

17299
la

3/98
effect à la Bibliothèque
de l'ENP
Octobre 2002

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Spécialité :

Génie électrique.

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

Présentée par

M. Youcef MESLEM

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Sujet:

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DU RECOUVREMENT
DIELECTRIQUE D'UNE DECHARGE PSEUDOSPARK**

Soutenue le 19 Novembre 1998 devant le jury composé de:

M. M.FOURRIER, Professeur, Université Paris VI	Président
M. J. LAROUB, Chargé de recherche au CNRS	Rapporteur
M. P. PIGNOLET, Professeur, Université de Pau	Rapporteur
Mme L.C.PITCHFORD, Directeur de recherches au CNRS	Examineur
M. A. DELMAS, Maître de conférences, Université Paris VI	Examineur
J.C.VERITE, Chargé de mission à EDF_ DER, Clamart	Invité

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Spécialité :

Génie électrique

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
DIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

Présentée par

M. Youcef MESLEM

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Sujet:

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DU RECOUVREMENT
DIELECTRIQUE D'UNE DECHARGE PSEUDOSPARK**

Soutenue le 19 Novembre 1998 devant le jury composé de:

M. M.FOURRIER, Professeur, Université Paris VI	Président
M. J. LAROUB, Chargé de recherche au CNRS	Rapporteur
M. P. PIGNOLET, Professeur, Université de Pau	Rapporteur
Mme L.C.PITCHFORD, Directeur de recherches au CNRS	Examineur
M. A. DELMAS, Maître de conférences, Université Paris VI	Examineur
J.C.VERITE, Chargé de mission à EDF _ DER, Clamart	Invité

الطبعة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

A ma famille en particulier à ma mère et mon père

REMERCIEMENTS



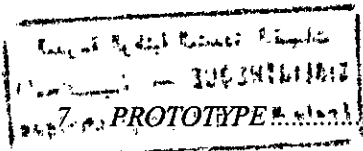
Le présent travail a été effectué au Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP).

Je tiens à remercier :

- ◆ Monsieur Alain DELMAS, Maître de Conférence à l'Université Paris VI et directeur de recherche au Laboratoire de Physique des gaz et plasma, pour son aide et sa patience à toute épreuves.
- ◆ Monsieur le Professeur M. FOURRIER professeur à l'Université Paris VI, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.
- ◆ Monsieur le Professeur P. PIGNOLET de l'Université de Pau de m'avoir fait l'honneur de participer au jury de cette thèse et d'en être le rapporteur
- ◆ Monsieur J. LAROUR chargé de recherche au CNRS de m'avoir fait l'honneur de participer au jury de cette thèse et d'en être le rapporteur.
- ◆ Madame, L.C. Pitchford, directeur de recherche au CNRS de m'avoir fait l'honneur de participer au jury de cette thèse.
- ◆ Monsieur, VERITE, chargé de mission à EDF d'avoir accepter notre invitation.
- ◆ Monsieur V. PUECH pour son aide à la réalisation des essais de la partie spectroscopique.
- ◆ Le personnel technique de l'atelier, Messieurs A.ROCHER, et J.L.MENIN pour leurs disponibilités.
- ◆ Mes collègues au laboratoire, N. Allouche, G. Bauville, F. Bendiab, C. Postel.
- ◆ Pour n'oublier personne, je remercie l'ensemble du personnel du laboratoire LPGP.

Table des matières

I. INTRODUCTION	9
II. DECHARGE PSEUDOSPARK	15
A. INTRODUCTION.....	15
B. PHASE D'INITIATION DE LA DECHARGE (AMORÇAGE).....	17
C. PHASE DE DECHARGE A CATHODE CREUSE.....	18
D. PHASE SUPER-EMISSIVE A FORT COURANT.....	22
E. PHASE D'OUVERTURE ET DECLIN DU PLASMA (EXTINCTION DE LA DECHARGE)....	23
F. PSEUDOSPARK ASPECTS TECHNOLOGIQUES ET APPLICATION.....	26
G. CONCLUSION.....	29
III. DECLENCHEMENT DU PSEUDOSPARK	31
A. INTRODUCTION.....	31
B. PRECISION.....	32
1. <i>DECLENCHEMENT PAR DECHARGE DE SURFACE</i>	32
C. DUREE DE VIE :.....	33
1. <i>DECLENCHEMENT PAR INJECTION DE CHARGES</i>	34
2. <i>DECLENCHEMENT DE TYPE OPTIQUE</i> :.....	35
D. DECLENCHEMENT MONOCOUP _DECHARGE LONGUE DUREE.....	37
1. <i>METHODE UTILISEE ET DEVELOPEE AU LABORATOIRE</i>	37
2. <i>DECLENCHEMENT PAR EFFET COURONNE</i>	39
a) Effet de la polarité sur le déclenchement.....	42
b) Effet de la pression :.....	44
E. CONCLUSION :.....	47
IV. ETUDE DE LA PHASE D'EXTINCTION DE LA DECHARGE	48
A. INTRODUCTION.....	48
B. EXTINCTION DE LA DECHARGE _ RECOUVREMENT DIELECTRIQUE :.....	49
1. <i>EXTINCTION DE LA DECHARGE</i> :.....	49
2. <i>RECOUVREMENT DIELECTRIQUE</i> :.....	53
C. LE BANC D'ESSAI.....	55
1. <i>INTRODUCTION</i>	55
2. <i>CIRCUIT PRINCIPAL DU COURANT « BASSE TENSION »</i> :.....	55
3. <i>CIRCUIT « HAUTE TENSION »</i> :.....	57
4. <i>PROCEDURE EXPERIMENTALE</i>	59
5. <i>MESURE DE LA TENSION ET DU COURANT</i>	62
6. <i>PRECISION DES MESURES</i>	63



.....	65
a) Les électrodes.....	66
b) Conditionnement des électrodes.....	68
D. RESULTAT EXPERIMENTAL : EXTINCTION DE LA DECHARGE.....	69
1. INFLUENCE DU dl/dt :.....	72
E. ANALYSE :.....	77
1. SURTENSION A L'OUVERTURE :.....	80
F. DETERMINATION DE LA ZONE DE CLAQUAGE :.....	80
G. DECHARGE DE 820 μ s.....	84
H. GRILLE SUR L'ANODE :.....	85
1. INFLUENCE DE LA PRESSION, ESSAIS A 0,01Pa.....	88
I. ELECTRODES EN CUIVRE CHROME :.....	89
1. ETUDE DE L'EMISSION LUMINEUSE AU PASSAGE DU COURANT PAR ZERO.....	92
J. CONCLUSION.....	98
V. ETUDE DE L'EVOLUTION DYNAMIQUE DE LA DECHARGE.....	100
A. CONCLUSION :.....	105
B. DETERMINATION DU FILTRE DE MESURE :.....	107
C. ETALEMENT SPATIAL DE LA DECHARGE (FILTRE).....	110
D. CONCLUSION :.....	115
VI. ETUDE DU RECOUVREMENT DIELECTRIQUE :.....	116
A. INTRODUCTION :.....	116
B. ETAT DES LIEUX :.....	116
C. EFFET DE LA POLARITE DE LA TENSION DE RETABLISSEMENT :.....	120
D. ELECTRODES EN CUIVRE CHROME TEST EN TENSION :.....	122
E. DECHARGE DE 820 μ s TEST EN TENSION :.....	126
1. ELECTRODE NUES.....	126
2. ANODE RECOUVERTE D'UNE GRILLE.....	128
F. CONCLUSION :.....	130
VII. CONCLUSION GENERALE.....	132
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE.....	134

I. INTRODUCTION

Nombre de transformations font appel à un dépôt d'énergie très rapide et de manière récurrente, comme dans les laser de puissance, les traitements de surface ou de manière ponctuelle comme dans le magnétoformage, la propulsion électromagnétique, la créations de lentilles de plasma... Elles nécessitent donc des sources de grande puissance instantanée (10^9 à 10^{10} W). La solution la plus simple consiste à charger "lentement" un banc de condensateurs avec une source d'énergie de "faible" puissance et commander ensuite leur décharge rapide dans le récepteur. Il faut donc un interrupteur commandé à la fermeture susceptible de fonctionner à grande cadence (quelques kHz), les décharges sont alors de courte durée (moins de $1\mu s$) et les charges transférées réduites (inférieures à 1C), ou a très basse fréquence (moins de quelques tirs par minute) et les hauts niveaux de courant ou les longues durées de décharge mettent en jeu une beaucoup plus grande quantité de charges (quelques 10C voire 100C).

Le principe de fonctionnement et la structure du commutateur vont bien sûr dépendre du champ d'application envisagé. Compte tenu des temps considérés, moins de 1ms, le mouvement de contacts est exclu et, en dehors des systèmes pyrotechniques où il y a destruction de pièces, et de systèmes semi-conducteurs de puissance limitée, on aura recours à une décharge entre électrodes.

Pour les fortes charges transférées (10 à 1000C par tir) on s'appuiera sur des décharges dans des vapeurs métalliques à forte pression saturante (Hg) tels que les ignitrons. Les niveaux de courant peuvent alors excéder les 100kA, figure(I-1).

Commissariat à l'Énergie Atomique
 Direction des Recherches et Technologies
 Service des Tubes à Vide

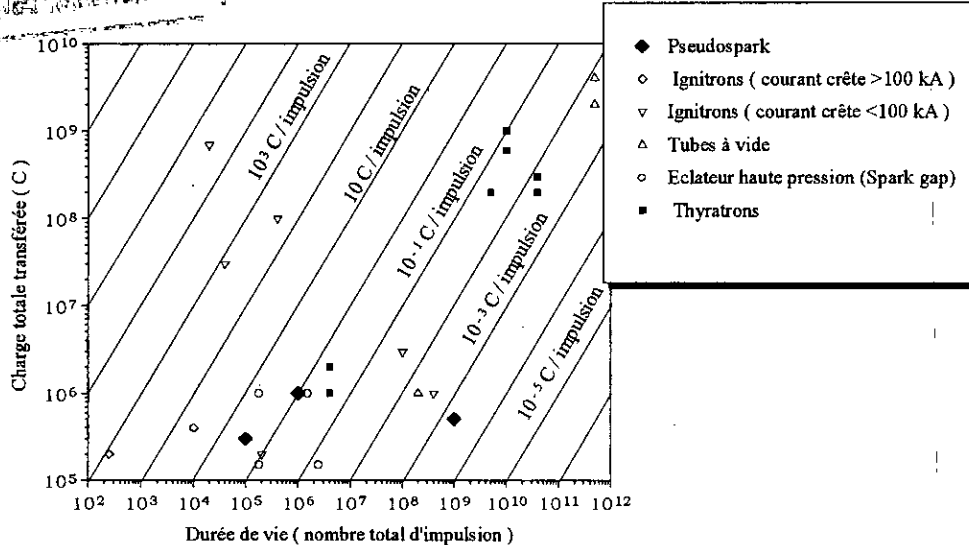


Figure I-II-1 Charge électrique totale en fonction de la durée de vie du composant et du nombre de coulomb par impulsion [01]

En deçà de 10C par tir on peut utiliser les tubes type thyratrons dans lesquels une grille proche de l'anode autorise la commande d'une décharge dans de l'hydrogène à basse pression (en dessous de la pression caractéristique du minimum de Paschen); la cathode est chauffée à l'aide d'une source extérieure. Il est possible de fonctionner à haute fréquence (charge totale transférée 10^8 , 10^9 C) mais compte tenu de la dissymétrie de structure l'inversion du courant est à éviter. On dispose ensuite ($\sim 0,1$ C par tir) des tubes à vide (la décharge a lieu dans les vapeurs d'électrodes) qui à très faible distances inter-électrodes tiennent de fortes tensions et commutent très rapidement. Nous avons également les éclateurs à gaz où le très rapide développement d'un "streamer" (10^6 m/s) dans un gaz, N_2 , SF_6 à haute pression, permet une commande très précise et très rapide de la fermeture du circuit.

