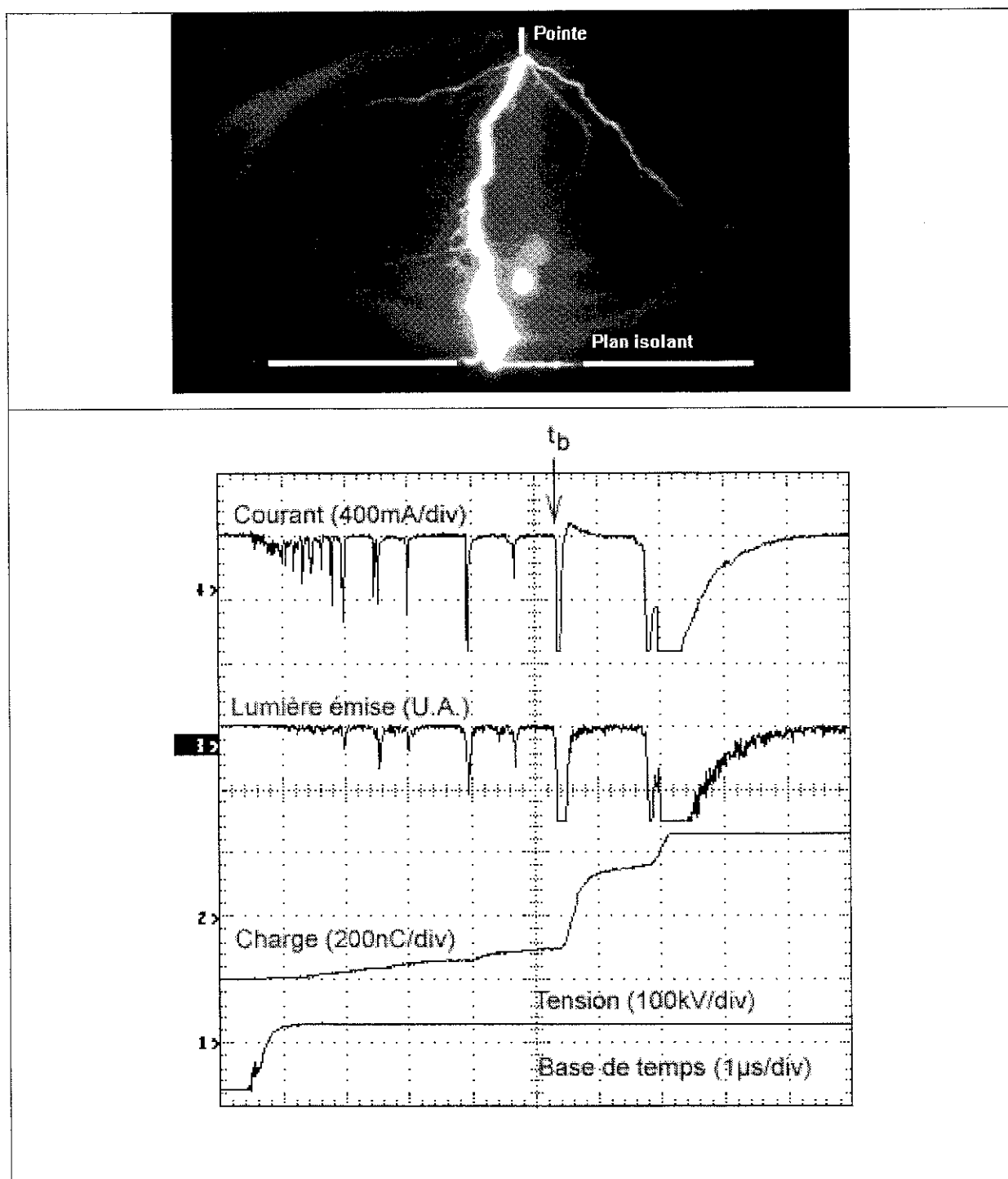


Figure IV.5 a) Ré-illumination d'un streamer touchant le plan isolant en époxy dans LN_2 à pression atmosphérique, b) signaux de courant, de charge et de lumière associés.

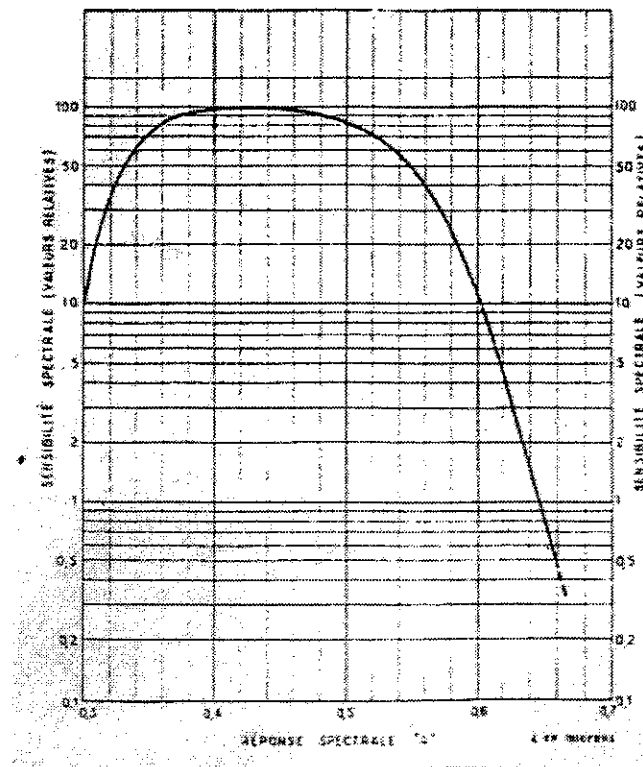


Figure IV.6 : Courbe de réponse du photomultiplicateur 56AVP.

Distance pointe-plan	Lumière émise par les streamers filamentaires lors de leur propagation	Lumière émise par les streamers filamentaires lors de leur propagation et lors de leur arrêt sur le plan isolant
d=20mm	Second système positif de N_2 ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) Premier système négatif de N_2 ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) Système violet du CN ($B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$) Multiplet de l'azote monoatomique N ($3s^4P-3p^4S^0$ et $3s^4P-3p^4P$)	Second système positif de N_2 <u>très faible</u> ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) Système violet du CN ($B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$) Multiplet de l'azote monoatomique N ($3s^4P-3p^4S^0$ et $3s^4P-3p^4P$)
d=80mm	?	Pas de Second système positif de N_2 ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) Système violet du CN ($B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$) Multiplet de l'azote monoatomique N ($3s^4P-3p^4S^0$ et $3s^4P-3p^4P$)

Tableau IV.2 : Tableau représentant l'ensemble des raies spectrales et les conditions expérimentales dans lesquelles elles ont été obtenues.

Nous avons représenté sur les figures IV.7 à IV.10, l'ensemble des spectres d'émission observés pour une distance de 20mm (spectres enregistrés pendant la propagation). Les tableaux IV.3 et IV.4 fournissent les longueurs d'onde et les seuils d'énergie d'excitation des différentes transitions observées. Les figures IV.11 et IV.12, représentent l'ensemble des niveaux électroniques de l'azote diatomique et monoatomique.

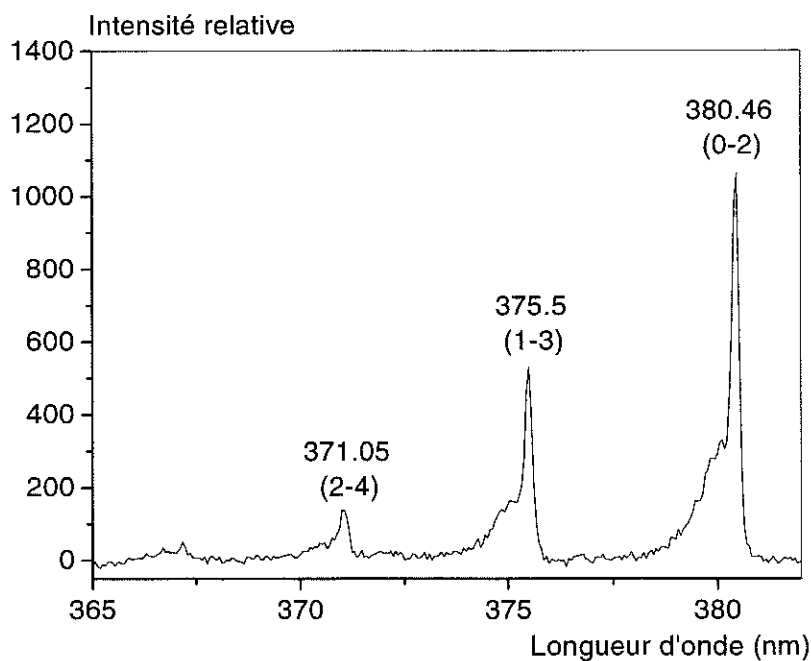


Figure IV.7 : Spectre de bandes du second système positif de l'azote diatomique obtenu pendant la propagation d'un streamer dans LN_2 ($\text{C}^3\Pi_u \rightarrow \text{B}^3\Pi_g$, transitions (0-2), (1-3), (2-4)) obtenues pour $d=20\text{mm}$, $P=0,1\text{MPa}$, avec le réseau 1200tr/mm blazé à 300nm .

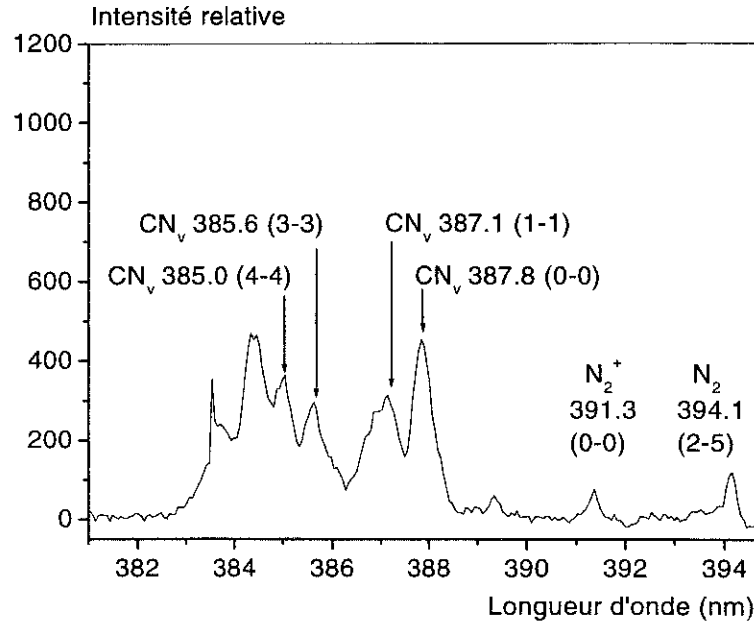


Figure IV.8 : Système violet du CN ($B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$) et premier système négatif de N₂ ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) obtenus pendant la propagation d'un streamer pour $d=20\text{mm}$, $P=0,1\text{MPa}$ avec le réseau 1200tr/mm blazé à 300nm.

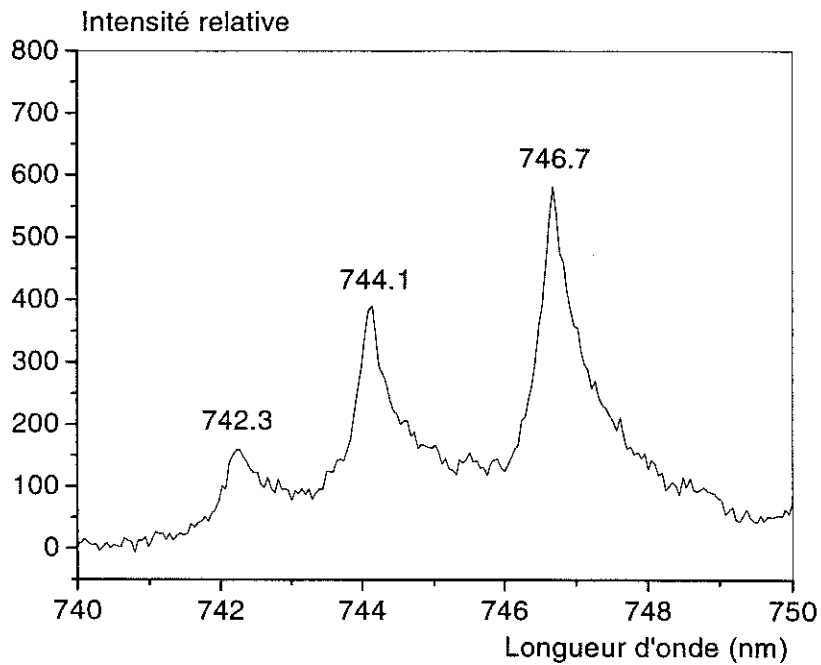


Figure IV.9 : Multiplet de NI ($3s^4P-3p^4S^0$) obtenu pendant la propagation d'un streamer dans LN₂ pour $d=20\text{mm}$, $P=0,1\text{MPa}$ avec le réseau 1200tr/mm blazé à 750nm.

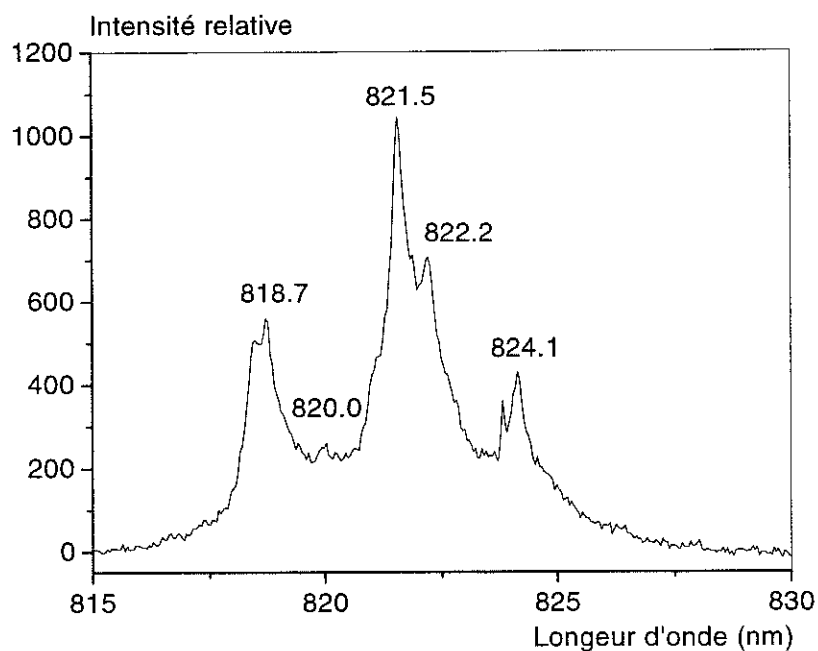


Figure IV.10 : Multiplet de NI ($3s^4P-3p^4P$) obtenu pendant la propagation d'un streamer dans LN_2 pour $d=20\text{mm}$, $P=0,1\text{MPa}$ avec le réseau 1200tr/mm blazé à 750nm .

λ (nm)		Transitions	Seuils d'excitation eV
3710 (2-4)	Second système positif N_2	$C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$	11,1
3755 (1-3)			
3805 (0-2)			
3914 (0-0)	Premier système négatif N_2^+	$B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$	18,7

Tableau IV.3 : Longueurs d'onde et seuils d'excitation associés au second système positif et premier système négatif de N_2 .

λ (Å)	E_u	E_l	Transition (l-u)
8242	11,84	10,34	$3s^4P-3p^4P$
8223	11,84	10,33	$3s^4P-3p^4P$
8216	11,84	10,34	$3s^4P-3p^4P$
8200	11,84	10,33	$3s^4P-3p^4P$
8188	11,84	10,33	$3s^4P-3p^4P^0$
8185	11,84	10,33	$3s^4P-3p^4P^0$
7469	11,99	10,34	$3s^4P-3p^4S^0$
7442	11,99	10,33	$3s^4P-3p^4S^0$
7424	11,99	10,33	$3s^4P-3p^4S^0$

Tableau IV.4 : Longueurs d'onde et seuils d'excitation associés au multiplet de NI.

Nous remarquons sur la figure IV.8 la présence de CN. Cette molécule est la conséquence d'un processus de dissociation et de recombinaison entre une molécule de carbone et d'azote. La présence de carbone dans l'enceinte de mesure peut être due soit à l'utilisation d'un plan en résine époxy qui se désagrége lorsqu'un streamer le touche (présence de brûlures figure III.35) ou à la présence de vapeur d'huile provenant de la pompe primaire qui a permis la mise sous vide de l'enceinte de mesure.

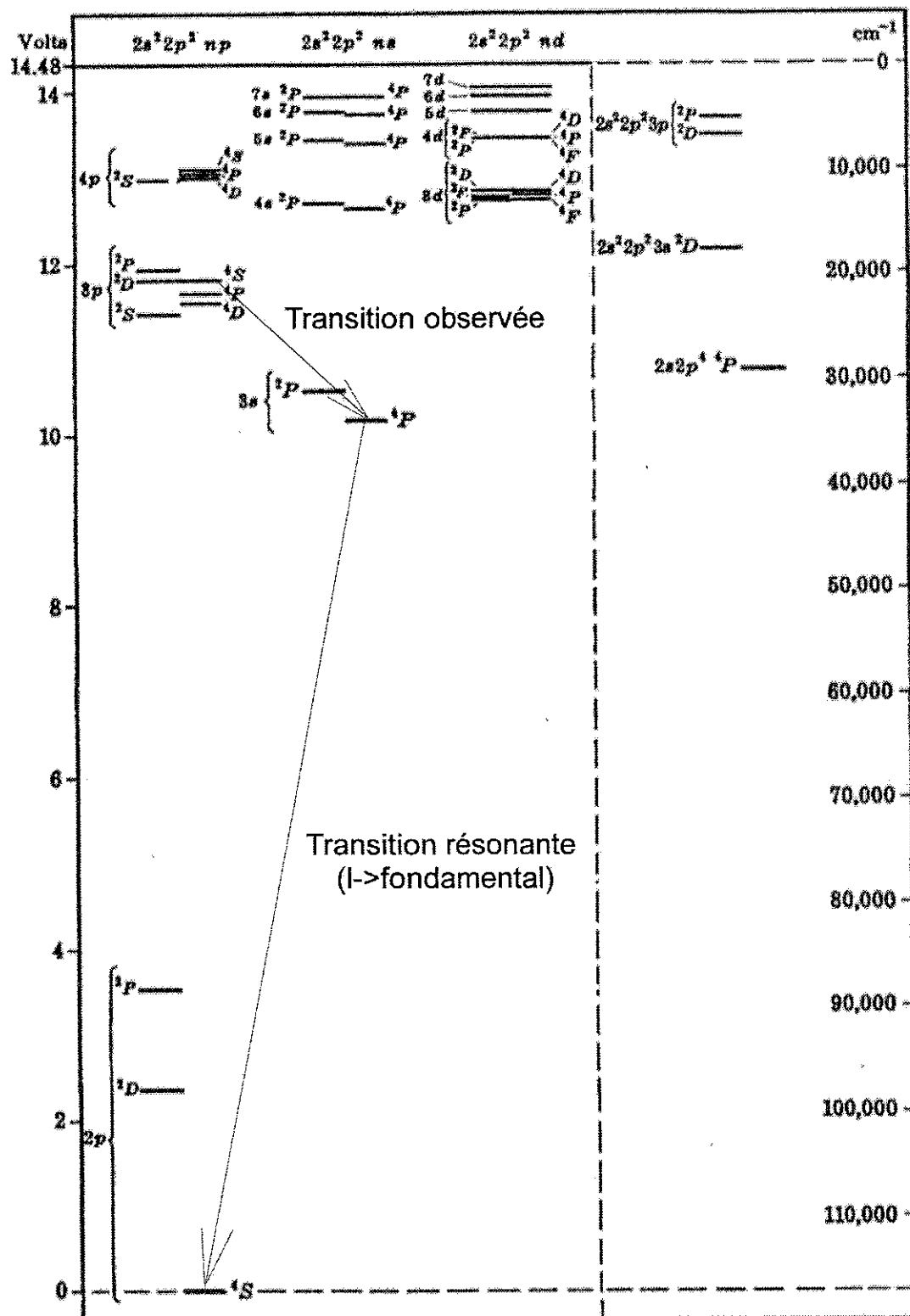


Figure IV.11 : Représentation des différents niveaux énergétiques de l'azote monoatomique [Herzberg44].

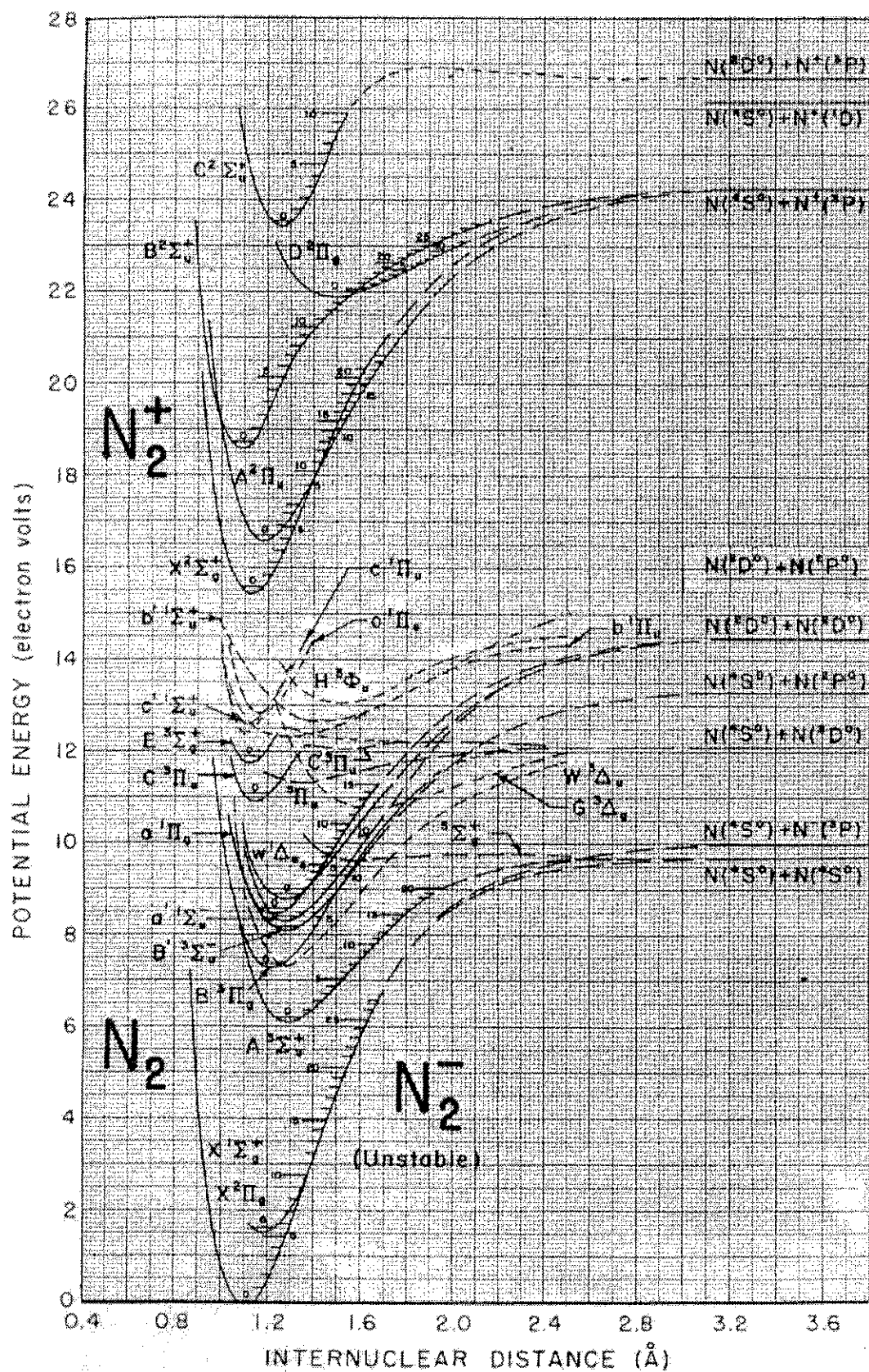


Figure IV.12 : Niveaux énergétiques de la molécule d'azote en fonction de la distance inter nucléaire [Lofthus77].

V- Composition et répartition du gaz contenu dans un streamer filamentaire

A $d=80\text{mm}$, les spectres correspondant à l'arrêt d'un streamer sur le plan en époxy (figure IV.6) n'ont révélé que la présence de N. Nous avons vérifié ces mesures en utilisant deux photomultiplicateurs 56AVP munis l'un d'un filtre interférentiel à 380nm et l'autre d'un filtre à 750nm (bande passante $\pm 5\text{nm}$). Ces mesures montrent qu'en fait une émission de N_2 et de N apparaît simultanément lorsqu'un streamer touche le plan isolant à $t=t_b$. (figure IV.13). Lorsqu'un streamer se propage sans toucher le plan isolant, une émission de N_2 et N est aussi observée à chaque impulsion de courant (figure IV.14).

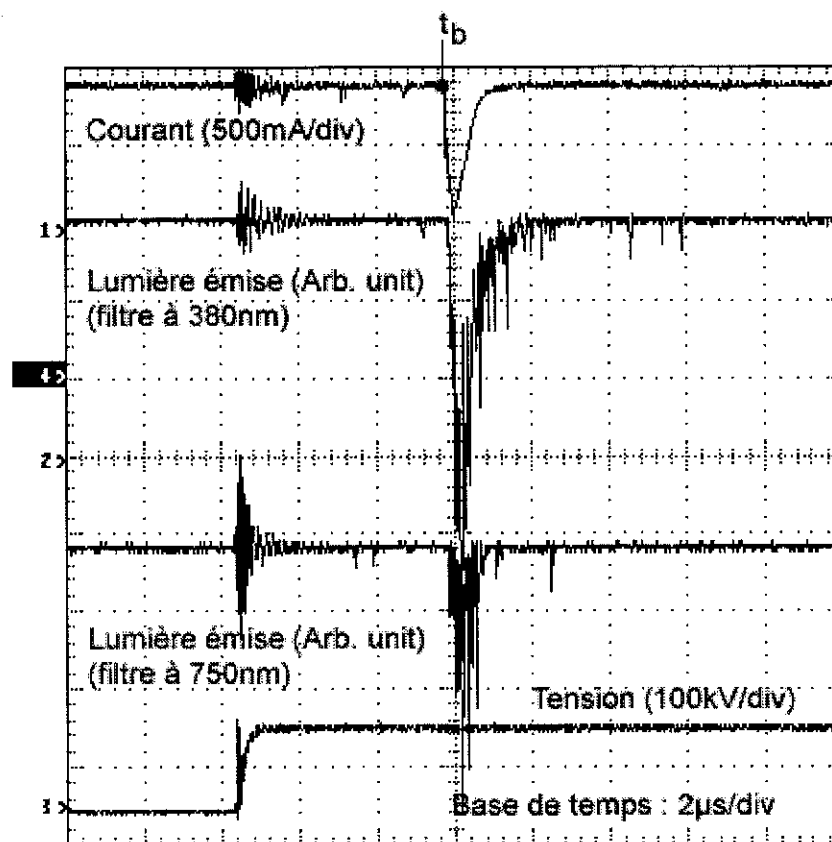


Figure IV.13 : Signal de courant et de lumière correspondant à l'émission de la raie à 380nm de N_2 et à 750nm de NI ($d=80\text{mm}$, $P_\infty = 0.1\text{MPa}$, 100kV) lorsqu'un streamer touche le plan isolant à $t=t_b$.

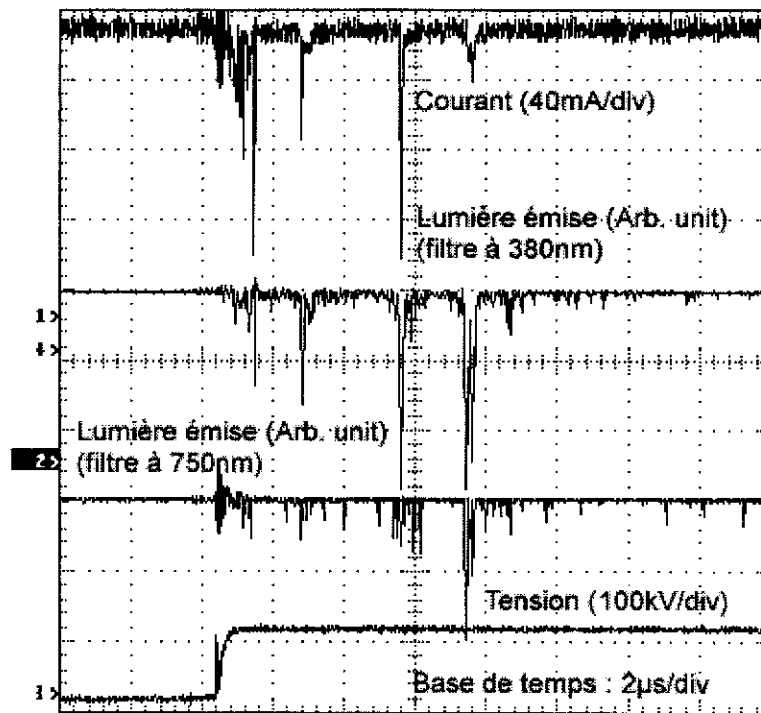


Figure IV.14 : Signal de courant, et de lumière correspondant à l'émission de la raie à 380nm de N_2 et à 750nm de NI ($d=80\text{mm}$, $P_\infty=0.1\text{MPa}$, 100kV) lorsque le streamer s'arrête avant le plan isolant.