Ces dernières années de nombreuses études ont conduit au développement des commutateurs "pseudosparks". La décharge pseudospark se développe entre des électrodes creuses dans un gaz maintenu à une pression inférieure à celle du minimum de Paschen mais suffisamment (pas trop) basse pour une bonne tenue en tension.

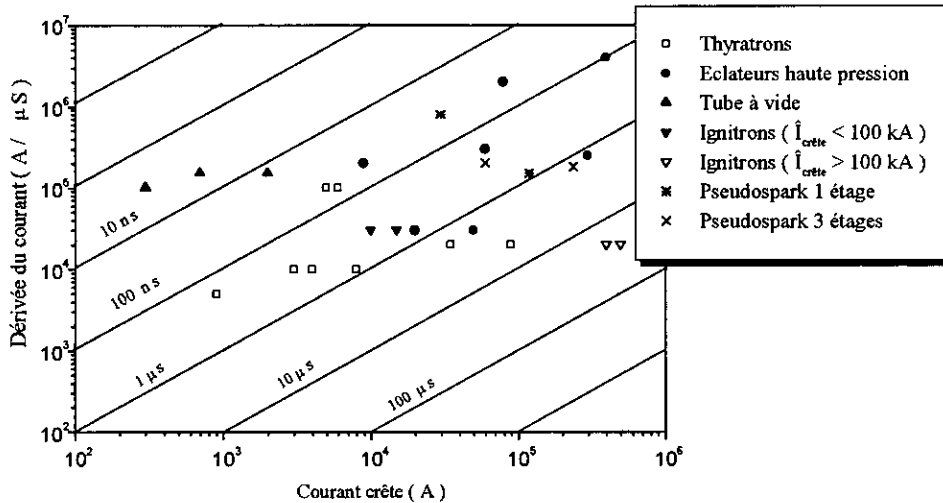


Figure I-II-2 Croissance du courant à la fermeture en fonction du courant crête et durée d'obtention du courant maximum[01]

Avec un amorçage adapté il est possible d'accéder à de grandes précisions de mise en conduction et de grande vitesse de croissance de courant ($\sim 10^{12}$ A/s) comparables à ce qui est obtenu avec les interrupteurs à gaz, figure(I-2). La décharge acquiert naturellement un état diffus, propice au transfert de charges ou encore à un fonctionnement récurrent à haute fréquence.

Des études ont été développées au laboratoire sur les capacités d'accès à l'état diffus de ce type de décharge sur de longues durées de vie, 200 μ s et 800 μ s ainsi que sur les conséquences intrinsèques de cette aptitude à la diffusion, [02], [03] : l'extinction naturelle et définitive de la décharge au passage du courant par zéro.

Cette fonction de disjonction qui transparait aux travers des études réalisées sur le comportement des décharges pseudosparks renvoie inévitablement aux décharges d'arc sous vide ($\sim 10^{-4}$ Pa) qui ont, elles aussi, une très forte propension à l'extinction lors du passage du courant par zéro. Ici, les tensions de rétablissements admissibles, consécutives à l'extinction, sont remarquables (quelques dizaines de kV) tant par leur niveau que par leur vitesse de croissance (près de 10 kV/ μ s). L'obstacle majeur à de telles performances vient de la perte de

l'état diffus de la décharge ou de son inaptitude à l'atteindre¹. Il est en effet bien connu que les sites émetteurs de charges à la cathode se présentent sous la forme de taches ponctuelles (spots) qui ont la propriété de se multiplier et de diffuser spontanément à la surface de l'électrode. Mais l'anode a priori passive peut, au delà d'un certain niveau de courant, collecter le courant de manière ponctuelle et devenir ainsi très active; il y a apparition de taches anodiques. L'assistance d'un champ magnétique axial est indispensable pour repousser à de plus hauts niveaux de courant cette chute vers un écoulement concentré, très agressif pour l'anode. Nous avons dans les disjoncteurs à vide industriels (commercialisés au Japon, Etats Unis et Allemagne) une application immédiate du comportement des décharges par arc sous vide.

Dans les applications de disjonction à des impulsions de courant de décharge de plus courte durée (moins de 1 ms), il n'est plus possible de mettre les électrodes en mouvement pour assurer l'ouverture et un amorçage par un système auxiliaire est nécessaire. Elles sont beaucoup plus réduites et très spécifiques (lanceur électromagnétique, transfert inductif d'énergie, compression de champ magnétique). La géométrie des électrodes, [04] où la mise en fonctionnement du système [05],[06], gagnent en complexité.

L'intérêt porté par l'équipe commutateur du laboratoire aux potentialités de disjonction des décharges pseudospark [02], [03], se greffe à tous ses travaux réalisés sur les interrupteurs à vide fonctionnant à l'ouverture pour le transfert inductif d'énergie ou encore pour l'alimentation des lanceurs électromagnétiques. Compte tenu du handicap de l'arc sous vide à atteindre l'état diffus, elle a été amenée à comparer les performances à l'ouverture des arc sous vide à celles des décharges Pseudosparks et à porter la comparaison au delà des durées de décharges usuellement considérées pour ces dernières (quelques microsecondes) soit de quelques 100 μ s à la milliseconde voire la dizaine de millisecondes.

Le comportement des décharges pseudosparks laisse à penser que les niveaux de courant² pour lesquels nous avons une décharge diffuse sont bien plus élevés que dans le cas des décharges d'arc dans le vide. Elles introduisent trois paramètres supplémentaires : un gaz résiduel, sa pression et une structure géométrique spécifique des électrodes. Les électrodes sont en effet dotées chacune d'une cavité qui débouche par un trou axial sur leur face plane en

¹ Cette situation se rencontre lorsque la décharge est amorcée par un système auxiliaire entre des électrodes fixes. Il est indispensable d'avoir de faibles distances interélectrodes (<3mm) pour que la décharge accède à l'état diffus.

² Jusqu'à 45kA avec des impulsions de quelques microsecondes

regard. La décharge est initiée à l'intérieur de la cavité ou au voisinage du trou cathodique pour profiter au mieux de l'effet de cathode creuse et de lignes de champ électrique plus réactives compte tenu de la proximité du minimum de Paschen.

Des travaux réalisés au laboratoire [03], sur des décharges de longue durée (200 μ s et 700 μ s) ont montré qu'il existait des conditions strictes sur la pression (moins de 0,1Pa pour l'air) et sur le conditionnement des électrodes pour accéder à de fortes valeurs de la tension de rétablissement et corrélativement à des traces d'érosion particulièrement bien réparties à la surface des électrodes. La pression de l'air résiduel est alors telle qu'on peut douter de sa contribution aux processus de décharge : nous n'avons plus une décharge pseudospark selon la définition initiale.

Il nous faut donc mettre en avant la structure des électrodes. Les singularités géométriques qu'elles présentent, sont à priori la source d'une grande sensibilité au champ électrique lors de la régénération diélectrique du milieu que nous appelons recouvrement diélectrique. Les fortes tensions de rétablissement obtenues (supérieure à 10kV) laissent à penser qu'il n'en est rien et que nous avons une forte diffusion de la décharge dans l'espace inter - électrodes qui ménage ces singularités géométriques.

Cette aptitude à l'ouverture est bâtie sur une singularité géométrique où s'opposent son aptitude à générer une décharge diffuse et sa forte sensibilité au champ électrique par le biais des trous d'accès aux cavités. Elle suscite de nombreuses questions sur le comportement dynamique de la décharge, sur les grandeurs susceptibles de limiter l'accès à son extinction naturelle lors du passage du courant par zéro et sur la persistance de ces qualités lorsqu'on allonge sa durée.

Les objectifs de notre étude est de déterminer, les paramètres qui peuvent délimiter l'accès à l'extinction des longs impulsions de décharge électrique, lors du passage du courant par zéro, et les niveaux de tensions de rétablissement au borne du pseudospark après le zéro. Grâce à un travail expérimental, nous allons apportés un certain nombre d'information sur le comportement dynamique des longues durées de décharge lors d'une disjonction et trouver les conditions typique de l'extinction définitive de la décharge au passage du courant par zéro.

Le mémoire de cette thèse est structuré essentiellement en cinq parties :

I. La première partie est consacrée à l'étude de la décharge pseudospark telle qu'elle est rapportée dans la littérature. Nous donnerons un bref aperçu sur les performances actuellement atteintes par les commutateurs pseudosparks.

II. La deuxième partie traite des différents modes de déclenchement des commutateurs pseudosparks. Après une description générale des types de déclenchements, nous présenterons un nouveau type à base d'effet couronne développé au laboratoire.

III. La troisième partie est l'étude de la phase d'extinction de la décharge. Nous présentons dans cette partie le banc d'essai, qui permet de générer l'impulsion de courant et les impulsions de tension de rétablissement teste, et le prototype pseudospark utilisé dans notre étude. Nous déterminons alors les paramètres qui peuvent délimiter l'accès à l'extinction de la décharge.

IV. La quatrième partie est consacrée à l'analyse spatio-temporelle de la décharge longue durée dans une structure d'électrodes type pseudospark pour deux pressions de l'air résiduel.

V. La phase de régénération diélectrique ou phase de recouvrement diélectrique est abordée dans la cinquième partie. Elle consiste à déterminer les niveaux de tension de rétablissement au bornes du pseudospark après le passage d'une impulsion de courant et une disjonction réussi.

II. DECHARGE PSEUDOSPARK

A. INTRODUCTION

Axés sur la phase d'extinction de la décharge et le recouvrement diélectrique, nous ne pouvons pas ignorer le comportement et l'activité de la décharge pendant la phase de conduction. C'est en effet à l'approche de son extinction que les reliquats de son activité (à la surface des électrodes et dans l'espace inter électrodes) deviennent importants. De plus, abordés initialement pour la fermeture de circuit électrique, c'est l'amorçage et le développement de la décharge pseudospark qui ont fait l'objet de la plupart des études.

Nous allons faire un bref aperçu des résultats connus sur ces décharges et mettre en relief les stades principaux de son développement susceptibles de nous faire comprendre son comportement.

La mise en évidence de la décharge pseudospark par Christiansen et Shultheiss en 1979 [06], a ouvert la voie à d'importants progrès potentiels dans la technologie des impulsions de puissance. Ces décharges sont réalisées en combinant la forte pente de la chute de la tension disruptive, observable pour des pressions du gaz inférieures à celle du minimum de Paschen, et des taux élevés d'émission électronique et de création de charges obtenus dans un espace confiné de type cathode creuse.

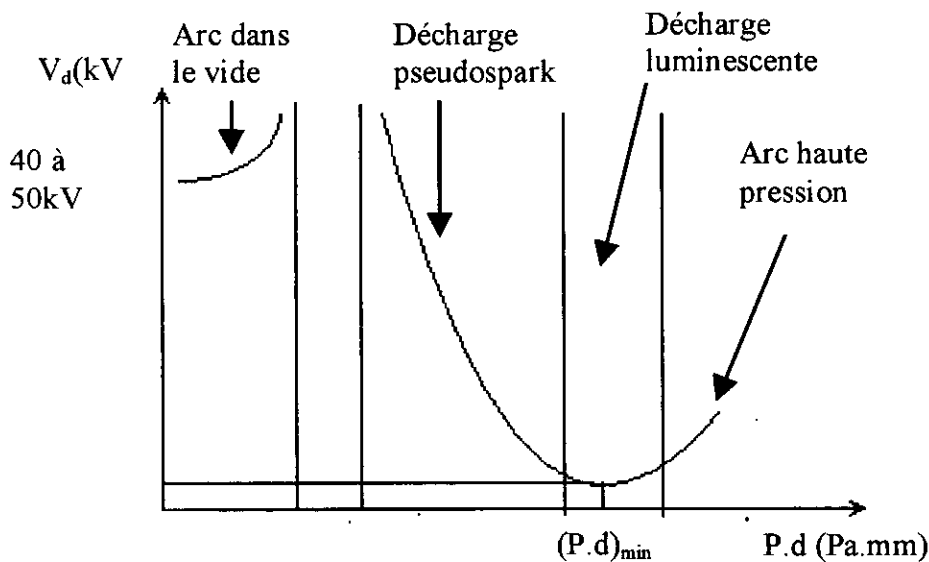


Figure II-1 Courbe de Paschen

L'évolution de la tension disruptive en fonction de la pression est tributaire du rapport de la distance inter-électrodes au libre parcours moyen des électrons, qui est, rappelons le, fonction inverse de la pression du gaz résiduel, figure(II-1). Ce rapport au voisinage de 1 révèle une transition entre les processus mis en jeu lors de la disruption. A ce niveau le nombre de collisions électrons atomes au sein du gaz résiduel devient trop faible pour autoriser un processus de multiplication de charge de type Townsend. Ce sont les collisions à la surface des électrodes qui deviennent prépondérantes.

Les singularités géométriques des électrodes, figure(II-2), avec de longues lignes de champ électrique, entre rebords extérieurs des électrodes ou encore entre rebords intérieurs de cavités aménagées dans les électrodes, peuvent créer des « chemins » privilégiés de multiplication de charges liées à un nombre de collisions plus élevé que partout ailleurs.

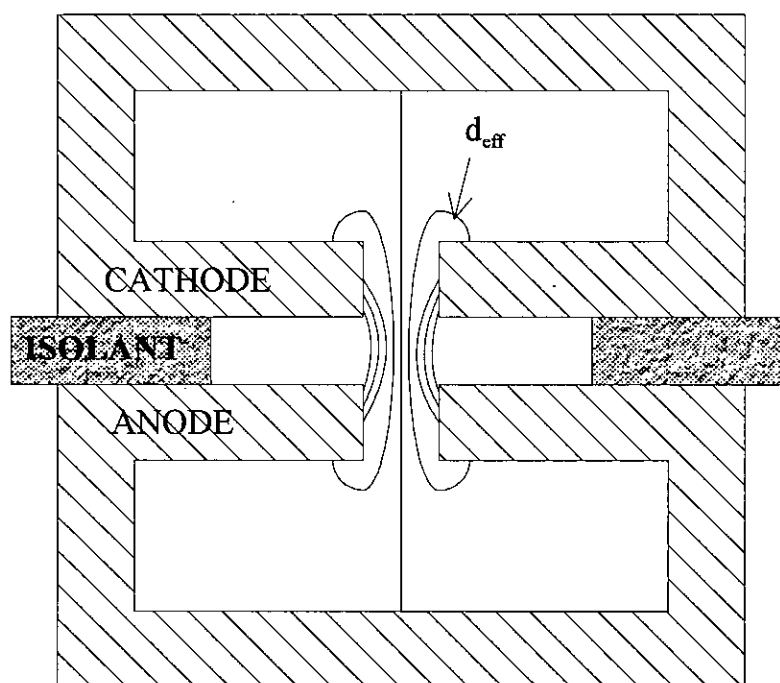


Figure II-2: Schéma du pseudospark montrant les principales lignes du champ électrique autour des trous.

De plus, un milieu confiné tel que la cavité cathodique suggéré ci dessus va être à l'origine d'un mouvement pendulaire des électrons entre les parois et accroître considérablement les probabilités de collisions et donc favoriser la multiplication de charges, [15].

C'est en s'appuyant sur une pression du gaz résiduel voisine de celle du minimum de Paschen, et sur une structure d'électrodes creuses que nous obtenons les caractéristiques singulières et spécifiques propres aux décharges Pseudospark. L'ensemble des études

réalisées sur ces décharges ont été jusqu'ici centrées sur l'amorçage et la conduction.[07], [08], [09], [10].

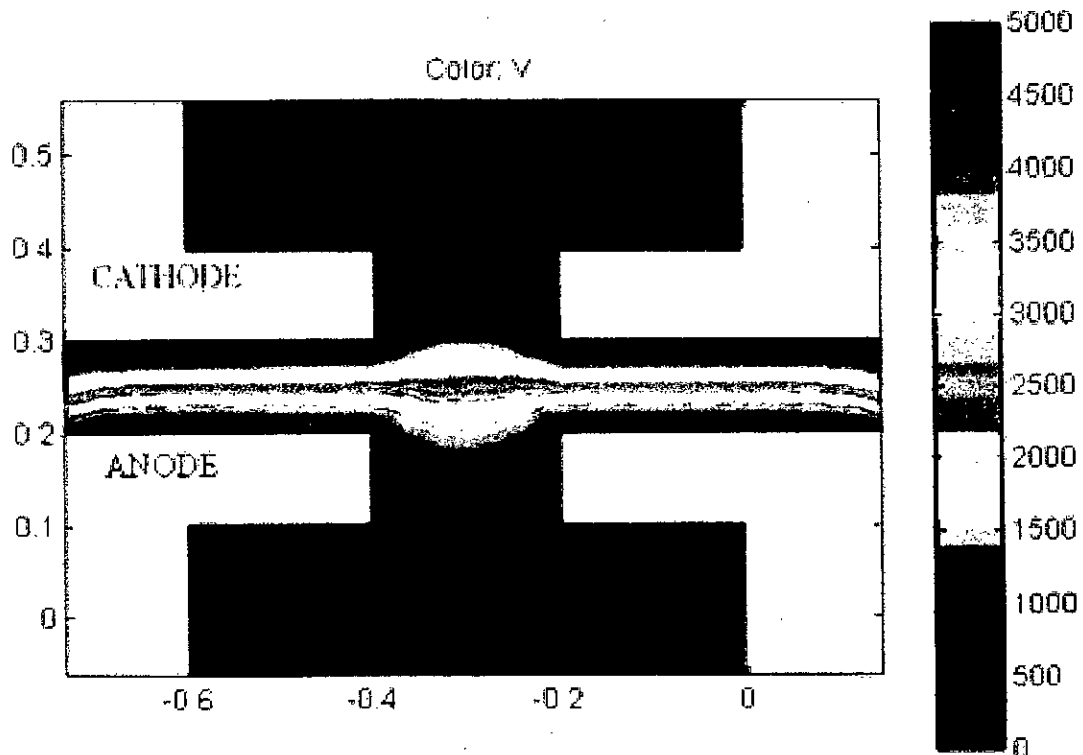
Elles démontrent que l'évolution de la décharge peut être décomposée en quatre phases :

- i. Phase d'initiation de la décharge
- ii. Phase de décharge à cathode creuse
- iii. Phase super-émissive à fort courant
- iv. Phase du déclin du plasma (ou phase d'extinction)

La phase de conduction n'est pas encore bien expliquée. Nous allons décrire chacune de ces phases puis nous résumerons en un tableau les propriétés des pseudosparks.

B. PHASE D'INITIATION DE LA DECHARGE (Amorçage)

L'initiation de la décharge est assurée par injection d'électrons germes dans la cavité cathodique (au moins 10^9cm^{-3}), [11], dans l'axe de l'orifice d'accès à l'espace inter-électrode. Dans la zone où règne un fort champ électrique, figure(II-3). Les chocs seront source d'une forte multiplication de charges.



**Figure II-3 Schéma des lignes équipotentielles avant le déclenchement de la décharge
(Réalisation avec PDETOOL Matlab)**

Dans l'espace inter- électrodes, par contre nous avons très peu de collisions compte tenu du libre parcours moyen, qui est du même ordre de grandeur que la distance inter- électrodes. Les électrons créés dérivent vers l'anode, (sous l'effet du champ électrique) et contribuent à la formation d'un plasma anodique. Il y a apparition d'une charge d'espace positive (ions créés), source d'un fort champ électrique qui pénètre dans la cavité cathodique. Le phénomène de multiplication de charges et de dérive des électrons vers l'anode s'étend à toute la cavité cathodique.

Le potentiel de l'anode pénètre d'avantage dans la cavité. Mais la distribution du champ électrique reste déterminée par la géométrie du dispositif. Si la multiplication devient supérieure à celle requise pour l'auto- entretien de la décharge, le processus se poursuit et la densité ionique continue à augmenter.

C. PHASE DE DECHARGE A CATHODE CREUSE

Cette phase débute quand le champ de charge d'espace, induit par la densité croissante d'ions positifs, devient du même ordre de grandeur que le champ géométrique. Le front de pénétration des ions à l'intérieur de la cavité cathodique a un potentiel proche de celui de l'anode et forme une « anode virtuelle ». Le temps de formation de celle ci est de l'ordre de 10 à 100ns, [12]. Le champ électrique entre anode virtuelle et parois de la cavité cathodique devient très intense ; les électrons éjectés des parois intérieures de la cavités par bombardement ionique et soumis à ce champ, sont piégés dans la cavité et y déposent toute leur énergie. C'est pendant cette phase que la croissance du courant dans le système est la plus rapide ($dI/dt > 10^{10}$ A/s). L'augmentation de la densité de charges entraîne une expansion du plasma dans la cavité cathodique. La gaine, dans laquelle se distribue pratiquement tout le potentiel de la décharge est alors progressivement comprimée vers les parois de la cathode creuse. L'expansion du plasma est estimée à $2 \cdot 10^6$ m/s dans la cavité cathodique dès que le courant atteint 10A, [13], cette valeur a été confirmée par d'autres études, [10]. La phase d'initiation et la phase de décharge à cathode creuse sont aujourd'hui bien comprises et des modèles ont été développés pour la simulation [09][14][15].

Les figures(II-4_5) montrent les contours des équipotentiels et les iso- densités électroniques à quatre instants successifs lors du développement d'une décharge pseudospark dans l'hélium pour une densité initiale d'électrons germe de $5 \cdot 10^9$ cm⁻³ et une pression de 60Pa [09]. Ces calculs montrent que le plasma se forme d'abord au voisinage du trou

anodique (43,6ns après l'application de la haute tension de 2kV). Il s'étend ensuite vers le trou de la cathode au travers duquel il pénètre dans la cavité creuse de la cathode où il se développe et se répand jusqu'à remplir tout le volume de la cathode. Le même phénomène est observé à travers l'extension autour de l'axe et dans la cathode creuse du volume de plus forte densité électronique. Les iso- densités sont tracées aux mêmes instants que les équipotentielles. La distribution de charges, initialement concentrée sur l'axe de la décharge vers la région du trou cathodique, s'étend au cours du temps dans le volume de la cathode.