En utilisant des photomultiplicateurs, nous intégrons spatialement toute la lumière émise par un streamer filamenteux et nous ne pouvons pas savoir si une zone du canal gazeux émet plus de N que de N_2 . Les photographies des figures IV.15a et IV.15b peuvent apporter un élément de réponse.

Ces photographies ont été obtenues au LEMD par N.Bonifaci en intégrant la lumière émise par des streamers touchant un plan isolant dans du gaz N_2 à l'aide d'une caméra CCD munis de filtres interférentiels à 380nm (figure IV.15a) ou à 750nm (figure IV.15b). On remarque une grande différence d'intensité lumineuse entre les deux images. Sur la figure IV.15a, l'émission de N_2 est centrée autour de la pointe. Son intensité est faible et très diffuse alors que l'émission de N est très localisée (sommet de la pointe) et très intense (figure IV.15b).

Dans l'azote liquide, l'émission de N_2 lors de l'arrêt d'un seul streamer sur le plan isolant est probablement beaucoup plus faible que celle de N (figure IV.15b) d'où l'absence du spectre de bande de N_2 . Sa détection aurait certainement nécessité l'intégration de la lumière émise par un plus grand nombre de streamers.

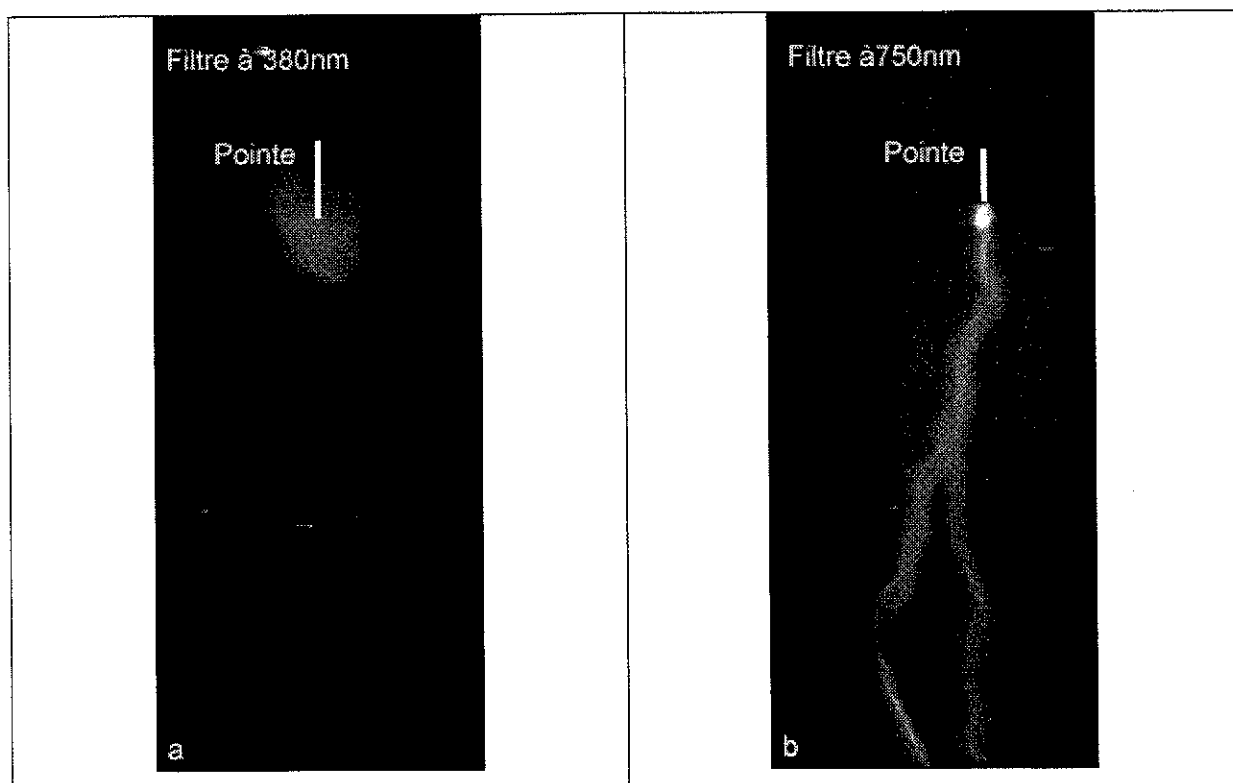


Figure IV.15 : Photographie d'un streamer se propageant jusque sur un plan isolant dans du gaz N_2 obtenue avec une caméra CCD munis d'un filtre interférentiel a) à 380nm et b) à 750nm ($P=0,1\text{MPa}$, $d=$, 60kV).

Nous proposons dans ce qui suit une représentation schématique de la structure gazeuse d'un streamer filamentaire dans LN_2 suite à une ré-illumination.

Lorsque le streamer touche le plan isolant, une forte impulsion de courant de 800mA traverse le canal gazeux pendant une durée de 300ns (largeur à mi hauteur) (figure IV.13). Le canal gazeux subit alors un échauffement brutal ainsi qu'une augmentation de pression. Comme le liquide qui entoure le canal gazeux a une compressibilité nulle, nous pouvons considérer que le volume du canal reste constant durant la durée de l'impulsion de courant. La structure gazeuse du streamer que nous proposons est représentée sur la figure IV.16.

Au centre du streamer, le gaz chaud est constitué de molécules N_2 et d'atomes d'azote provenant de sa dissociation (zone visualisée par le spectromètre). Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre du streamer, la température et la concentration de N diminuent. Sur les bords du canal gazeux, le gaz possède une température proche de celle du liquide. Cet état transitoire est observé pendant une réillumination (quelques dizaines de ns de durée). Entre deux réilluminations consécutives, une expansion du canal se produit, provoquant une relaxation de la température et de la pression créées pendant une réillumination.

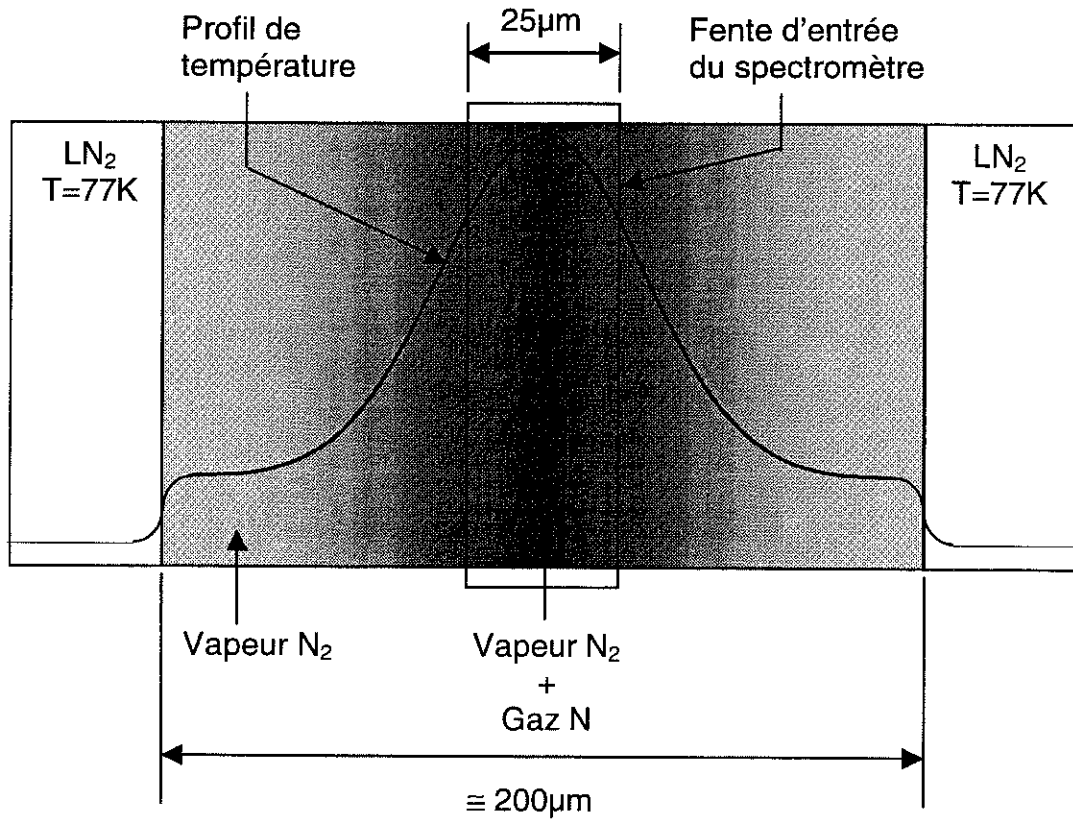


Figure IV.16 : Profil de température et composition du gaz dans un canal de streamer lors d'une réillumination.

VI- Température du gaz contenu dans un filament de streamer au cours de sa propagation

Le gaz contenu dans un streamer filamentaire au cours de sa propagation n'est pas à l'équilibre thermodynamique (il est périodiquement chauffé pendant les réilluminations). Nous pouvons donc associer une température à chaque niveau d'énergie de la molécule d'azote. Son énergie vibrationnelle est associée à une température vibrationnelle T_v et son énergie rotationnelle est associée à une température rotationnelle T_r .

La température vibrationnelle d'une molécule d'azote se dé-excitant de l'état v' vers l'état vibrationnel v'' est définie par la relation

$$I(v'v'') = n(0)K(v'v'')A(v'v'')\nu(v'v'')\text{Exp}\left(\frac{-hcG(v')}{k_b T_v}\right)$$

où $K(v' \rightarrow v'')$ est un paramètre dépendant de la fonction instrumentale du détecteur, $A(v' \rightarrow v'')$ est la probabilité de transition d'Einstein, $\nu(v' \rightarrow v'')$ est la fréquence de dé-excitation radiative, $n(0)$ est la population dans l'état vibrationnelle $v'=0$ et $G(v')$ est l'énergie du niveau vibrationnel v' .

Dans le cas d'une molécule excitée dans un état rotationnel J' , l'intensité de la raie rotationnelle correspondant à une transition $J' \rightarrow J''$ de fréquence $\nu_{J'J''}$ est donnée par

$$I(J', J'') = C_{J'J''} n(J') \nu_{J'J''} A_{J'J''}$$

Dans cette expression, $C_{J'J''}$ est une constante dépendant du volume émissif et de la réponse du système de détection. $n(J')$ est la densité de population du niveau supérieur de la transition, et $A_{J'J''}$ dépend de $\nu_{J'J''}$

$$A_{J'J''} = A_{v'v''} \frac{\nu_{J'J''}^3}{\nu_{v'v''}^3} \frac{S(J'J'')}{g_{J'}}$$

où $g_{J'}$ est le poids statistique de l'état rotationnel J' , $S(J'J'')$ est le facteur de Höln-London correspondant à la transition étudiée et $A_{v'v''}$ est la probabilité de transition $v' \rightarrow v''$

Si la population des molécules excitées rotationnellement $n(J')$ suit une distribution de Boltzmann, on peut la caractériser par une température rotationnelle T_r .

$$n(J') = n(v') \frac{2J'+1}{Q(J')} \exp\left(-\frac{B_v J'(J'+1)hc}{kT_r}\right)$$

$Q(J')$ représente la fonction de partition rotationnelle, et $n(v')$ désigne la population du niveau vibrationnel étudié, à l'état fondamental en rotation. D'où

$$I(J', J'') = D \nu_{J'J''}^4 S(J'J'') \exp\left(-\frac{B_v J'(J'+1)hc}{kT_r}\right)$$

$$\text{soit finalement } \ln\left(\frac{I(J'J'')}{S(J'J'')}\right) \propto -\frac{B_v J'(J'+1)hc}{kT_r}$$

La courbe $\ln\left(\frac{I(J'J'')}{S(J'J'')}\right) = f(J'(J'+1))$ est donc une droite de pente $-\frac{B_v hc}{kT_r}$

Connaissant les constantes J' des différents niveaux rotationnel, les intensités relatives des différentes raies rotationnelles $I(J'J'')$ et les facteurs de Höln-London $S(J'J'')$, nous pouvons tracer le diagramme de Boltzmann et déterminer graphiquement la température T_r .

Cependant, cette méthode nécessite une résolution du système de détection de l'ordre de 0,01nm. La faible résolution de notre spectromètre (0,3nm), ne nous permet pas d'utiliser cette méthode. La détermination de T_r a donc été réalisée en simulant à l'aide d'un programme informatique, les transitions (0-2), (1-3) et (2-4) du second système positif de N_2 émises pendant la propagation d'un streamer (figure IV.7). Ce programme simule ces bandes vibrationnelles en prenant en compte la fonction instrumentale du spectromètre de 0,1nm de largeur et dont la forme est proche d'une gaussienne.

Pour un couple de valeurs (T_r , T_v), le programme simule un spectre de bande et le compare à celui obtenu expérimentalement. Les valeurs de T_r et T_v évoluent jusqu'à ce que la différence entre les aires des raies expérimentales et simulées de la transition (0-2) soit minimale. Nous obtenons alors une estimation de T_r et T_v (figure IV.17). Dans notre cas, nous trouvons une température rotationnelle et vibrationnelle de 350K et 3800K.

Comme la densité de notre plasma est importante ($>0,1\text{MPa}$), les collisions entre les différentes molécules le constituant sont fréquentes. L'écart entre deux niveaux rotationnels d'une molécule d'azote étant très faible (0,01eV), leur peuplement ou dépeuplement par simple collision est très facile. Nous pouvons donc supposer que la température cinétique des molécules d' N_2 est très proche de la température rotationnelle T_r . Le spectre de la figure IV.7 étant obtenu en intégrant la lumière émise par plusieurs dizaines de streamers, la température rotationnelle T_r que nous avons trouvée est une température moyenne et sa valeur peut être associée à celle du gaz entourant le cœur du streamer (figure IV.16).

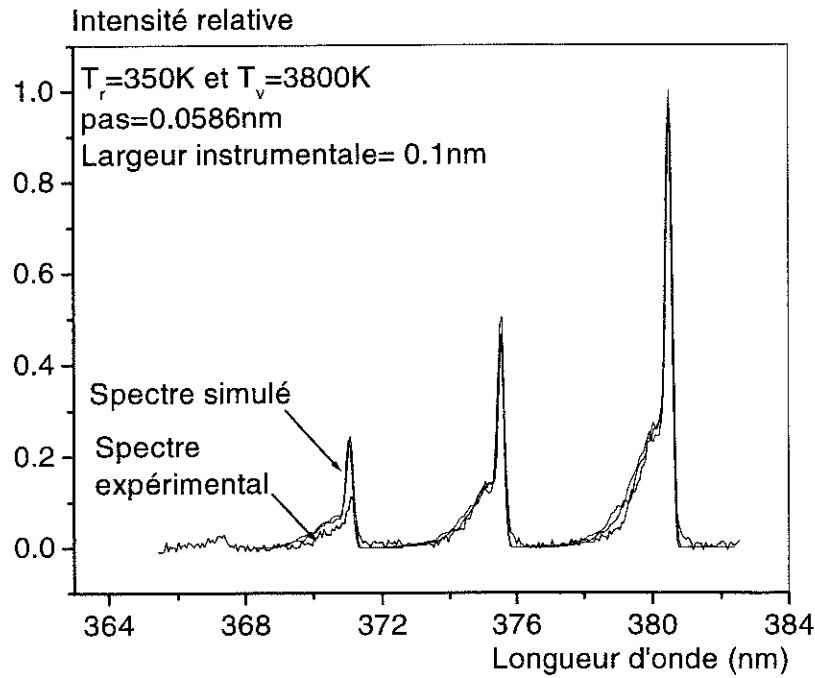


Figure IV.17 Simulation du second système positif de N_2 ($T_r=350K$, $T_v=3800K$).