POTENTIEL

HELIUM
60 Pa_2kV

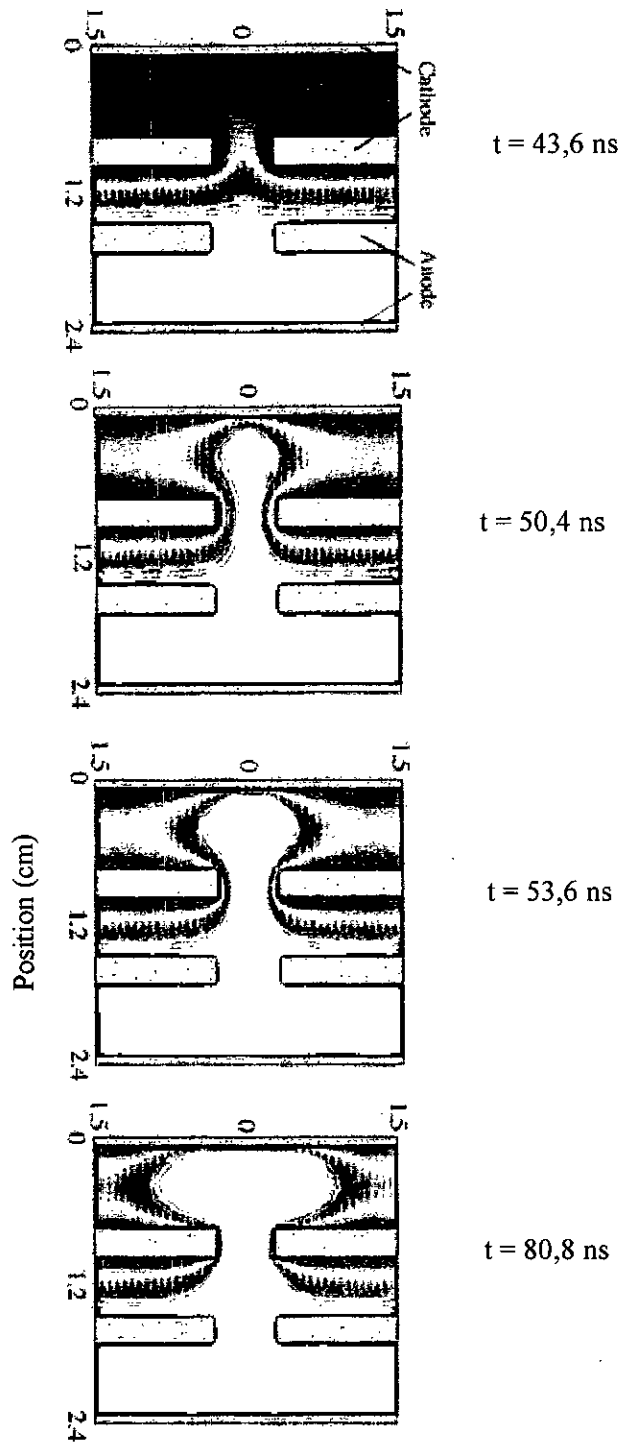
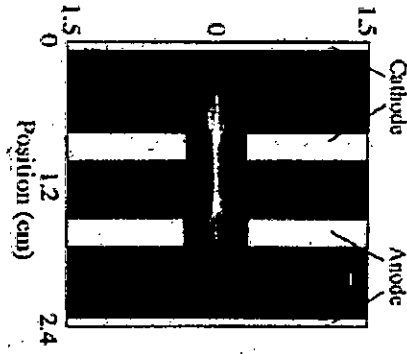
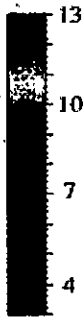


Figure II-4: Contours équipotentiels à quatre instants d'une décharge pseudospark[09]

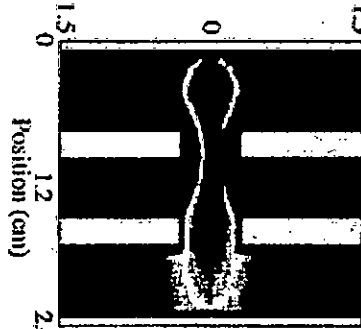
DENSITE
DES ELECTRONS

HELIUM
60 Pa _ 2kV

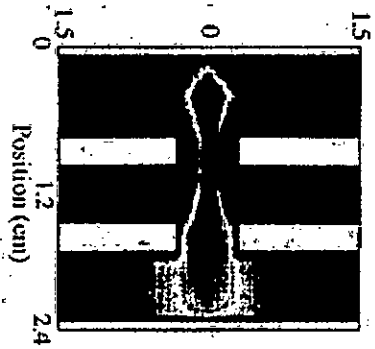
log - cm⁻³



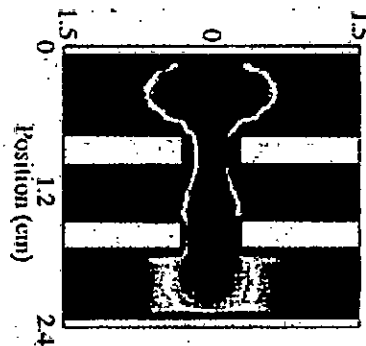
$t = 43,6 \text{ ns}$



$t = 50,4 \text{ ns}$



$t = 53,6 \text{ ns}$



$t = 80,8 \text{ ns}$

Figure II-5: Contours iso-densité à quatre instants d'une décharge pseudospark [09]

D. PHASE SUPER-EMISSIVE A FORT COURANT

Lorsque l'épaisseur de la gaine atteint quelques dizaines de microns, un champ électrique considérable, supérieur au mégavolt par centimètre, apparaît au voisinage de la cathode ; on rentre dans la troisième phase de la décharge. L'accroissement du courant, implique un étalement radial du plasma. Il s'ensuit un court-circuit électrique de la cavité cathodique et son découplage de l'espace inter- électrodes pour l'émission de charges. La chute de tension alors observée est généralement de l'ordre de 60 à 200V. Cette phase est caractérisée par une décharge super dense appelée phase super émissive. La densité de courant observée quand le plasma arrive sur les bords du trou dépasse 10^4A/cm^2 , [07], [16]. Cette densité de courant est anormalement élevée pour une décharge de type luminescente. La détermination des mécanismes d'émission d'une cathode froide qui aboutissent à de telles densités de courant est encore matière à controverses.

Dans un premier temps, Hartmann et al expliquaient l'apparence diffuse de la décharge comme une décharge luminescente super- dense [17], Ecker [18] et Mesyats [19] ont avancé l'hypothèse d'une création spontanée de spots cathodiques comparables à ceux obtenus dans un arc électrique sous vide. Anders et All [20], Puchkarev [21] se sont appuyés sur une explication qualitative de la phase super- émissive du pseudospark. Leurs expériences ont révélé la création de petits spots sur la surface de la cathode pour des courants supérieurs à 1kA. Ils proposent un modèle se basant sur l'auto- entretien et l'auto- pulvérisation pour expliquer la phase super- émissive de la décharge pseudospark [22]. Les dernières études rapportées par Hartmann concluent à une décharge super- dense comportant un grand nombre de spots cathodiques séparés. Ils seraient issus d'une forte émission explosive d'électrons sur les rugosités microscopiques de la surface [23][24].

Avant la transition de la phase luminescente à la phase d'arc la décharge passe par un état (super- dense) de faible impédance, [12], dont la durée dépend des niveaux de tension et du courant. Passée cette transition, des spots cathodiques se multiplient et se dispersent tout autour du trou d'accès à la cavité cathodique, selon le même mode que ceux intervenant dans les décharges d'arc sous vide. Les traces d'érosions relevées sur l'électrode après la décharge sont similaires.

Au cours de la phase de conduction on peut observer une constriction du courant lorsqu'il excède 45kA, [07], la décharge se transforme essentiellement en arc de vapeur métallique [08].

E. PHASE D'OUVERTURE ET DECLIN DU PLASMA (EXTINCTION DE LA DECHARGE)

La durée et le niveau du courant de décharge sont entièrement déterminés par le circuit extérieur. Après la phase de conduction de faible impédance, le courant passe naturellement par zéro. Suivant les conditions de la décharge et l'environnement électrique, deux comportements sont observés :

- Conduction de l'alternance négative du courant, et l'anode devient cathode.
- Ouverture du circuit électrique et le pseudospark retrouve provisoirement ou définitivement son état isolant.

Le deuxième cas est le plus intéressant pour notre étude. L'équipe de V.Puech a relevé ce phénomène avec des impulsions de courant mettant en jeu des tensions de charge des condensateurs inférieures à 1kV, et une énergie inférieure à 16mJ.

A une pression de 11Pa dans l'argon, pour une distance inter-électrodes de 4mm et un diamètre des trous de l'anode et la cathode de 5mm il note [25]:

- ◆ $0 < V_{\text{charge}} < 500\text{V}$ le courant s'annule et reste égal à zéro
- ◆ $500 < V_{\text{charge}} < 1000\text{V}$ le courant s'annule pendant un temps limité compris entre 100 et 800ns.
- ◆ $1000 < V_{\text{charge}}$ pas d'ouverture constatée.

D'autres auteurs ont relevé ce phénomène pour les impulsions de longue durée de 100 à 1000 μs [13]. Ils notent :

- ◆ Pas de phénomène d'extinction " quenching " durant la phase de montée du courant et pas d'instabilité du canal de plasma.
- ◆ Nous avons un rétablissement de la tension au borne du pseudospark après le premier passage du courant par zéro (recouvrement diélectrique).
- ◆ Un fonctionnement récurrent à haute fréquence et une durée de l'impulsion de décharge de 100 μs montre une absence de rétablissement de la tension au passage du courant par zéro.
- ◆ L'apparition de cette phase d'ouverture est plus probable lorsqu'on diminue la pression.

L'expérience de Tkotz [13] a montré qu'il était possible de créer un commutateur bipolaire qui retrouve son état isolant au premier passage du courant par zéro.

D'après Tkotz [13] : « durant la commutation, les électrons émis par la surface de la cathode sont refroidis, et l'émission par effet Schottky s'arrête ; cela est d'autant plus vrai que les impulsions de courant sont de longue durée. Compte tenu de la recombinaison des charges, la charge résiduelle devient insuffisante pour redémarrer dans l'autre sens la décharge et ce, malgré le champ électrique important dans l'espace inter-électrodes ». Cette explication nous paraît insuffisante d'autant que l'auteur ne donne aucune valeur limite pour l'obtention de l'extinction de la décharge.

Nous n'avons trouvé aucune étude sur la phase de recouvrement diélectrique ou encore sur les niveaux de tensions de rétablissement admissibles.

La figure(II-6) représente les différentes phases de la décharge pseudospark.

Figure II-6: Schéma descriptive de l'évolution de la décharge pseudospark [07]

Phase I :

Décharge de Townsend _
Initiation de la décharge par
injection de charge dans la
cavité cathodique.

Phase II :

La densité électronique est
maximum dans l'axe _
Evaporation à l'anode due
à l'intense émission
électronique.

Phase III : a

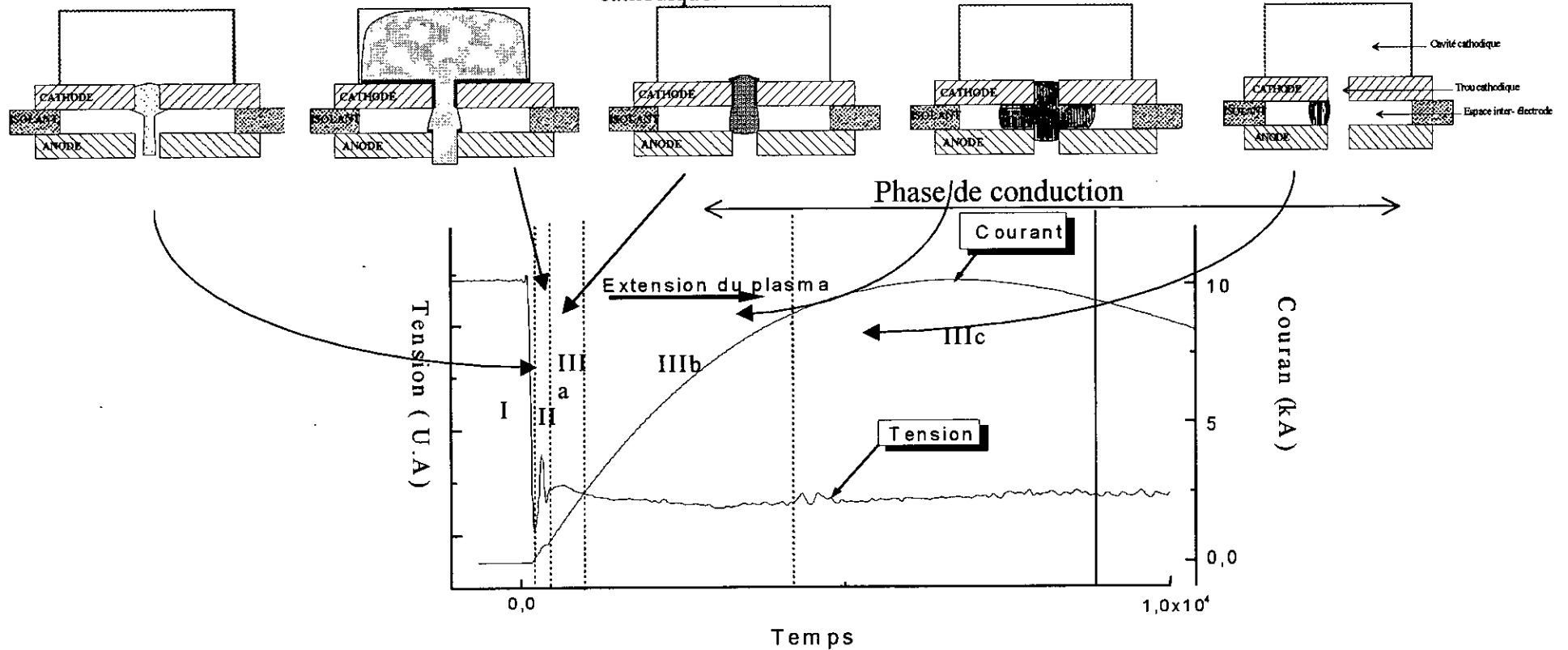
Ignition d'un grand nombre
de sites émissifs de type
Schottky. _ Court circuit
électrique de la cavité
cathodique _ Pulvérisation
(Sputtering) dans le trou
cathodique.

Phase III : b

Apparition de spots
cathodiques sur la surface
cathodique _ luminosité
homogène dans l'espace
inter électrodes.

Cas : courant > 45kA

Canal de Vapeur métallique court-
circuité l'espace inter électrode _
Constriction du courant due à la
forte densité de plasma.
(courant > 45kA).



F. PSEUDOSPARK ASPECTS TECHNOLOGIQUES ET APPLICATION

Les principales qualités des décharges pseudosparks qui ont retenu l'attention et qui ont été développées, se situent :

- I. Au niveau de l'amorçage, qui peut être précis (écart inférieur à 1ns) et très rapide (taux de croissance du courant supérieur à 10^{11} A/s [26], [27])
- II. Au niveau de la conduction qui peut être bidirectionnelle [28]

Nous avons relevés de notre côté celles de la phase de recouvrement diélectrique qui s'avère particulièrement rapide.

Ceci a conduit à la conception d'interrupteurs, « Pseudospark » concurrents des éclateurs à gaz haute pression, pour de fortes charges transférées, ou encore concurrent des Thyratrons pour un fonctionnement récurrent haute fréquence.

Le point faible reste la tenue en tension, qui ne peut excéder les 50kV. Nous pouvons noter les performances remarquables [4] :

- Tenue en tension de 50kV.
- Courant commuté supérieur à 100kA.
- Cadence de répétition de 5kHz.
- Délais de commutation et jitter respectivement inférieurs à 50 et 1ns .
- Durée de vie de 10^9 tirs.

Pour des applications mettant en jeu des longue impulsions de décharge, (quelques 100 μ s à 1ms) les commutateurs pseudosparks retrouvent leur état isolant, au premier passage du courant par zéro, pour des intensité de décharges excédent la dizaine, voire quelques dizaines de kA. Ce phénomène d'ouverture nous incite à penser que les commutateurs pseudospark doivent pouvoir supporter des grandes vitesses de rétablissement de la tension. Cette phase de recouvrement diélectrique de la décharge mérite une étude approfondie.

On dénombre trois types de structure d'électrodes en fonction de la puissance d'utilisation, figure(II-7).

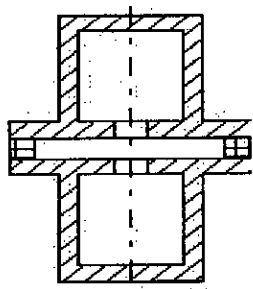


Figure 1B
Haute puissance
un canal
Fort courant

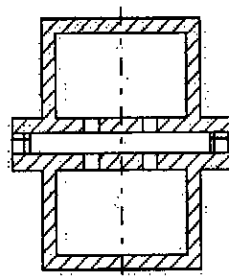


Figure 1C:
Haute puissance
Structure Coaxial
Fort courant

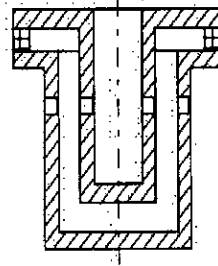


Figure 1D:
Haute puissance
Structure radial
Fort courant

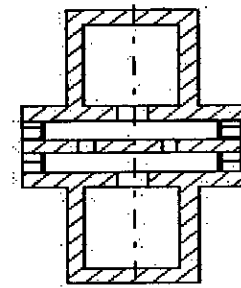


Figure 1E:
Haute Tension
Structure à deux Etages

Figure II-7 Schéma de principe de différents Pseudosparks

Pour accroître la tenue en tension, ou la quantité de charge transférée différentes configurations ont été testées.

Pour les puissances moyennes, tenue en tension 30kV et courant inférieur à 30kA, on retrouve l'aspect classique à un étage et un canal, figure(II-7B), utilisé souvent pour les impulsions de courte durée dans les lasers à excimère et les lasers CO₂. Pour des courants de 30 à 120kA et des impulsions de quelques μs, d'autres types de Pseudosparks ont été développés, à plusieurs canaux. En fonction du courant maximum désiré et de la durée de l'impulsion, la disposition des trous des électrodes diffère. Le pseudospark peut être de géométrie radiale, figure(II-7D), ou coaxiale, figure(II-7C). La symétrie et le déclenchement simultané des canaux permettent de réduire l'érosion et d'augmenter la durée de vie du système. Le courant n'excède pas généralement 45kA par canal. Pour réduire l'érosion on utilise du SiC (Silicium carbure) pour la réalisation des électrodes. Il a été alors possible d'obtenir en laboratoire des courants de décharge en mode diffus de 300kA et sans détérioration des électrodes[29].

Pour augmenter la tenue en tension, on utilise plusieurs étages (2 ou 3 étages), figure(II-7E). Le tableau(II-1) résume quelques performances obtenues au laboratoire du département de physique à l'université d'Erlangen en Allemagne.

	Moyenne puissance	Haute puissance			Haute tension
	Un étage un canal	Un étage Un canal	Un étage et Trois canaux coaxiaux	Un étage Trois canaux radiaux	Trois étages Trois canaux
Tension de l'anode	32kV	30kV	20kV	20kV	65kV
Courant crête	30kA	120kA	60kA	240kA	18kA
Courant inverse	100%				
$\frac{dl}{dt}$	$8 \cdot 10^{11}$ A/s	$1,5 \cdot 10^{11}$ A/s	$2 \cdot 10^{11}$ A/s	$1,8 \cdot 10^{11}$ A/s	$7 \cdot 10^{10}$ A/s
Charge par impulsion	0,015C	1,8C	0,1C	3,4C	0,05C
Durée de impulsion	500ns	2,5 μ s	1 μ s	10 μ s	<500ns
Retard	100-600ns	<500ns	300ns	500ns	170ns
Jitter	5ns	40ns	<5ns	15ns	30ns
Fréquence	1,8kHz	0,3Hz	–	0,5Hz	–
Durée de vie	$1,2 \cdot 10^8$ pulses	10^4 pulses	–	$2,4 \cdot 10^4$ pulses	–
Charge total transféré	220kC	27kC	–	50kC	–

Tableau II-1 Résumé de quelques caractéristiques des Pseudosparks
(ces caractéristiques ont été obtenues sous des conditions de décharge différentes)

G. CONCLUSION

Nous avons présenté les connaissances acquises sur les décharges pseudosparks et les développements sous-jacents sur la commutation dans un domaine d'application où la durée des impulsions de courant mis en jeu reste inférieure à $10\mu\text{s}$. Les mots clefs de référence sont ici, précision de l'amorçage et fonctionnement récurrent haute fréquence.

Sur de longues durées d'impulsion de décharge (100 à $1000\mu\text{s}$), ils sous-tendent les problèmes techniques d'initiation de la décharge. Selon que l'on cherche une grande précision de l'amorçage, où une grande fréquence de récurrence. Les principes physiques mis en jeu vont être radicalement différents. Nous allons les présenter brièvement et expliciter le système à effet corona que nous avons adapté à notre prototype expérimental.

II. DECLENCHEMENT DU PSEUDOSPARK

A. INTRODUCTION

Différentes techniques d'amorçage des décharges pseudospark ont été développées. Elles ont tout pour finalité l'injection d'électrons germes ou la création de vapeur de plasma dans la cavité cathodique. Le champ électrique entre les électrodes sous tension, est vecteur d'avalanche, aboutissant, à l'établissement d'un pont de plasma inter électrodes : nous avons alors établissement de la décharge.

Ces techniques d'amorçage sont d'ordre électrique ou d'ordre optique.

- Les méthodes électriques :
 - ◆ Par décharge de surface [11], [30], [31]
 - ◆ Par injection de charges [11], [30], [31], [32]
 - ◆ Par décharge gazeuse pulsée [33]
- Les méthodes optiques :
 - ◆ Par faisceau Laser, [34], [11], [30]
 - ◆ Par fibre optique, [35], [11]
 - ◆ Par lampe flash, [34], [11], [30], [36]

Les critères de choix du mode de déclenchement dépendent de nombreux facteurs. Ils font intervenir :

- La précision de l'instant d'amorçage (Délai) qui est particulièrement importante pour la synchronisation de la mise en activité des éléments d'un système (alimentation d'un laser de puissance par exemple) ou encore la mise en conduction simultanée de plusieurs composants. Cette précision devra être d'autant plus fine que les impulsions de courant délivrées seront brèves. Typiquement quelques ns pour des retards de 100ns.
- La durée de vie ou la fiabilité du système, en terme de nombre d'amorçages possibles en toute sécurité. Ce terme est prépondérant lorsque le composant fonctionne de manière récurrente à quelque 100 voire à 1000Hz. Il est alors question de 10^8 à 10^{12} tirs.
- L'énergie mise en jeu pour l'amorçage qui pour des raisons de longévité du système sera aussi réduite que possible.

- Le coût de la réalisation.

Nous parlerons très brièvement des modes d'amorçage rencontrés dans la littérature. Ensuite nous décrirons plus en détail les méthodes d'amorçages développées au laboratoire et les résultats obtenus.

B. PRECISION

Pour réduire les fluctuations sur l'instant de mise en conduction de l'espace entre l'anode et la cathode, le délai, entre l'initiation de la perturbation et la mise en conduction effective, devra être aussi réduit que possible. Pour cela, la tension inter- électrodes devra être proche de la tension d'auto- amorçage et l'injection de la gouttelette de plasma perturbatrice sera réalisée dans une zone électriquement sensible. C'est la zone où le champ électrique est élevé (proche de l'espace inter-électrodes) permettant de bénéficier d'un processus d'émission de type cathode creuse. Ceci conduit au choix d'un déclenchement de type décharge de surface

1. DECLENCHEMENT PAR DECHARGE DE SURFACE

Les premières études de ce mode de déclenchement appliqué à ce type de décharge ont été faites au C.E.R.N [34]. L'électrode de déclenchement et la cathode sont séparées par un disque isolant. Une impulsion de tension de quelques kilovolts (variable selon le matériau et l'épaisseur de l'isolant) provoque une décharge de surface dans l'axe du trou, entre l'électrode de déclenchement et la cathode. Le retard au déclenchement obtenue au C.E.R.N était compris entre 100 et 600ns en fonction des conditions expérimentales (pression, tension, courant , isolant utilisé pour la décharge de surface), pour un jitter inférieur à 10ns.

Des études ont été menés au laboratoire [Rapport interne 1997] sur ce sujet. les caractéristiques de déclenchement du commutateur pseudospark étaient :

- Tenue en tension 20kV
- Impulsion de courant : valeur crête 20 à 30kA et une durée de 1µs
- Ecart à l'amorçage inférieur à 5ns.