VII- Elévation en Température du gaz contenu dans un streamer lors de son arrêt sur le plan isolant

L'élévation instantanée de la température ΔT créée au cours de la dernière re-illumination peut être également estimée grâce à la quantité d'énergie électrique ΔE déposée dans le canal gazeux (figure IV.5a). Les signaux de courant, de charge et de lumière associés au streamer sont indiqués sur la figure IV.5b.

ΔT est obtenue à l'aide de la relation $\Delta E = m C_v \Delta T$ (m est la masse de gaz dans le canal, C_v est la capacité calorifique du gaz à volume constant : $0.71 kJ kg^{-1} K^{-1}$). La masse m peut être déterminée en considérant que l'énergie électrique dissipée avant la dernière ré-illumination a été intégralement convertie en chaleur, et utilisée pour vaporiser et chauffer le liquide jusqu'à $T_r=350K$. Si $Q1$ est la charge enregistrée immédiatement avant la dernière ré-illumination (100nC), on trouve pour $U=100kV$, $m=2 \cdot 10^{-8} kg$. Avec une charge $Q2 \geq 350nC$ correspondant à la réillumination, l'énergie déposée dans le canal pendant la ré-illumination est de $\Delta E \geq 35mJ$. L'élévation en température ΔT est alors de 2460K. Cette valeur correspond à une borne supérieure de l'élévation en température que peut subir tout le gaz contenu dans le streamer en

supposant une température uniforme dans celui-ci. Des températures encore plus élevées peuvent apparaître localement si l'on considère que l'échauffement du gaz se fait uniquement au centre du streamer.

VIII-Simulation numérique du multiplet de NI ($3s^4P-3p^4S^0$)

VIII-1.Présentation du programme

L'élargissement des raies spectrales de NI est provoqué par la présence d'espèces excitées (électrons, ions) et d'espèces neutres (N_2 , N) au sein du streamer. La simulation des raies de NI peut donc nous donner un ordre de grandeur de ces différentes concentrations (N_e , N_{N2} , N_N).

Pour réaliser nos simulations, nous utilisons un code de calcul développé par J.H. Tortai au LEMD [Tortai00]. Ce programme a été créé pour simuler l'émission de raies d'aluminium lors d'un arc électrique entre deux films de polypropylène métallisés. Ce code de calcul, présenté en annexe, a été modifié pour permettre de simuler les raies spectrales du multiplet de NI et son algorithme est présenté sur la figure IV.18.

Les données spectrales sont acquises en format .PRN et traitées avant de pouvoir être simulées : suppression des points n'ayant aucune signification physique et suppression de la ligne de base du spectre. Le fichiers est ensuite convertis en format .DAT pour être utilisé par le programme informatique.

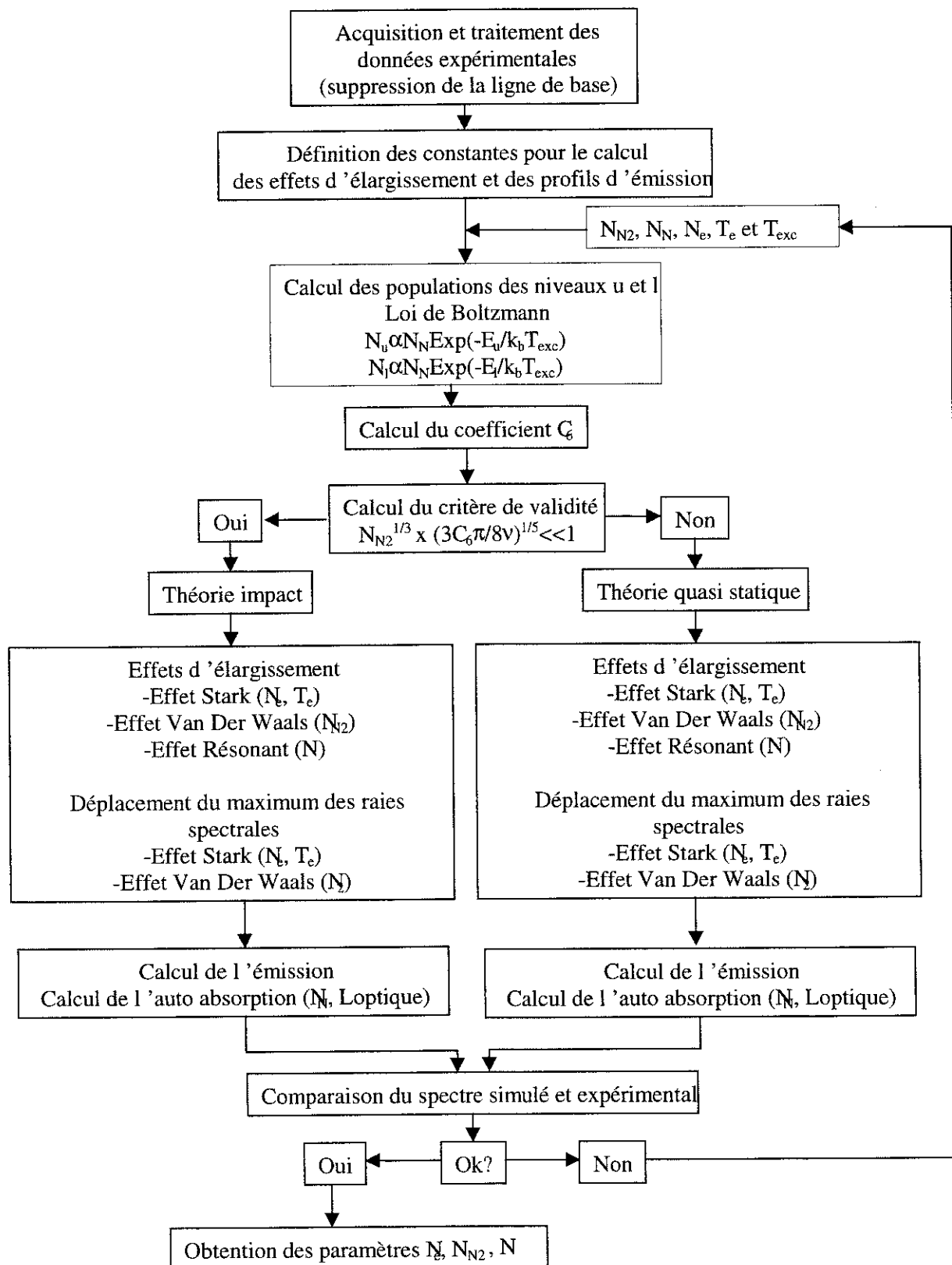


Figure IV.18 : Algorithme du programme permettant la simulation numérique du multiplet de NI.

Les variables d'entrées de notre programme sont :

- La concentration des molécules d'azote N_{N_2}
- La concentration des atomes d'azote N_N
- La densité électronique N_e et la température électronique T_e
- La température des espèces excitées T_{exc}

Pour simuler l'intensité des raies du multiplet de NI, nous avons calculé la population N_u de l'état excité ($3p^4S_0$) et les populations $N_{l\ 1,2,3}$ des trois niveaux inférieurs sur lesquels les atomes d'azote se dé-excitent. Ce calcul est réalisé en supposant que chacune des populations ($N_u, N_{l1}, N_{l2}, N_{l3}$) suit une distribution de Boltzmann. Notre plasma n'étant pas à l'équilibre thermodynamique, la température intervenant dans la loi de Boltzmann a été prise égale à T_{exc} .

Cependant, un calcul simple montre qu'il est possible d'exprimer la population des états inférieurs (N_{l1}, N_{l2}, N_{l3}) en fonction des poids statistiques des niveaux inférieurs g_l , supérieurs g_u et de la densité N_u $\left(N_l \propto N_u \frac{g_l}{g_u} \right)$. L'intensité des raies spectrales aurait donc être calculé en prenant une valeur arbitraire pour N_u .

L'élargissement des raies du multiplet de NI par effet Van Der Waals peut être dû soit à la concentration de N soit à celle de N_2 . Le coefficient de polarisabilité γ de N_2 étant très proche de celui de N, la valeur du coefficient C_6 varie peu suivant l'espèce considérée et l'élargissement dépend principalement de leur concentration (N_N ou N_{N_2}). A partir des températures trouvées précédemment § VI et VII, nous pouvons considérer que la concentration N_N est faible par rapport à celle de N_{N_2} . L'élargissement des raies du multiplet est donc dû à la densité N_{N_2} et son estimation nécessite de tenir compte du critère de validité $\rho_\omega N_{N_2}^{1/3}$ (équation IV.13).

Si $\rho_\omega N_{N_2}^{1/3} \ll 1$, les calculs d'élargissement s'effectuent en utilisant l'approximation d'impact et dans le cas contraire l'approximation quasi statique. La simulation des raies spectrales obtenues pour $d=20$ et 80mm ont conduit, dans le cas de l'approximation d'impact, à des critères de validité compris entre 0,4 et 0,5 pour $1,4 \cdot 10^{26} < N_{N_2} < 3,6 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$. Dans le cas de l'approximation quasi statique, $\rho_\omega N_{N_2}^{1/3}$ est compris entre 0,5 et 0,6 pour $3 \cdot 10^{26} < N_{N_2} < 6 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$.

Les valeurs de $\rho_{\omega} N_{N_2}^{1/3}$ étant peut différentes et le critère de validité mal défini nous avons préféré utiliser la théorie donnant la valeur la plus faible pour N_{N_2} c'est à dire la théorie d'impact. Les coefficients intervenant dans le calcul des différentes causes d'élargissement sont représentés dans les tableaux IV.5 et IV.6.

Si les atomes N excités sont entourés par des atomes N à l'état fondamental, les transitions radiatives du multiplet de NI peuvent être auto absorbées. Pour prendre cet effet en considération, nous avons découpé notre canal gazeux de longueur L_{opt} en un grand nombre de segments de largeur dz . L'intensité émise par chacun de ces segments est la somme de deux termes.

$$I(\lambda, \frac{idz}{L_{opt}}) = dI(\lambda, \frac{idz}{L_{opt}}) + I(\lambda, (i-1) \frac{dz}{L_{opt}}) \text{Exp} \left[-K_i \frac{2P_a(\lambda, i \frac{dz}{L_{opt}}) dz}{\pi \Delta \lambda (i \frac{dz}{L_{opt}})} \right]$$

$I(\lambda, \frac{idz}{L_{opt}})$ est l'intensité émise par le segment i.

$$I(\lambda, (i-1) \frac{dz}{L_{opt}}) \text{Exp} \left[-K_i \frac{2P_a(\lambda, i \frac{dz}{L_{opt}}) dz}{\pi \Delta \lambda (i \frac{dz}{L_{opt}})} \right]$$

est l'intensité de la lumière émise par la case i-1, dont une fraction est absorbée par la case i.

Dans cette expression, K_i est le coefficient d'absorption de la transition $\lambda_{u,1}$. K_i est définie par la relation suivante :

$$K_i = \frac{\lambda_l^4}{8c\pi} A_{u,1} \frac{g_u}{g_l} \left[1 - \text{Exp} \left(-\frac{(E_u - E_l)}{kT} \right) \right] N_l$$

$P_a(\lambda, i \frac{dz}{L_{opt}}) = \left[1 + 2 \left(\frac{\lambda - (\lambda_{u,1} + \Delta S)}{\Delta \lambda} \right)^2 \right]^{-1}$ est le profil d'absorption de la raie émise. Il s'agit

d'une lorentzienne et comme pour le profil d'émission, son élargissement et son déplacement dépendent aussi de l'effet Stark et de l'effet Van Der Waals.

Transition ($3s^4P-3p^4S^0$)	746.8nm	744.2nm	742.2nm
Energie du niveau u ($L=0$)	11,99 eV		
Energie des niveaux l ($L=1$)	10,336eV	10,33eV	10,326eV
Probabilité de transition $A_{u,l}$	$1,605 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	$1,058 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	$5,25 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
Poids statistique g_u	4		
Poids statistique g_l	6	4	2
Polarisation de N_2	$1.74 \cdot 10^{-30} \text{ m}^{-3}$		
Force d'oscillateur f_r pour λ_r (nm)	0,18 120nm	0,11 120nm	0,06 119.9nm
Coefficient C_6 ($\text{m}^6 \text{s}^{-1}$)	$5,919 \cdot 10^{-43}$	$5,925 \cdot 10^{-43}$	$5,93 \cdot 10^{-43}$
Coefficient C_3 ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)	$7,68 \cdot 10^{-25} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$	$4,69 \cdot 10^{-25} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$	$2,56 \cdot 10^{-25} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$

Tableau IV.5 : Principales données intervenant dans le calcul de l'élargissement et du déplacement d'une raie d'azote monoatomique de la transition ($3s^4P-3p^4S^0$).

Coefficient Stark	2500K	5000K	10000K	20000K	40000K	80000K
α	0,049	0,042	0,035	0,028	0,024	0,022
$\omega \times 10^{-2}$	2,99	3,68	4,75	6,28	7,85	8,78
d/ω	1,775	1,702	1,475	1,138	0,838	0,632

Tableau IV.6 : Coefficient nécessaire au calcul de l'élargissement d'une raie par effet Stark [Griem69].

VIII-2 Simulation du multiplet de NI émis lors de la propagation d'un streamer dans LN_2

Nous allons simuler le spectre de la figure IV.8 correspondant au multiplet de NI émis pendant la propagation d'un streamer filamentaire à $d=20\text{mm}$.

L'allure de ce spectre confirme l'hypothèse qu'au sein du streamer, la densité d'azote atomique N_N est faible. Si elle était importante, un effet résonant aurait provoqué une largeur des raies spectrales à mi hauteur différentes. Cela aurait été particulièrement visible entre la raie à 742nm et celle à 746nm car leur force d'oscillateur sont très différentes (0.06 pour la

raie à 742nm et 0.18 pour la raie à 746nm). Un tel effet n'est pas observé sur les spectres et leur simulation se fera en négligeant la densité N_N .

Comme nous ne connaissons ni la densité N_{N_2} et N_e , nous pouvons toujours trouver un couple de valeurs (N_{N_2} , N_e) qui puisse simuler correctement les spectres expérimentaux. Nous choisirons donc de ne faire varier qu'un seul paramètre à la fois (l'autre étant négligeable) pour ne tenir compte que d'un seul effet d'élargissement. Les valeurs obtenues seront donc des valeurs maximales.