Les électrons germes perturbateurs sont produit au voisinage du trou cathodique, ce qui implique un retard et un jitter faible à l'amorçage, figure(III-1).

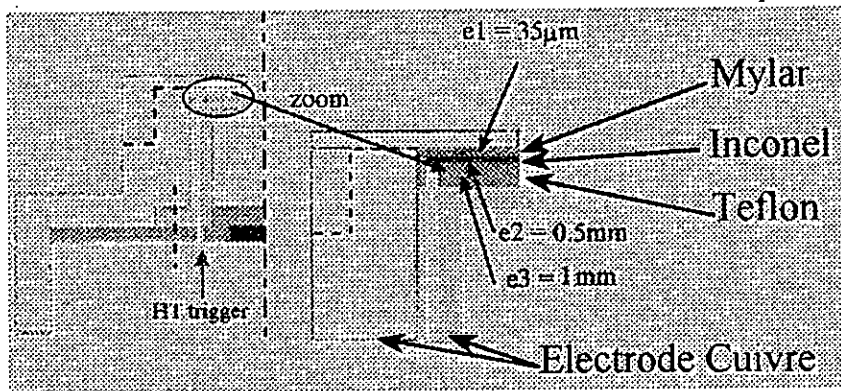


Figure II-1: Déclenchement par décharge de surface

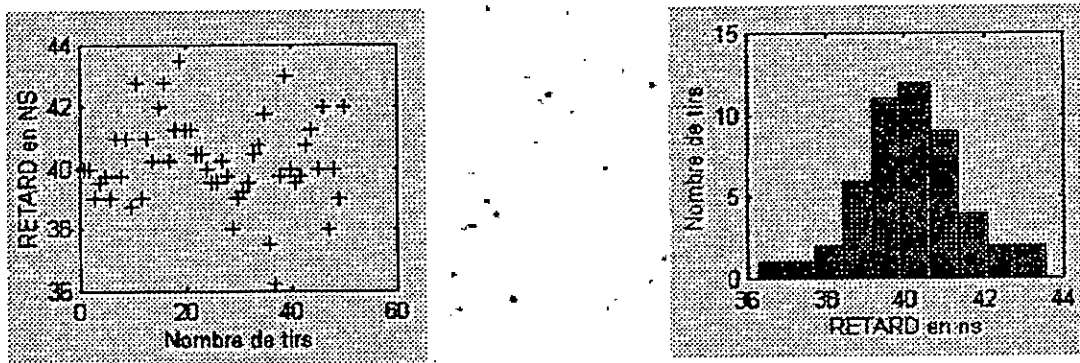


Figure II-2 Exploitation statistique du retard en fonction du nombre de tirs

On observe, figure(III-2), un retard maximum de 43,5ns et un retard minimum de 36,2ns ; la moyenne avec ce système de déclenchement est de 40,2ns, le jitter est inférieur à 8ns.

C. DUREE DE VIE :

Des études réalisées par ailleurs au C.E.R.N ont montré qu'il n'est guère possible d'envisager avec un tel système plus de 10^5 tirs sans incidents (érosion et mise en court circuit de l'isolant sur lequel est réalisé la décharge de surface), soit 1000s ($\sim 1/4$ heure) de fonctionnement à une fréquence de récurrence de 1kHz.

Pour accroître le nombre de déclenchements possibles, on va extraire le faisceaux d'électrons germes non plus d'une gouttelette de plasma issu d'une décharge de surface, mais d'un gaz pré ionisé dans une chambre disposé derrière la cavité cathodique. Par un jeu de grilles polarisées, il sera possible d'extraire un faisceau d'électrons qui sera injecté directement dans la cavité cathodique, dans l'axe de l'anode. le système de déclenchement gagne en complexité mais permet d'obtenir plus de 10^{10} amorçages sans défaillance.

1. DECLENCHEMENT PAR INJECTION DE CHARGES

Cette méthode a été décrite par Mechtersheimer [33]. La figure(III-3) montre le schéma du système de déclenchement. La phase d'initiation de la décharge se déroule en plusieurs étapes. La cathode creuse est en forme de cage cylindrique avec des trous sur la face arrière. Cette cage est entourée par deux électrodes auxiliaires. Une décharge lumineuse continue à faible courant ($I < 1\text{mA}$) est entretenue entre l'électrode auxiliaire n° 1 et la cathode, induisant une pré-ionisation dans le volume du système déclencheur. L'autre électrode n°2, est soumise à une tension positive bloquante de 50 à 300 volts empêchant, grâce à sa polarité, les ions positifs de former une charge d'espace positive dans la cathode creuse.

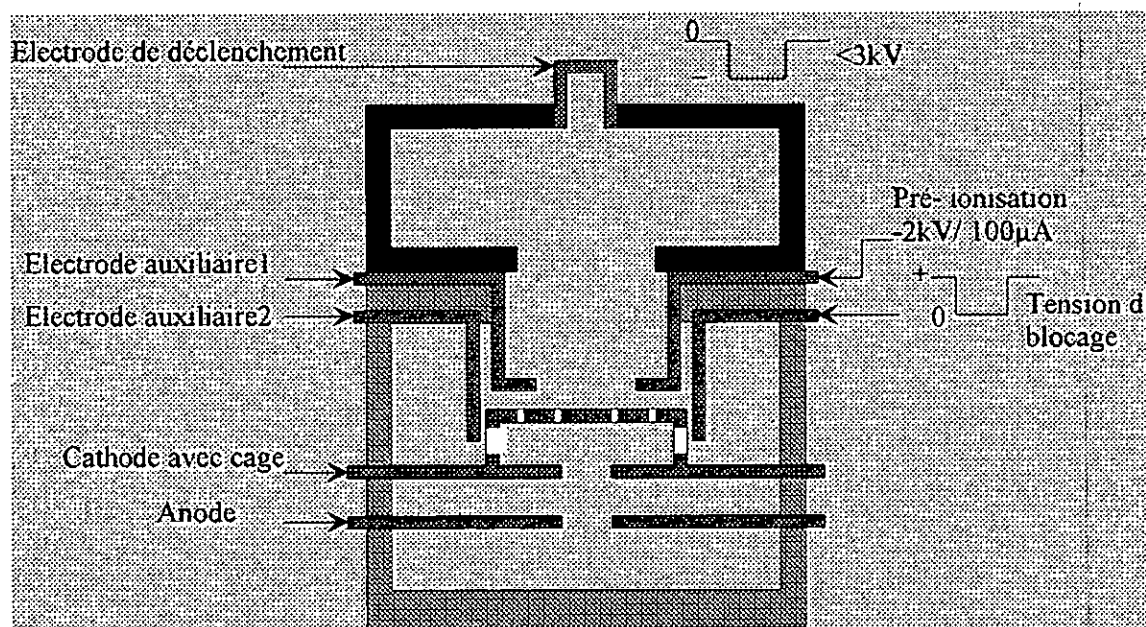


Figure II-3 Pseudospark déclenchée par une décharge impulsionnelle [33]

Pour l'amorçage on applique une impulsion négative de quelques kiloVolts sur l'électrode de déclenchement, ce qui implique une impulsion de courant entre 100mA et 1A pour une tension supérieure à 3kV. Au même instant, le potentiel de blocage de l'électrode auxiliaire n°2 est remis à zéro pour permettre aux charges d'entrer dans la cage cathodique par les trous arrière et amorcer la décharge pseudospark. L'énergie nécessaire à l'amorçage est de 0,2mJ, [37]. Le retard dépend fortement de la tension de pré-ionisation, de l'impulsion de la tension de déclenchement, du diamètre des trous des électrodes, de l'épaisseur des plaques des électrodes, de la distance de l'électrode d'amorçage par rapport à la cathode et de la pression. Pour une distance inter- électrodes de 8mm, un diamètre des trous des électrodes de 2,5mm, et une tension de décharge de 5 à 10kV, les retards sont de 0,8 à 1µs et le jitter de 10 à 20ns. Les avantages de ce système sont d'une part une durée de vie du système d'amorçage supérieure à 10^{10} décharges et d'autre part la possibilité d'effectuer les essais à une fréquence

de récurrence pouvant atteindre 100kHz. Les inconvénients résident dans la complication notable de la géométrie du pseudospark, la suppression de la symétrie entre la cathode et l'anode et les complexités du dispositif électrique pour synchroniser les différentes étapes.

Pour simplifier un tel mode de déclenchement, et toujours dans l'optique d'applications exigeant un grand nombre d'amorçages sans défaillance, V.Puech, a développé au laboratoire L.P.G.P, [38], [39], un système d'émission d'électrons germes basé sur l'effet couronne.

Une pastille de céramique ferroélectrique (initialement en titanate de baryum) est interposée entre une électrode et une grille reliée à la cathode. Ce dispositif est placé à l'arrière de la cavité cathodique en face du trou d'accès à l'espace inter- électrodes. Une impulsion de tension appliquée sur l'électrode, génère à l'interface grille céramique un champ électrique très élevé.

En présence du gaz résiduel, nous avons création de charges et émission d'électrons (effet corona) en densité suffisante pour amorcer la décharge pseudospark. Environ 10^8 tirs ont été réalisés à une cadence de 1kHz [39].

2. DECLENCHEMENT DE TYPE OPTIQUE :

Nous avons là une solution intermédiaire qui rend au composant toute sa simplicité. Une fenêtre aménagée à l'arrière de la cathode (ou une fibre optique de transmission) suffit pour découpler le générateur de photons, du composant intégré dans le système électrique d'utilisation haute tension, figure(III-4). Le pseudospark prend le nom de « Back Lighted Thyatron » lorsque ce type de déclenchement est utilisé. Deux voies sont techniquement possible :

I. Une voie économique va s'appuyer sur l'émission U.V. ($\lambda \sim 160\text{nm}$) d'une lampe flash pour provoquer une photo- émission d'électrons nécessaires pour amorcer la décharge[35]. La fenêtre de la lampe est en quartz, elle est placée sur la face arrière de la cathode. Avec cette méthode on obtient un retard de 250ns et une incertitude sur le retard de 20ns [40].

II. Une voie techniquement plus efficace va faire appel à un faisceau laser pour provoquer une émission électronique en un point stratégique de la cathode. Pour amorcer la décharge, une densité d'environ 10^9 électrons par cm^3 est nécessaire, [11]. Les électrons sont émis par photo-émission sous l'effet du rayonnement incident, à travers une fenêtre, par une source placée à l'arrière de la cathode creuse. Le matériau est caractérisé par un travail de sortie (4 - 5eV pour la plupart des matériaux) correspondant à des photons incidents de longueur d'onde inférieure à 300nm.

La première méthode de ce type, a été mise au point par Kirkman et Gundersen [36]. Le laser utilisé était de type (XeCl) non focalisé, d'une durée d'impulsion de 10ns avec une longueur d'onde de 308nm et une énergie délivrée de 10mJ^3 .

Pour une tension inter électrodes de 35kV, ils sont parvenus à commuter des pics de courant avec un taux de croissance de courant, di/dt , d'environ 10^{10}A/s , et une fréquence de répétition de décharge de 10Hz. Le retard à l'amorçage était de 100ns et le jitter de 1 à 5ns pour un gaz d'hydrogène à 20Pa.

REMARQUE :

La fenêtre d'accès peut être remplacée avantageusement par une multifibres optique. Elle permet en effet de déclencher simultanément plusieurs commutateurs. On dirige le rayonnement ultraviolet, délivré par un laser à excimère d'une longueur d'onde de 308nm, vers la zone sensible du commutateur (trou d'accès à l'espace inter-électrode). Il est possible de déclencher la décharge dans l'hydrogène (20Pa) avec un retard à la mise en conduction de 78ns et un jitter de 0,4ns, [40] (tension entre les électrodes de 10kV). L'énergie du rayonnement incident est de 4,4 mJ.