La densité électronique maximale est obtenue en négligeant l'effet Van Der Waals. La meilleure simulation est obtenue pour une densité électronique comprise entre $4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (figure IV.19). La densité d'azote moléculaire est obtenue en négligeant l'effet Stark et la meilleure simulation est obtenue pour une densité N_{N_2} comprise entre $1.4 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ et $2 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ (la simulation est semblable à la figure IV.19 et nous ne l'avons pas représentée).

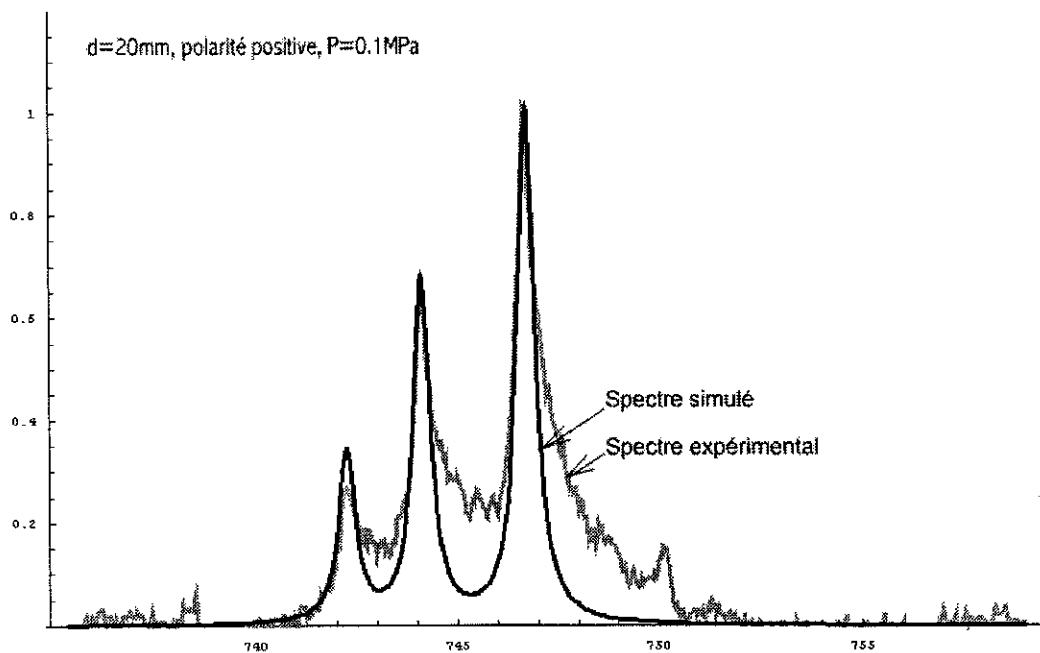


Figure IV.19 Simulation numérique du multiplet de NI lors de la propagation d'un streamer dans LN_2 en négligeant l'effet Van Der Waals (approximation d'impact, $T_e=10000\text{K}$, $T_{\text{exc}}=2000\text{K}$, et $N_e=5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$).

L'allure du spectre expérimental de la figure IV.19 présente une forte dissymétrie. La simulation des raies se faisant grâce à des lorentziennes, nous ne pouvons simuler le décalage vers le rouge des queues des raies. Ceci est vraisemblablement dû à la prise en compte d'hypothèses trop peu réalistes dans le cas de la propagation d'un streamer (la température

radiale du gaz est supposée homogène). Une meilleure simulation nécessiterait sûrement l'introduction dans le programme informatique d'un profil de température.

VIII-3 Simulation du multiplet de NI émis lors de l'arrêt d'un streamer sur le plan en époxy

Les spectres de la figure IV.20 ont été obtenus en intégrant la lumière émise par un seul streamer filamenteux touchant le plan isolant à $d=80\text{mm}$ pour une tension de 100kV .

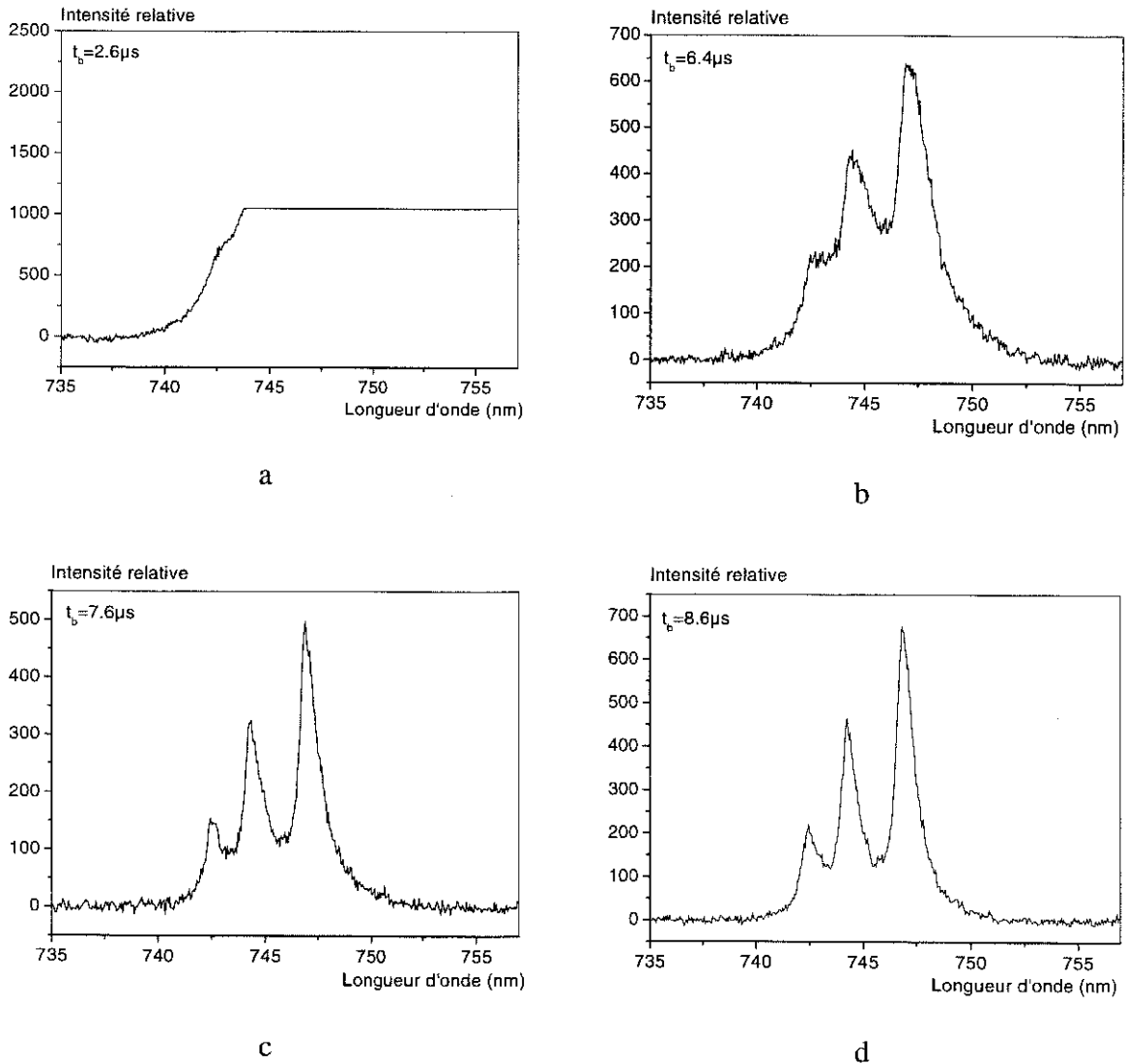


Figure IV.20 : Multiplet de NI ($3s^4P-3p^4S^0$) pour différents valeurs de t_b . Ces spectres sont obtenus avec un réseau de 1200tr/mm , $P_\infty = 0,1\text{MPa}$, $d=80\text{mm}$ et pour 100kV .

Nous remarquons que l'allure des spectres dépend du temps de retard au claquage t_b , c'est à dire de la durée que met un streamer pour atteindre le plan isolant. Plus t_b diminue et plus l'élargissement et la dissymétrie des raies spectrales sont prononcés.

Comme précédemment, la simulation de ces spectres donne une estimation de la densité électronique et moléculaire maximale au sein de notre plasma (l'effet d'élargissement dû à N est négligé). Les spectres simulés et les valeurs de N_e et N_{N_2} sont présentés sur la figure IV.21. Les valeurs de N_e et N_{N_2} obtenues par simulation augmentent lorsque t_b diminue.

VII-3.1 Influence de la pression sur l'élargissement des raies du multiplet de NI

Un streamer est un canal gazeux en expansion dont la pression n'est pas uniforme (elle varie dans l'espace et le temps). A sa tête où ont lieu les mécanismes d'injection de charges, la pression est élevée. Au fur et à mesure que le streamer se propage, le canal gazeux situé derrière la tête du streamer se détend et sa pression diminue. La pression du gaz contenu dans le streamer varie donc en fonction du temps.

Comme nous l'avons exposé dans le chapitre 3 § I.6.3, la pression dans le streamer P_s peut être estimée à un instant t quelconque à l'aide du modèle de Rayleigh. Nous pouvons donc déterminer P_s au bout du temps $t=t_b$. Pour cela, nous considérons que l'énergie électrique E déposée dans l'azote liquide sert à la fois à la création d'un canal de vapeur de longueur $d=80\text{mm}$ (vaporisation de LN_2) et à son échauffement ($T_{\text{final}}=T_r=350\text{K}$). E est sensiblement constant quelque soit le temps de retard au claquage, et sa valeur est obtenue à partir du produit QU où, Q est la charge et U la tension appliquée. Pour $Q=90\text{nC}$ et $U=100\text{kV}$ on trouve $E=9\text{mJ}$. La dynamique de Rayleigh permet d'estimer le rayon maximal du canal gazeux R_m à $130\mu\text{m}$ et sa durée de vie à $21\mu\text{s}$. Les différentes valeurs de $P_s(t_b)$ et de densité N_{N_2} calculées à $T_r=350\text{K}$ à l'aide de la relation des gaz parfaits sont présentées dans le tableau IV.7.

t_b (μs)	P_∞ (MPa)	R_m (μm)	τ (μs)	$P_s(t_b)$ (MPa)	$N_{N_2}(t_b) \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$
8,6	0,1	130	21	0,48	1
7,6	0,1	130	21	0,51	1,05
6,4	0,1	130	21	0,55	1,13
2,6	0,1	130	21	1	2,14

Tableau IV.7 : Densité d'azote moléculaire dans un canal de streamer au niveau de la pointe au temps $t=t_b$.

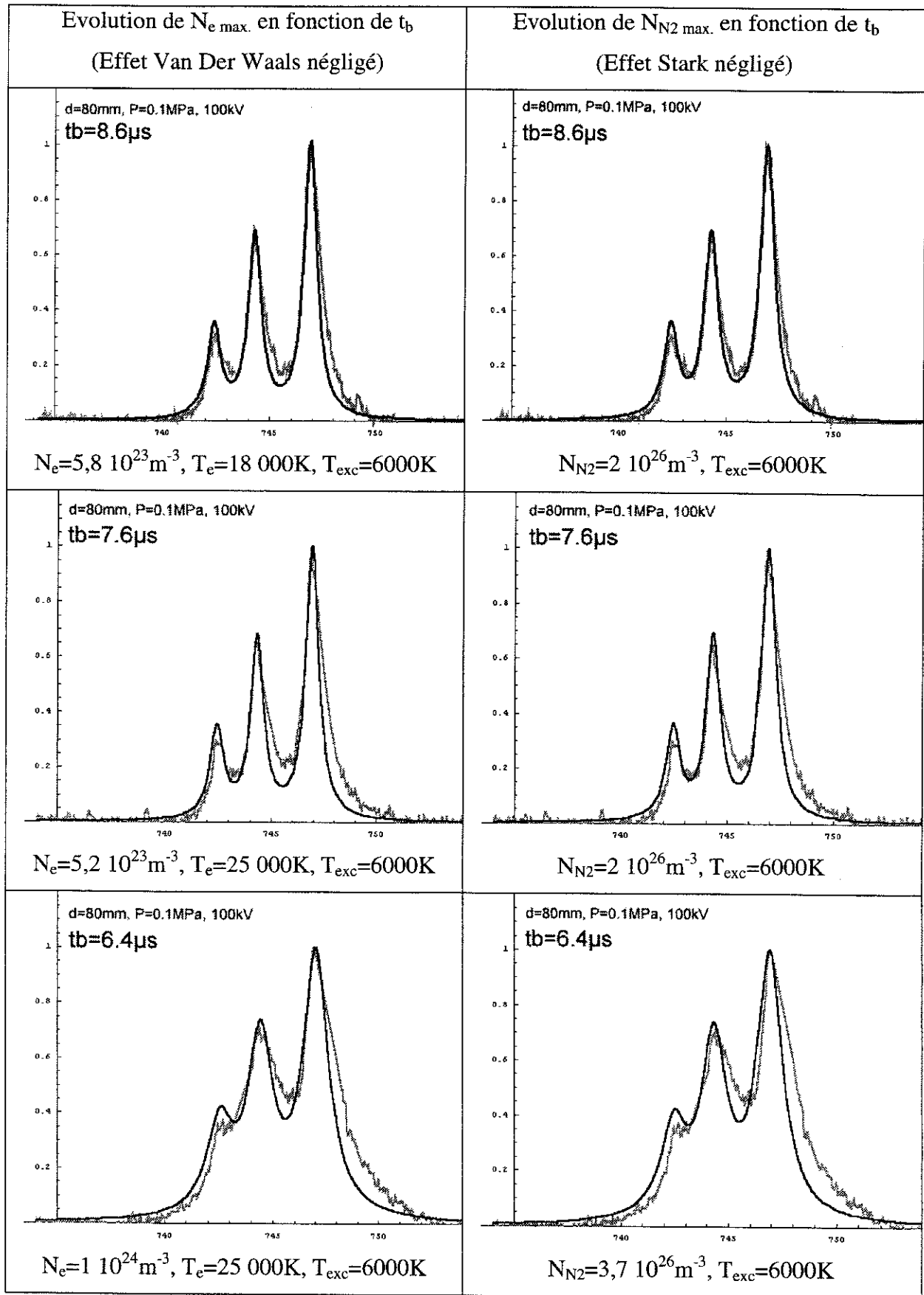


Figure IV.21 : Simulation numérique du multiplet de NI pour différentes valeurs du temps de retard au claquage t_b (approximation d'impact, $d=80\text{mm}$, $P_\infty=0,1\text{MPa}$, 100kV).

Comme $P_s(t_b)$ correspond à la pression minimale pouvant régner à l'intérieur du streamer, les densités N_{N_2} que nous avons calculées sont, contrairement à celles estimées par simulation, des valeurs minimales. Nous avons donc obtenu une borne supérieure et inférieure de la densité d'azote moléculaire présent dans les streamers.