L'inconvénient majeur d'un tel dispositif se situe au niveau du coût.

³ A des longueurs d'onde supérieures à 330nm, il est généralement difficile de déclencher le commutateur car l'énergie des photons est insuffisante pour produire par photo-émission suffisamment d'électrons germes.

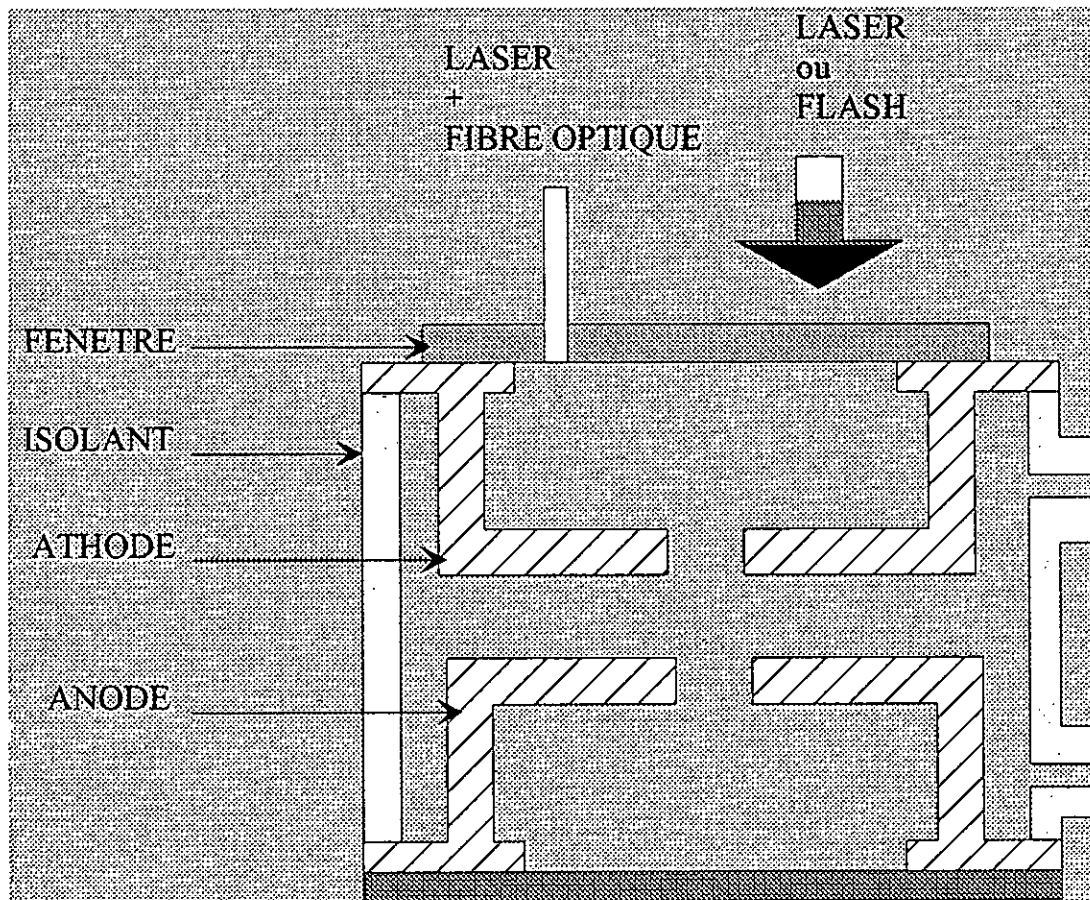


Figure II-4 Déclenchement optique du PSEUDOSPARK « B.L.T »

D. DECLENCHEMENT MONOCOUP _DECHARGE LONGUE DUREE

1. METHODE UTILISEE ET DEVELOPPEE AU LABORATOIRE

L'essentiel de mes recherches mettent en jeu des durées de décharges longues de $200\mu\text{s}$ à 8ms et ne nécessitent pas une grande précision de l'instant d'amorçage. Toutefois la pression du gaz résiduel est un paramètre important dans mes études et peut atteindre des niveaux bien inférieurs à celui du minimum de Paschen. On doit pouvoir obtenir l'amorçage dans ces conditions extrêmes. La méthode utilisée jusqu'ici au laboratoire pour déclencher les commutateurs pseudospark ou les tubes à vide fait appel à une électrode auxiliaire, [02], [03]. La figure(III-5) montre le schéma du système de déclenchement.

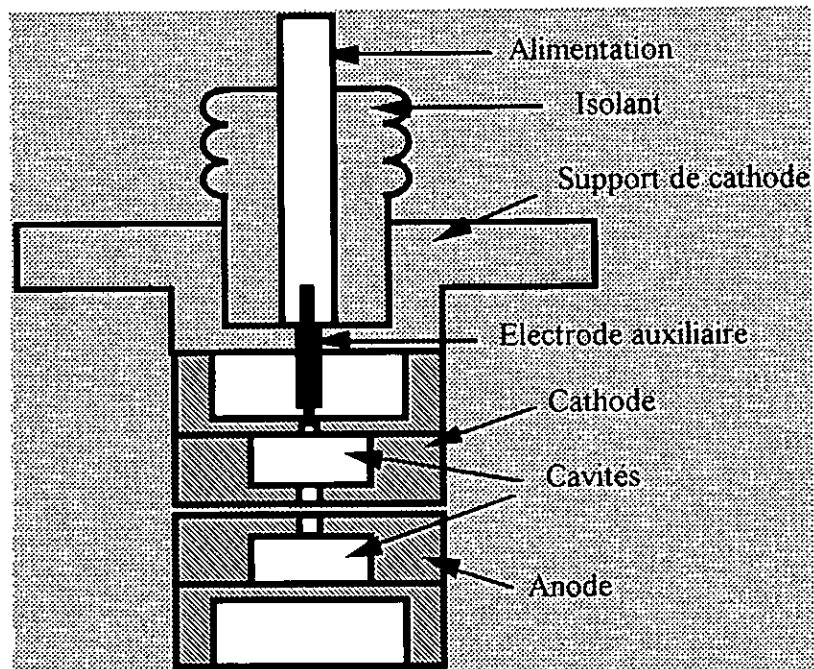


Figure II-5:Schéma d'un système de déclenchement par électrode auxiliaire

L'électrode auxiliaire est disposée au voisinage d'un trou situé au fond de la cavité cathodique. La distance de séparation est de quelques centièmes de millimètres. Un condensateur chargé à quelques kilovolts (+3 à +5kV) est appliqué entre l'électrode auxiliaire et la cathode et occasionne un claquage source de charges et de vapeurs métalliques qui vont engendrer l'amorçage de la décharge. L'énergie stockée dans le condensateur est inférieure à un joule (charge d'un condensateur de $0,1\mu\text{F}$ à une tension comprise entre 3 et 5kV) [41].

Le retard à l'amorçage de la décharge principale dépend de la distance entre l'électrode d'amorçage et la cathode, de la pression, ainsi que de la tension inter-électrodes. On peut minimiser ce retard et l'énergie dissipée lors du déclenchement en diminuant la distance entre l'électrode de déclenchement et la cathode. Par contre, la fiabilité du système est très réduite. Le dépôt de matière conductrice entre la pointe de l'électrode de déclenchement et l'arête de la cathode conduit à un court-circuit. On ne peut plus alors déclencher le système.

Le circuit électrique est représenté par la figure(III-6).

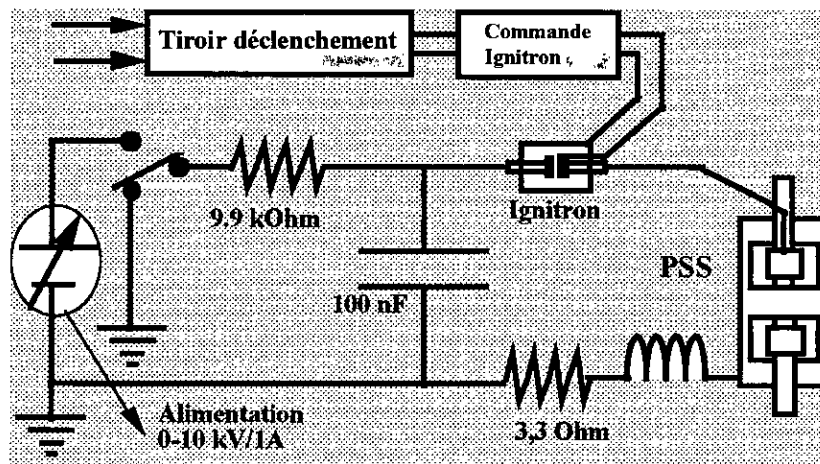


Figure II-6: Circuit électrique de déclenchement par électrode auxiliaire

Pour obtenir l'étincelle d'amorçage, une impulsion est appliquée sur la gâchette de l'Ignitron (type GL7703). La mise en conduction de celui-ci permet au condensateur de 100nF, préalablement chargé d'amorcer la disruption dans la cavité cathodique. La présence de l'Ignitron, dont le temps de mise en conduction est de 500ns, augmente considérablement le retard (inférieur à 1 μ s) ainsi que le « jitter » qui reste cependant dans notre cas inférieur à 100ns.

Avec des cavités de 15 mm [03] et pour des pressions trop basses, inférieures à 0,1Pa, il devient très difficile d'amorcer la décharge. Pour accroître la fiabilité du système et réduire les énergies mises en jeu, et nous affranchir ainsi de l'ignitron (le circuit de commande suffit directement à l'amorçage), nous avons adopté le déclenchement par effet couronne .

2. DECLENCHEMENT PAR EFFET COURONNE

Ce système a été développé au laboratoire par V.Puech, [38], [39]. Il est constitué d'une électrode de déclenchement, d'une céramique diélectrique et d'une grille en contact avec la cathode. La grille est composée de fils fin en cuivre (\varnothing 4/10mm, vide 51 %). Le diélectrique utilisé est celui d'un condensateur de puissance de permittivité très élevée (titanate de baryum). La décharge couronne se produit dans des structures qui favorisent l'amplification locale du champ électrique. Lorsqu'une impulsion de tension de croissance rapide est appliquée à l'électrode de déclenchement, des électrons sont émis sous l'effet du champ électrique très intense dans l'interface grille- gaz- diélectrique, [42].

Une modélisation effectuée avec PDE TOOL (MATLAB) nous permet de calculer ce champs dans cette interface, figure(III-7). L'électrode de déclenchement est portée à une tension de 2kV et l'épaisseur du diélectrique est de 10mm.