A partir de ces valeurs de N_{N_2} (Tableau IV.7) nous avons simulé les spectres de la figure IV.21 en ne faisant varier que N_e . Les valeurs de N_e présentées dans le tableau IV.8 sont celles pour lesquelles les spectres simulés sont les plus proche des spectres expérimentaux (figure IV.22).

T_b (μs)	T_{exc} (K)	T_e (K)	N_{N_2} (m^{-3})	$\Delta\lambda_{VDV}$ (nm)	$\rho_\omega N_{N_2}^{1/3}$	N_e (m^{-3})	$\Delta\lambda_{Stark}$ (nm)
8,6	6000	20000	$1,0 \cdot 10^{26}$	0,398	0,33	$2,8 \cdot 10^{23}$	0,369
7,6	6000	20000	$1,05 \cdot 10^{26}$	0,418	0,34	$2,9 \cdot 10^{23}$	0,382
6,4	6000	20000	$1,13 \cdot 10^{26}$	0,45	0,35	$7 \cdot 10^{23}$	0,924
2,6	6000	20000	$2,14 \cdot 10^{26}$	0,85	0,43	$1 \cdot 10^{24}$	1,32

Tableau IV.8 : Estimation des densités électroniques dans un streamer en fonction de t_b après avoir déterminé les valeurs minimales de N_{N_2} grâce au modèle de Rayleigh.

La figure IV.23 représente l'évolution de N_e et de N_{N_2} en fonction du temps t_b . Lorsque t_b diminue, on constate un accroissement important de la densité électronique.

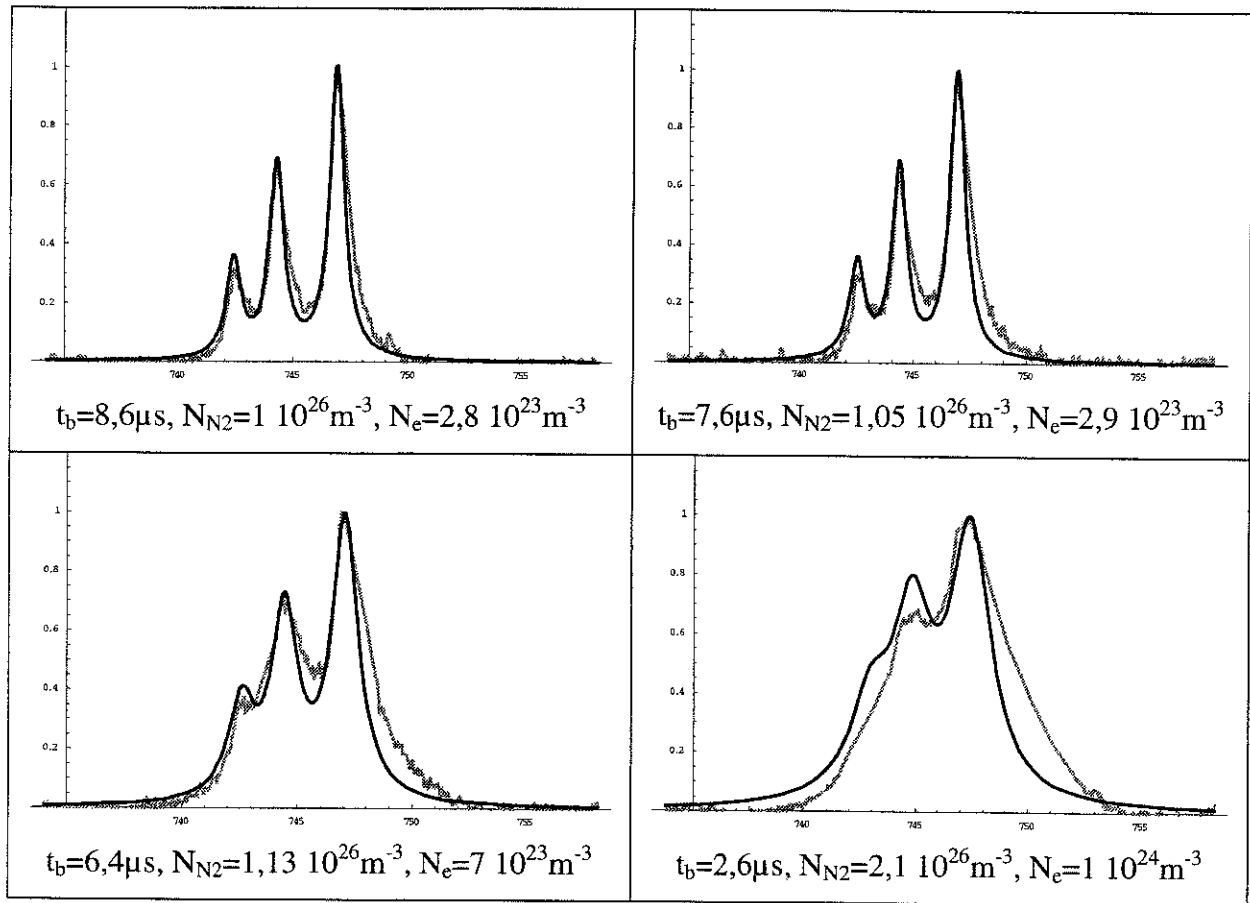


Figure IV.22 : Simulation numérique du multiplet de NI pour différentes valeurs de t_b en ayant préalablement déterminé les valeurs minimales de N_{N2} grâce au modèle de Rayleigh (approximation d'impact, $d=80\text{mm}$, $P_\infty=0,1\text{MPa}$, 100kV).

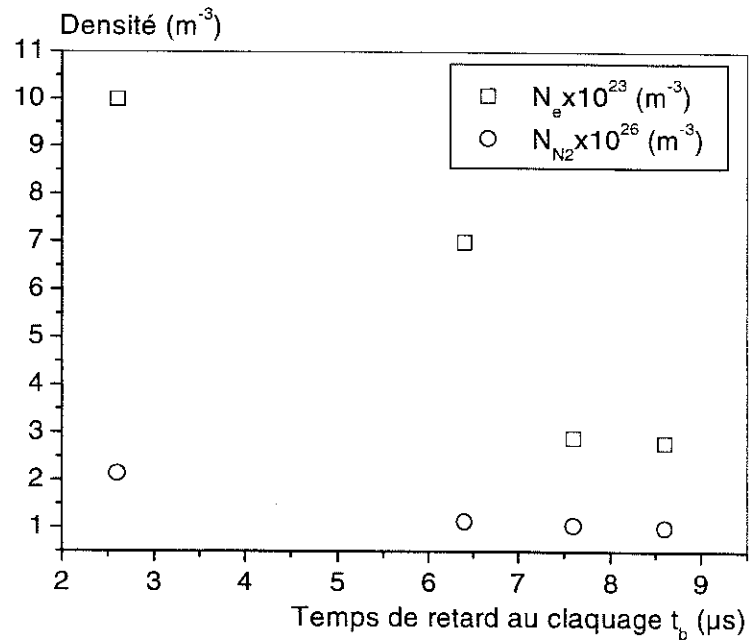
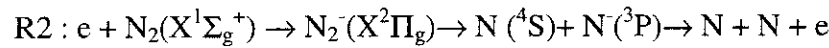
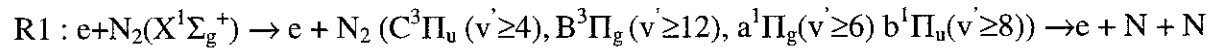


Figure IV.23 : Evolution de N_e et N_{N2} en fonction du temps de retard au claquage t_b .

IX- Discussion

Notre étude spectroscopique montre que le gaz contenu dans un streamer filamentaire est à la fois constitué de N_2 et de N . Les températures estimées au § VI et VII de ce chapitre sont relativement faibles et nous conduisent à nous interroger sur les processus de formation de N au sein de notre décharge. En effet, la dissociation de N_2 par un processus thermodynamique (collisions des molécules d'azote entre elles) nécessite une température élevée de l'ordre de plusieurs milliers de °K [Delcroix63, Gleizes83]. A 3000K la proportion de N provenant de la dissociation de N_2 n'est que de 0,6%.

Des collisions inélastiques entre un électron et une molécule de N_2 peuvent aussi conduire à sa dissociation. Nous pouvons citer deux réactions possibles (R1, R2) dont les coefficients de dissociation (k_1 et k_2) sont connus.



Le coefficient k_1 associé à R1 a été calculé dans [Cacciatore82] en tenant compte de la fonction de distribution en énergie des électrons et des sections efficaces des états $C^3\Pi_u$, $B^3\Pi_g$, $a^1\Pi_g$ et $b^1\Pi_u$. En considérant que toutes les molécules d'azotes se trouvent dans l'état $v=0$ du fondamental, $k_1 = 10^{-19} m^3 s^{-1}$. La constante de temps $\tau_1 = (k_1 N_e)^{-1}$ associé à R1 est, pour une densité moyenne $N_e = 2 \cdot 10^{23} m^{-3}$, égale à 50 μs .

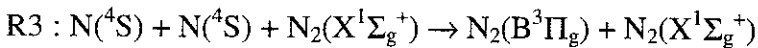
Le coefficient k_2 associé à R2 se calcule à partir de la section efficace de dissociation σ mesurée expérimentalement dans [Spence79]. Ne connaissant pas l'évolution de la section efficace σ en fonction de l'énergie, ni même celle de la fonction de distribution en énergie des électrons, nous utilisons une approximation proposée par [Ricard89]. Dans ce cas, k_2 peut être déterminé analytiquement en approximant la section efficace de dissociation σ par sa pente à l'origine p ($\sigma = p(u - u_s)$) [Ricard89].

$$k_2 = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right) p u_s \left(1 + \frac{2kT_e}{u_s} \right) \exp \left[- \frac{u_s}{kT_e} \right]$$

Dans l'expression de k_2 donnée ci-dessus, u_s est le seuil d'énergie d'excitation de la molécule d'azote égale à 9.5eV, T_e est la température électronique, k la constante de Boltzmann et m_e la masse de l'électron..

Pour une température électronique $T_e=10000K$ ($E_{moyenne}=1.3eV$) et une densité électronique moyenne de $2 \cdot 10^{23} m^{-3}$ on trouve un coefficient $k_2=1,1 \cdot 10^{-19} m^3 s^{-1}$. La constante de temps de la réaction R2 est alors de 45 μs .

Les constantes de dissociation des réactions R1 et R2 sont très grandes par rapport à la durée d'une impulsion de courant traversant un streamer dans LN_2 (quelques dizaine de ns). Elles conduisent, pour une impulsion de courant de 300ns, à une concentration de N dans l'état 4S d'environ 1%. Seul une fraction de ces atomes pourront être excités dans l'état $3p^4S^0$ et conduire à une émission de lumière. Les autres atomes se recombineront très rapidement pour former une molécule d'azote comme l'indique la réaction R3 ci-dessous. Le coefficient k_3 associé à cette réaction [Levaton02] conduit à une constante de recombinaison égale à 13ns si l'on considère une densité de N_{N_2} de $2 \cdot 10^{26} m^{-3}$.



Les valeurs des constantes de dissociation (R1 et R2) sont très élevées par rapport à celle de recombinaison (R3). Il est donc très peu probable qu'un atome d'azote crée par collision électronique, puisse être excité dans un état pouvant se dé exciter radiativement ($3p^4S^0$) avant de se recombiner avec un autre atome N pour former une molécule N_2 . L'observation des raies du multiplet de NI montre que cette hypothèse n'est pas réaliste et que la durée de vie des atomes d'azotes est bien supérieure au coefficient k_3 . Ceci peut être attribué à une augmentation importante de la température du gaz contenu dans le streamer au cours d'une réillumination. Suite au calcul effectué au § VII, nous pouvons supposer que des températures bien supérieures à 3000K peuvent être atteintes au cœur du streamer ce qui laisse aussi supposer que la formation de N résulte non pas de collisions inélastiques entre une molécules d'azote N_2 et des électrons, mais de collisions entre deux molécules d'azotes ayant acquis suffisamment d'énergie cinétique. La dissociation complète de N_2 apparaissant au alentour de 7000K, nous considérons que cette température est la valeur maximale atteinte au cœur du canal de streamer lors du passage d'une impulsion de courant. La périphérie du canal étant entouré par de l'azote liquide à 77K, un fort gradient de température radiale existe alors dans le canal de streamer.

Les mesures de chute de tension (quelques kVcm^{-1}) dans le chapitre 3 § II-8.2.2 ainsi que les coefficients d'ionisation $\alpha = N_e / (N_e + N_{N_2})$ déduits de nos simulations (compris entre $1,8 \cdot 10^{-3}$ et $4 \cdot 10^{-3}$), tendent à confirmer le fait que le gaz contenu dans le canal de streamer est chaud.

Une analogie peut être faite avec le cas des leaders dans les gaz dont les principales caractéristiques sont :

- Présence de produit de dissociation au sein du canal
- Température élevée
- Chute de potentiel le long du canal faible (quelques kVcm^{-1})

Au vu de ces caractéristiques et des informations que nous avons pu obtenir par spectroscopie, il apparaît que les processus présents nos décharges se rapprochent plus des phénomènes de leaders dans les gaz que des streamers.

En ce qui concerne les valeurs de N_{N_2} et de N_e obtenues, elles constituent des grandeurs locales et moyennes. En effet, N_{N_2} et N_e ont été estimées à partir des spectres résultant de l'intégration de la lumière émise au cours de la propagation et/ou de l'arrêt d'un streamer sur le plan isolant. Leur détermination pendant l'apparition d'une impulsion de courant permettrait certainement de remonter aux conditions de réamorçage d'une décharge dans un canal de gaz déjà créé. De telles mesures nécessitent une étude temporelle de la lumière émise par les streamers.

X- Bibliographie

[Bärmann96] P. Bärmann, S. Kröll and A. Sunesson, « Spectroscopic measurements of streamer filaments in electric breakdown in a dielectric liquid » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 29, pp. 1188-1196, 1997.

[Bärmann97] P. Bärmann, S. Kröll and A. Sunesson, « Spatially and temporally resolved electron density measurements in streamers in dielectric liquids » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 30, pp. 856-863, 1997.

[Cacciatore82] M.Cacciatore, M.Capitelli and C.Gorse, « Non equilibrium dissociation and ionization of nitrogen in electrical discharges : the rôle of electronic collision from vibrationally excited molecules » Chemical Physics, Vol.66, pp.141-151, 1982.

[Capitelli81] M.Capitelli, M. Dilonardo and C.Gorse, « Coupled solutions of the collisional Boltzmann equation for electrons and the heavy particule master equation in nitrogen » Chemical Physics, Vol.56, pp.29-42, 1981.

[Denat98] A. Denat, N. Bonifaci and M. Nur, « Spectral analysis of the light emitted by streamers in hydrocarbon liquids » IEEE Trans. on Diel. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 382-387, 1998.

[Delcroix63] J.L. Delcroix, « Physique des plasma » Dunod, Paris, 1963.

[Gleizes83] A. Gleizes, M. Razafinimanana and S. Vacquie, « Transport coefficient in arc plasma of SF₆-N₂ mixture », J. Appl. Phys., Vol. 54, N°7, pp. 3777-3787, 1983.

[Gournay94] P. Gournay and O. Lesaint, « On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids II : Propagation growth and collapse of gaseous filaments in pentane » J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 27, pp. 2117-2127, 1994.

[Griem69] H.R. Greim, « Plasma Spectroscopy », MC Graw-Hill Book Compagny, 1962

[Griem74] H.R. Greim, « Spectral line broadening », Academic press, INC, 1974

[Hebner88] R.E. Hebner, « Measurement of electrical breakdown in liquids », The liquid state and its electrical properties, edited by E.E. Kunhardt, L.G. Christophorou and L.H. Luessen, Plenum Press, pp. 519-537, New York, 1988.

[Herzberg44] Atomic spectra and Atomic Structure, New York Dover Publications 1944.

[Klimotovich79] Y.L. Klimotovich, « Kinetic theory of spectral lines broadening in a nonequilibrium plasma » J. de Phys. Colloque C7, N°7, pp. 113-126, 1979.

[Lesaint94] O. Lesaint and P. Gournay, « On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids I : Influence of the hydrostatic pressure on the propagation » J. Phys. D : Appl. Phys, Vol. 27, pp. 2111-2116, 1994.

[Lesaint98a] O. Lesaint and G. Massala, « Positive streamer propagation in large oil gap : Experimental characterization of propagation modes » IEEE Trans. on Dielect. and Elec. Insul., Vol. 5 N°3, pp. 360-370, 1998.

[Lofthus77] A. Lofthus and P.H. Krupenie, « The spectrum of molecular nitrogen », J. Phys. Chem., Vol. 6, N°1, 1977.

[Spence79] D.Spence and P.D. Burrow "Resonant dissociation of N₂ by electron impact" J.Phys. B: Atom. Molec. Phys., Vol.12, N°5, pp.179-184, 1979.

[Trassy99] C. Trassy, A. Tazeem, « Simulation of atomic and ionic absorption and emission spectra for thermal plasma diagnostics » Spectrochimica Acta Part B, Vol. 54, pp. 581-602, 1999.

[Traving68] G. Traving, « Interpretation of line broadening and line shift in plasma diagnostic » edited by Lochte-Holtgreven, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968.

[Zaidi77] H.R. Zaidi, « Many body theory of resonant dielectric susceptibility in a gas », Canadian Journal of Physics, Vol. 55, N°14, pp. 1229-1242, 15 Juillet 1977.

[Tortai00] J.H. Tortai, « Etude expérimental et modélisation de l'autocicatrisation d'un film de polypropylène métallisé », Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble I, 2000.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'étude de la génération et de la propagation des streamers dans l'azote liquide, en géométrie divergente et quasi uniforme, nous a permis d'étudier les propriétés diélectriques de l'azote liquide et d'extrapoler nos résultats aux cas des applications industrielles (haute tension, grande distance, grand volume).

Les principaux résultats de notre étude sont les suivant :

Génération des streamers dans l'azote liquide

Les expériences, réalisées en géométrie pointe-plan sous tension impulsionnelle, nous ont permis de caractériser les streamers dans l'azote liquide et de mesurer leurs champs de génération E_g .

Comme dans les hydrocarbures, les streamers négatifs (pointe négative) ont une forme de « buisson » et leur champ de génération est d'environ 14MVcm^{-1} . En polarité positive, une augmentation progressive de la tension permet d'observer des streamers « buissons » puis des streamers filamenteux. A haute tension nous n'observons plus que des streamers filamenteux. Le champ de génération des streamers positifs est d'environ 20MVcm^{-1} .

Les champs de génération des streamers dans l'azote liquide sont sensiblement supérieurs à ceux mesurés dans l'huile minérale.

Lorsque la surface des électrodes augmente et que le champ devient moins divergent (conditions proches de celles rencontrées dans les applications), les champs de génération dans l'azote liquide présentent la même évolution que dans l'huile minérale et varient proportionnellement à $S^{-0,17}$.

- Sous tension impulsionnelle la tenue diélectrique de l'azote liquide est alors sensiblement équivalente à celle de l'huile minérale.
- Sous tension alternative, les champs de claquage de l'azote liquide sont pratiquement deux fois plus élevés que dans l'huile minérale mais restent peu différents de ceux mesurés sous tension impulsionnelle.

La conséquence pratique de ces observations est qu'une isolation électrique conçue avec des critères de champs maximums identiques à ceux utilisés dans l'huile minérale devrait avoir une tenue correcte dans l'azote liquide.

Une augmentation de la pression de 0,1 à 0,4 MPa, n'a que peu d'effet sur les champs de claquage dans LN₂, mais celle-ci semble toutefois indispensable pour limiter l'apparition de bulles de gaz à la surface des conducteurs dans les applications pratiques.

Propagation des streamers dans l'azote liquide

La propagation des streamers dans LN₂ a été étudiée en géométrie divergente sous tension impulsionnelle positive et négative. Les principaux résultats de nos expériences sont les suivants.

- A haute tension, seuls des streamers « buissons » sont observés en polarité négative. En polarité positive, nous n'observons que des streamers filamenteux.
- La grande vitesse de propagation des streamers filamenteux positifs (de l'ordre de 10 km s⁻¹) leur permet de se propager sur de grandes distances en peu de temps.
- La chute de tension dans les streamers filamenteux dans l'azote liquide (3 à 9 kV cm⁻¹) est plus faible que celle mesurée dans l'huile minérale (20 à 30 kV cm⁻¹) ce qui leur permet de se propager plus loin que dans l'huile pour une même tension. Ils sont donc les principaux responsables du claquage à grande distance comme dans le cas de l'huile minérale. La conséquence de ceci est que, en géométrie pointe-plan, la tension de claquage de LN₂ est inférieure à celle de l'huile minérale.
- Contrairement au cas des streamers négatifs, la pression n'a pratiquement aucun effet sur la vitesse et la longueur de propagation des streamers filamenteux positifs. Il en est de même pour la géométrie des électrodes. Lorsque la géométrie des électrodes devient moins divergente, la propagation des streamers négatifs est fortement altérée alors qu'elle n'a aucun effet sur celle des streamers filamenteux.
- L'influence des barrières isolantes, qui provoque un allongement du parcours des streamers positifs dans l'azote liquide, est efficace pour bloquer leur propagation et, améliorer la tenue sous très haute tension.

Etude spectroscopique de la lumière émise par les streamers filamenteux positifs

L'étude spectroscopique qui a suivi a permis d'analyser la lumière émise par les streamers filamenteux positifs, beaucoup plus lumineux que les streamers négatifs. Elle a révélé que :

- Le gaz contenu dans un streamer filamenteux provient à la fois de la vaporisation et de la dissociation de l'azote liquide.
- La dissociation de N_2 résulte très probablement de collisions entre molécules d'azotes plus que de chocs inélastiques entre électrons et molécules. Cela suppose que des températures très élevées existent dans le streamer au cours des diverses réilluminations. Nous proposons une valeur maximale de 7000K qui correspondrait à une dissociation complète de la molécule N_2 .
- La température rotationnelle (350K) estimée par la simulation numérique du spectre de bande du second système positif de N_2 correspond à la température moyenne du canal lors de sa propagation et des températures locales nettement plus élevées peuvent apparaître au sein du streamer lors du passage d'une impulsion de courant.
- La simulation numérique du spectre de raies de l'azote atomique (NI), émis lors de l'arrêt d'un streamer sur le plan isolant (impulsion de courant et de lumière élevées), a permis d'estimer la concentration des espèces neutres N_2 et électronique N_e au sein du streamer. Pour des temps de retard au claquage t_b compris entre 6,4 et 8,6 μ s, des densités électroniques N_e comprises entre $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $7 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et N_2 d'environ $1 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ ont été obtenues.

Annexe

Programme de simulation des raies spectrales du multiplet de NI ($3p^4S_0 \rightarrow 3s^4P$)

```
SetDirectory["d:\spectro\80mm positif"];
```

```
ClearAll["acquisition du spectre expérimental", Lexp, Iexperimental, dim, \
donnée, IO, pas, shiftabs, propor, delta1, I1, delta2, I2, K, delta3, K1, L, \
delta4, "autoabsorption", "épaisseur optique du plasma", Q, h1, IT1, g2, h2, \
IT2, IT, Intensité, M, "Spectre expérimental", C1, "Spectre simulé", \
"Comparaison des spectres", EiH, EiN, aborr, lj, li, e, h, eps0, polar, clum, \
k, Na,  $\mu$ , lambda1, lambda2, Ne, dim2, Lopt, Te, Texc]
```

Acquisition du spectre expérimental

```
Lexp = ReadList["x7D80MM3.DAT"];
Iexperimental = ReadList["y7D80MM3.DAT"];
dim = Dimensions[Lexp][[1]];
donnée = Table[{Lexp[[i]], Iexperimental[[i]]}, {i, 1, dim}];
IO = Interpolation[donnée];
```

Définition des constantes

EiH = 13.59	Energie d'ionisation de H
EiN = 14.53	Energie d'ionisation e N
Eu = 11.99	Energie du niveau excité de N
aborr = $0.529 \cdot 10^{-10}$	Rayon de Bohr a_0
lu = 0	Nombre quantique orbital ($3p^4S_0$)
ll = 1	Nombre quantique orbital ($3s^4P$)
e = $1.6 \cdot 10^{-19}$	Charge élémentaire
me = $9.109 \cdot 10^{-31}$	Masse d'un électron
h = $6.6261 \cdot 10^{-34}$	Constante de Planck
eps0 = $8.84 \cdot 10^{-12}$	Constante Diélectrique du vide
polar = $1.74 \cdot 10^{-30}$	Polarisation de la molécule d' N_2
clum = $3 \cdot 10^8$	Vitesse de la lumière
k = $1.38 \cdot 10^{-23}$	Constante de Maxwell - Boltzmann
Na = $6.022 \cdot 10^{23}$	Nombre d'Avogadro
μ = $9.33 \cdot 10^{-3} / Na$	Masse réduite
lambda1 = $746.87 \cdot 10^{-9}$	Longueur d'onde ($3p^4S_0 \rightarrow 3s^4P$) en nm
Aul1 = $1.605 \cdot 10^7$	Probabilité de transition de $\lambda = 746.87nm$
lambda2 = $744.26 \cdot 10^{-9}$	Longueur d'onde ($3p^4S_0 \rightarrow 3s^4P$) en nm
Aul2 = $1.058 \cdot 10^7$	Probabilité de transition de $\lambda = 744.26nm$
lambda3 = $742.39 \cdot 10^{-9}$	Longueur d'onde ($3p^4S_0 \rightarrow 3s^4P$) en nm
Aul3 = $5.25 \cdot 10^6$	Probabilité de transition de $\lambda = 742.39nm$
u = dim	Dimension du tableau contenant les points de mesure en abscisse (longueur d'onde)
pas = 100	Valeur du pas d'incrémentatation pour le calcul de l'auto absorption
g0 = 4	Poids statistique du niveau fondamental de N
gu = 4	Poids statistique du niveau excité $3p^4S_0$

$gl1 = 6$	Poids statistique du niveau $3s^4P$ correspondant à la transition de $\lambda = 746.8\text{nm}$
$gl2 = 4$	Poids statistique d'un niveau du $3s^4P$ correspondant à la transition de $\lambda = 744.2\text{nm}$
$gl3 = 2$	Poids statistique d'un niveau du $3s^4P$ correspondant à la transition de $\lambda = 742.4\text{nm}$
$El1 = 10.336$	Energie du niveau bas correspondant à la transition $\lambda = 746.8\text{nm}$
$El2 = 10.33$	Energie du niveau bas correspondant à la transition $\lambda = 744.2\text{nm}$
$El3 = 10.326$	Energie du niveau bas correspondant à la transition $\lambda = 742.4\text{nm}$
$gl = 10$	Poids statique du niveau $3s^4P$
$fr1 = 0.18$	Force d'oscillateur correspondant à la transition $\lambda = 746.8\text{nm}$
$fr2 = 0.11$	Force d'oscillateur correspondant à la transition $\lambda = 744.2\text{nm}$
$fr3 = 0.06$	Force d'oscillateur correspondant à la transition $\lambda = 742.4\text{nm}$
$Te = 20000$	Température électronique
$Texc = 2000$	Température d'excitation
$Ng = 2 \cdot 10^{26}$	Densité de N_2
$Nn = 1 \cdot 10^{20}$	Densité de N
$Ne = 1 \cdot 10^{20}$	Densité électronique
$T = Te$	
$Lopt = 1000$	Longueur optique pour le calcul de l'auto absorption
$dim2 = Lopt/pas$	
$paramèreshift = 0.25$	
$Linstrumentale = 0.1$	Largeur instrumentale

Calcul des paramètres pour l'effet Stark ($\alpha(T_e)$, $\omega(T_e)$, $d/\omega(T_e)$)

```

Temperature = {2500, 5000, 10000, 20000, 40000, 80000};
AlphadeT = {0.049, 0.042, 0.035, 0.028, 0.024, 0.022};
AlphadeT = Interpolation[Table[{Temperature[[i]], AlphadeT[[i]]}, {i, 1, 6}]];
OmegadeT =
{2.99*10^(-2), 3.68*10^(-2), 4.75*10^(-2), 6.28*10^(-2), 7.85*10^(-2), 8.78*10^(-2)};
OmegadeT = Interpolation[Table[{Temperature[[i]], OmegadeT[[i]]}, {i, 1, 6}]];
DsurOmegadeT = {1.775, 1.702, 1.475, 1.138, 0.838, 0.632};
DsurOmegadeT = Interpolation[Table[{Temperature[[i]], DsurOmegadeT[[i]]}, {i, 1, 6}]];

```

Initialisation

```

Z = g0 + gl*Exp[-(El1*e)/(k*Texc)] + gu*Exp[-(Eu*e)/(k*Texc)];
Nu = (Nn/Z)*gu*Exp[-(Eu*e)/(k*Texc)];
Nl1 = (Nn/Z)*gl1*Exp[-(El1*e)/(k*Texc)];
Nl2 = (Nn/Z)*gl2*Exp[-(El2*e)/(k*Texc)];
Nl3 = (Nn/Z)*gl3*Exp[-(El3*e)/(k*Texc)];

```

$$N0 = (Nn/Z)*g0;$$

Calcul du paramètre C₆

$$\begin{aligned} nl &= (EiH/(EiN - El1))^{0.5}; \\ r2l &= ((aborr^2)/2)*nl^2*(5*nl^2 + 1 - 3*ll*(ll + 1)); \\ nu &= (EiH/(EiN - Eu))^{0.5}; \\ r2u &= ((aborr^2)/2)*nu^2*(5*nu^2 + 1 - 3*lu*(lu + 1)); \\ \text{valeur du C6} \end{aligned}$$

$$C6Lambda2 = polar*e^2/(h^2*eps0)*(r2u - r2l)$$

$$v = (8*k*Texc/(Pi*\mu))^{0.5};$$

Critère de validité

$$\text{ValiditépW} = ((Ng)^{(1/3)})*((3*Pi*C6Lambda2/(8*v))^{(1/5)});$$

Calcul du paramètre C₃ et de l'élargissement provoqué par résonance

$$C3L1 = (((e^2)*fr1*119.9*10^{(-9)})/(32*Pi^3*eps0*me*clum^2));$$

$$\text{DeltalResonanceimpact1} = C3L1*(lambda1)^2*Pi^2*(N0)*10^9;$$

$$C3L2 = (((e^2)*fr2*120.0*10^{(-9)})/(32*Pi^3*eps0*me*clum^2));$$

$$\text{DeltalResonanceimpact2} = C3L2*(lambda2)^2*Pi^2*(N0)*10^9;$$

$$C3L3 = (((e^2)*fr3*120.0*10^{(-9)})/(32*Pi^3*eps0*me*clum^2));$$

$$\text{DeltalResonanceimpact3} = C3L3*(lambda3)^2*Pi^2*(N0)*10^9;$$

Calcul de l'élargissement provoqué par effet Stark

$$R1 = ((4/3)*Pi*(Ne))^{-(1/3)};$$

$$R2 = (8.852*10^{(-12)}*1.38*10^{(-23)}*T);$$

$$R3 = (2*(1.6*10^{(-19)})^2*Ne);$$

$$R = R1/(R2/R3)^{0.5};$$

$$\Omega = \Omega_{\text{gadeT}}[T]*(Ne/10^{22});$$

$$\alpha = \alpha_{\text{hadeT}}[T]*(Ne/10^{22})^{0.25};$$

$$\text{Dsur}\Omega = \text{Dsur}\Omega_{\text{gadeT}}[T];$$

mi hauteur induite par effet Stark en nm

$$\text{deltalStark} = (1 + 1.75*\alpha*(1 - 0.75*R))^2*\Omega*(1/10);$$

Déplacement en nm

$$\text{shiftStark} = (\text{Dsur}\Omega + 2*\alpha*(1 - 0.75*R))*\Omega*(1/10);$$

Calcul de l'élargissement provoquée par Van Der Waals

Largeur à mi-hauteur par VDW en impact à 746.8nm

$$\text{deltal1vdwimpact} = 1.20479*(C6Lambda2)^{(2/5)}*v^{(3/5)}*(lambda1^2/clum)*(Ng)*10^9;$$

shift en impact en nm

$$\text{S11vdwimpact} = \text{deltal1vdwimpact}/2.75;$$

largeur à mi-hauteur par VDW en impact en nm à 744.2nm

$$\text{deltal2vdwimpact} = 1.20479 * (\text{C6Lambda2})^{(2/5)} * v^{(3/5)} * (\text{lambda2}^2 / \text{clum}) * (\text{Ng}) * 10^9;$$

shift en impact en nm à 744.2nm

$$\text{Sl2vdwimpact} = \text{deltal2vdwimpact} / 2.75;$$

largeur à mi-hauteur par VDW en impact en nm à 742.4nm

$$\text{deltal3vdwimpact} = 1.20479 * (\text{C6Lambda2})^{(2/5)} * v^{(3/5)} * (\text{lambda3}^2 / \text{clum}) * (\text{Ng}) * 10^9;$$

shift en impact en nm à 742.4nm

$$\text{Sl3vdwimpact} = \text{deltal3vdwimpact} / 2.75;$$

Calcul du profil d'émission (profil Lorentzien)

$$\text{Em1} = ((h * \text{clum} * \text{Aul1} * \text{Nu}) / (4 * \text{Pi} * \text{lambda1}));$$

$$\text{Em2} = ((h * \text{clum} * \text{Aul2} * \text{Nu}) / (4 * \text{Pi} * \text{lambda2}));$$

$$\text{Em3} = ((h * \text{clum} * \text{Aul3} * \text{Nu}) / (4 * \text{Pi} * \text{lambda3}));$$

Calcul de l'élargissement et du déplacement total du profil d'émission

$$\text{dl1impact} = \text{deltalStark} + \text{DeltalResonanceimpact1} + \text{deltal1vdwimpact};$$

$$\text{dleml1impact} = \text{dl1impact} + (\text{Linstrumentale}^2) / \text{dl1impact};$$

$$\text{Semi1impact} = \text{shiftStark} + \text{Sl1vdwimpact} - \text{paramètreshift};$$

$$\text{dl2impact} = \text{deltalStark} + \text{DeltalResonanceimpact2} + \text{deltal2vdwimpact};$$

$$\text{dleml2impact} = \text{dl2impact} + (\text{Linstrumentale}^2) / \text{dl2impact};$$

$$\text{Semi2impact} = \text{shiftStark} + \text{Sl2vdwimpact} - \text{paramètreshift};$$

$$\text{dl3impact} = \text{deltalStark} + \text{DeltalResonanceimpact3} + \text{deltal3vdwimpact};$$

$$\text{dleml3impact} = \text{dl3impact} + (\text{Linstrumentale}^2) / \text{dl3impact};$$

$$\text{Semi3impact} = \text{shiftStark} + \text{Sl3vdwimpact} - \text{paramètreshift};$$

$$\text{Pemi1impact} = \text{Table}[(2 / (\text{Pi} * \text{dleml1impact})) * (1 / (1 + (2 * ((i / 10 + \text{Lexp}[[1]]) - (\text{lambda1} * 10^9 + \text{emi1impact})) / \text{dleml1impact}^2))), \{i, 1, u\}];$$

$$\text{Pemi2impact} = \text{Table}[(2 / (\text{Pi} * \text{dleml2impact})) * (1 / (1 + (2 * ((i / 10 + \text{Lexp}[[1]]) - (\text{lambda2} * 10^9 + \text{Semi2impact})) / \text{dleml2impact}^2))), \{i, 1, u\}];$$

$$\text{Pemi3impact} = \text{Table}[(2 / (\text{Pi} * \text{dleml3impact})) * (1 / (1 + (2 * ((i / 10 + \text{Lexp}[[1]]) - (\text{lambda3} * 10^9 + \text{Semi3impact})) / \text{dleml3impact}^2))), \{i, 1, u\}];$$

$$\text{dI1impact} = \text{Table}[\text{Em1} * \text{Pemi1impact}[[i]], \{i, 1, u\}];$$

$$\text{IT1impact} = \text{dI1impact};$$

$$\text{dI2impact} = \text{Table}[\text{Em2} * \text{Pemi2impact}[[i]], \{i, 1, u\}];$$

$$\text{IT2impact} = \text{dI2impact};$$

$$\text{dI3impact} = \text{Table}[\text{Em3} * \text{Pemi3impact}[[i]], \{i, 1, u\}];$$

$$\text{IT3impact} = \text{dI3impact};$$

Calcul de l'auto absorption

Do[{

Calcul des coefficients d'absorption

$$\text{K1} = ((\text{lambda1})^4 / (8 * \text{Pi} * \text{clum})) * (\text{gu} / \text{gl1}) * \text{Aul1} * (1 - (\text{gl} / \text{gu}) * \text{Exp}[-(\text{Eu} - \text{El1}) / (k * \text{Texc})]) * \text{Nl1};$$

$$\text{K2} = ((\text{lambda2})^4 / (8 * \text{Pi} * \text{clum})) * (\text{gu} / \text{gl2}) * \text{Aul2} * (1 - (\text{gl} / \text{gu}) * \text{Exp}[-(\text{Eu} - \text{El2}) / (k * \text{Texc})]) * \text{Nl2};$$

$$\text{K3} = ((\text{lambda3})^4 / (8 * \text{Pi} * \text{clum})) * (\text{gu} / \text{gl3}) * \text{Aul3} * (1 - (\text{gl} / \text{gu}) * \text{Exp}[-(\text{Eu} - \text{El3}) / (k * \text{Texc})]) * \text{Nl3};$$

Calcul de l'élargissement et du déplacement total du profil d'absorption

$$\text{dlabs1impact} = \text{dl1impact} + (\text{Linstrumentale}^2) / \text{dl1impact};$$

$$\text{Sabs1impact} = \text{shiftStark} + \text{Sl1vdwimpact} - \text{paramètreshift};$$

```

dlabs2impact = dl2impact + (Linstrumentale^2)/dl2impact;
Sabs2impact = shiftStark + Sl2vdwimpact - paramèreshift;
dlabs3impact = dl3impact + (Linstrumentale^2)/dl3impact;
Sabs3impact = shiftStark + Sl3vdwimpact - paramèreshift;
Pabs1impact = Table[(1/(1 + (2*((i/10 + Lexp[[1]]) - (lambda1*10^9 +
Sabs1impact))/dlabs1impact)^2)), {i, 1, u}];
Pabs2impact = Table[(1/(1 + (2*((i/10 + Lexp[[1]]) - (lambda2*10^9 + Sabs2impact))/
dlabs2impact)^2)), {i, 1, u}];
Pabs3impact = Table[(1/(1 + (2*((i/10 + Lexp[[1]]) - (lambda3*10^9 + Sabs3impact))/
dlabs3impact)^2)), {i, 1, u}];

galimpact =
Table[Exp[-K1*Pabs1impact[[i]]*pas/(1.571*dlabs1impact)], {i, 1, u}];
ga2impact =
Table[Exp[-K2*Pabs2impact[[i]]*pas/(1.571*dlabs2impact)], {i, 1, u}];
ga3impact =
Table[Exp[-K3*Pabs3impact[[i]]*pas/(1.571*dlabs3impact)], {i, 1, u}];

dI1impact = Table[Em1*Pemi1impact[[i]], {i, 1, u}];
IT1impact = Table[IT1impact[[i]]*galimpact[[i]]*ga2impact[[i]] + dI1impact[[i]], {i, 1, u}];

dI2impact = Table[Em2*Pemi2impact[[i]], {i, 1, u}];
IT2impact = Table[IT2impact[[i]]*ga2impact[[i]]*ga1impact[[i]]*ga3impact[[i]] + dI2impact[[i]],
{i, 1, u}];

dI3impact = Table[Em3*Pemi3impact[[i]], {i, 1, u}];
IT3impact = Table[IT3impact[[i]]*ga3impact[[i]]*ga2impact[[i]] + dI3impact[[i]], {i, 1, u}];

ITimpact = (IT1impact + IT2impact + IT3impact)}, {j, dim2}];
ITimpact = (IT1impact + IT2impact + IT3impact);
ITimpact;
Mimpact = Max[ITimpact]

```

Comparaison des spectres expérimentaux et simulés

```

M0 = Max[Iexperimental]
ITimpact = Interpolation[Table[{(i/10) + Lexp[[1]], ITimpact[[i]]}, {i, 1, u}]];
Print["spectre expérimental"];
C1 = Plot[Evaluate[I0[x]/M0, {x, Lexp[[1]], Lexp[[dim]]}],
PlotRange -> {0, 1.2},
PlotStyle -> {RGBColor[0, 1, 0], Thickness[0.005]};
Print["spectre simulé impact"];
C2 = Plot[Evaluate[ITimpact[x]/Mimpact, {x, Lexp[[1]], Lexp[[dim]]}],
PlotRange -> {0, 1.2},
PlotStyle -> {RGBColor[0, 0, 1], Thickness[0.005]};
Print["Spectre expérimental, impact(bleu) et statique(rouge)"]
Show[C1, C2]
ClearAll[C1, C2];

```


Résumé en français

L'objectif de ce travail est d'étudier les phénomènes pré-disruptifs ("streamers") conduisant au claquage de l'azote liquide (LN_2) pour définir les modalités d'isolation d'appareils supraconducteurs à Haute Température critique (HT_c). Un claquage étant le résultat de la génération et de la propagation d'un streamer, nous avons étudié ces deux aspects indépendamment l'un de l'autre et nous avons comparé nos résultats à ceux trouvés dans l'huile minérale pour des conditions expérimentales similaires.

En champ quasi uniforme où le claquage est contrôlé par la génération des streamers, nos résultats montrent que sous tension impulsionnelle, la tenue diélectrique de LN_2 est identique à celle de l'huile minérale alors qu'elle est deux fois plus importante sous tension alternative. A grande distance entre électrodes (champ divergent et claquage contrôlé par la propagation), le claquage survient principalement en polarité positive. Dans les applications où la distribution du champ électrique est peu divergente, nos résultats permettent de conclure que le dimensionnement d'une isolation électrique à l'azote liquide conçue avec les mêmes critères de champ que dans l'huile minérale serait opérationnelle. Cependant, la grande facilité de propagation des streamers positifs nécessite l'utilisation de barrières isolantes pouvant arrêter leur propagation.

L'étude spectroscopique de la lumière émise par les streamers positifs au cours de leur propagation a révélé qu'ils sont constitués par du gaz sous haute pression provenant de la vaporisation de LN_2 et par la dissociation de N_2 . La simulation numérique des raies atomiques de N ($3s^4P-3p^4S^0$) nous a permis d'estimer la densité électronique N_e et moléculaire N_{N_2} maximale dans le canal de streamer. La simulation numérique du second système positif ($\text{C}^3\Pi_u \rightarrow \text{B}^3\Pi_g$) de N_2 et des mesures de charges ont permis d'estimer la température du gaz contenu dans le streamer.

Résumé en Anglais

Title: Study of dielectric strength of liquid nitrogen at high voltage, and spectroscopic characterisation of positive filamentary streamers

The purpose of this work is to study prebreakdown phenomena (streamers) in liquid nitrogen (LN_2) in order to define practical rules to design the insulation of High Temperature Superconducting apparatus. As breakdown is due to the initiation and propagation of a streamer, we study independently both of these phases, and we compare our results with those obtained in mineral oil for similar experimental conditions.

Under quasi uniform field, breakdown is controlled by streamer initiation and dielectric strength of liquid nitrogen under impulse voltage is close to that found in mineral oil, whereas it is two times higher under AC voltage. At large gap distance (divergent field and breakdown controlled by streamer propagation) we show that breakdown is mainly due to positive streamers, able to propagate further than negative ones. In applications where electric field distribution is quasi uniform, we conclude that a superconducting device designed with the same criteria as in mineral oil should be operational. Nevertheless, the great ability of positive streamers to propagate far imposes the use of insulating barriers.

Spectroscopic study of light emitted by positive streamers during their propagation shows that filaments are constituted by gaseous molecular and atomic nitrogen. Numerical simulations of nitrogen atomic spectral lines ($3s^4P-3p^4S^0$) leads to an estimation of electron density and molecular nitrogen density inside the streamer. Numerical simulations of nitrogen second positive system ($\text{C}^3\Pi_u \rightarrow \text{B}^3\Pi_g$) and charge measurements also provide an estimation of the gas temperature inside the streamer.

Mots clefs : Streamer / Haute tension / Claquage / Azote liquide / Plasma haute pression / Plasma hors équilibre / Spectroscopie / Isolation cryogénique / Supraconducteur à haute température critique.