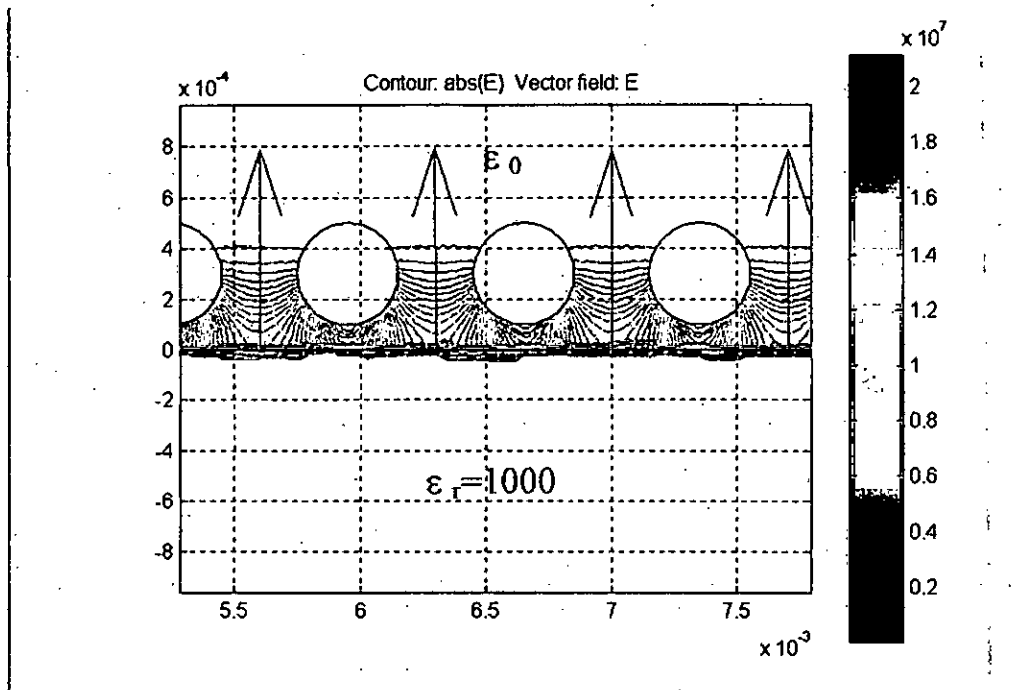


Figure II-7 : Calcul du champ électrique dans l'interface grille- céramique

Nous utilisons comme source de tension de déclenchement, celle utilisée pour la commande de l'Ignitron, (cf- paragraphe précédent). Il s'agit d'un générateur d'impulsion de tension de 2kV sans charge alimenté avec une tension de 220V. Il fait appel à un interrupteur rapide (Krytron). La variation de la valeur de la capacité du condensateur, C, figure(III-8), nous permet d'optimiser l'énergie nécessaire pour l'amorçage pour chaque pression.

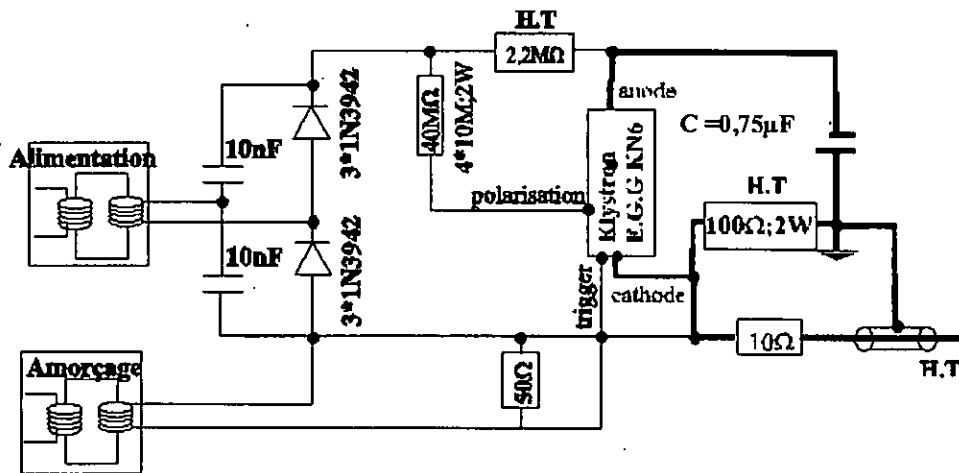


Figure II-8 : Schéma électrique de la boîte de déclenchement

Le système de déclenchement à été testé et optimisé dans un premier temps pour les impulsions de décharge de 87μs. La pastille en titanate de baryum est obtenue en coupant transversalement en deux parties un condensateur céramique (LCC-20nF-30kV). Sur la partie

coupée, on dispose une grille en cuivre que l'on maintient par pression à l'arrière de la cavité cathodique. C'est l'électrode restante du condensateur qui est alimentée par une impulsion de tension pour assurer le déclenchement, figure(III-9).

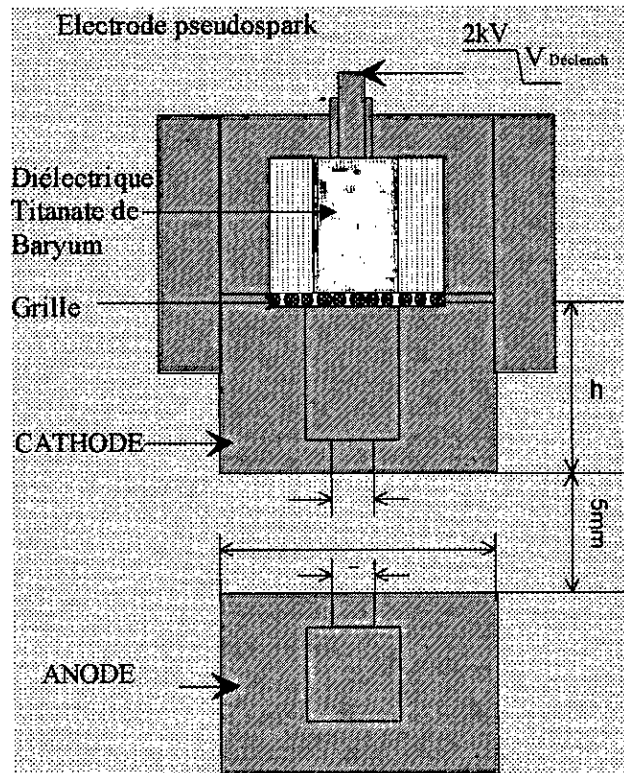


Figure II-9 : Système de déclenchement par effet couronne

Les tests présentés ici ont été réalisés avec des électrodes en cuivre de 40mm de diamètre (type(A) voir chapitre suivant), figure(III-10), la distance entre les électrodes est de 5mm. La tension entre anode et cathode est de 400V, c'est le niveau de tension couramment utilisé pour l'obtention de nos décharges de longues durées.

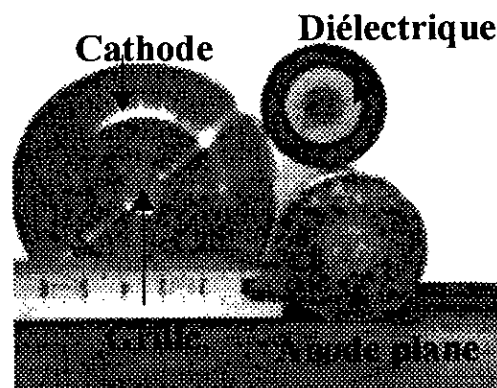


Figure II-10 : Image des électrodes et de la céramique (diélectrique) de déclenchement

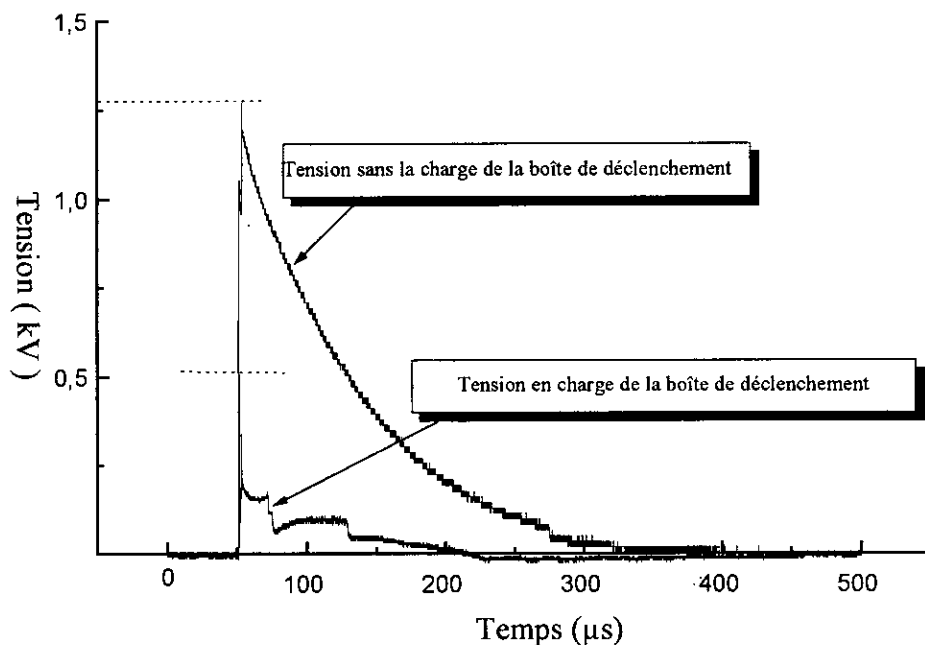


Figure II-11 : Schéma de la tension instantanée de sortie de la boîte de déclenchement

Notre dispositif électrode, céramique et grille, placé aux bornes de la boîte de déclenchement introduit une chute de tension de 500V sur la tension obtenue « à vide » (sans notre dispositif). Le taux de croissance de la tension dV/dt est alors de $700V/\mu s$, figure(III-11).

a) Effet de la polarité sur le déclenchement

(1) Polarité positive

Les premiers essais ont été effectués à une pression de 1Pa dans l'air. Le condensateur C de la boîte de déclenchement à une valeur de $0,75\mu F$. La tension sur l'électrode de déclenchement est de signe positif. La figure(III-12) représente l'histogramme du nombre de tirs en fonction du retard à l'amorçage de la décharge principale du pseudospark, par tranche de 10ns. On obtient un écart des instants d'amorçage « jitter » de 56ns pour un retard de 200ns. Sur la figure(III-12B) nous représentons le retard obtenu en fonction du numéro de tir dans un ordre croissant. Aucun échec au déclenchement n'a été constaté. Ces résultats sont très satisfaisants pour notre application.

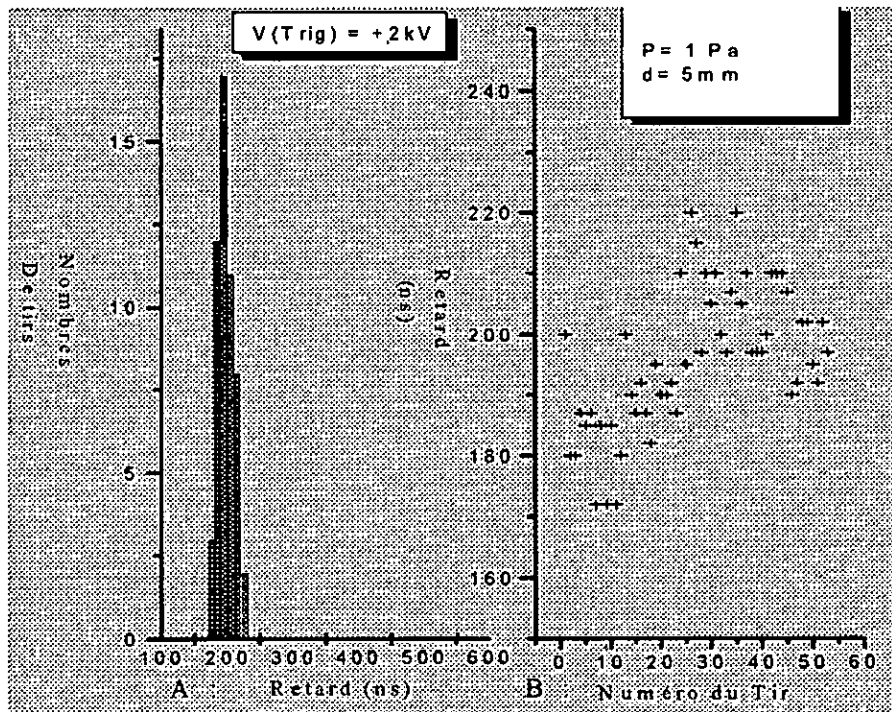


Figure II-12 : Retard de déclenchement en fonction du nombre de tirs en polarité positive. $P=1\text{ Pa}$; $C=0,75\mu\text{F}$; $d=5\text{ mm}$; $V\text{ Trig}=+2\text{ kV}$; $T/2=87\mu\text{s}$

(2) Polarité négative

Nous avons effectué d'autres essais en polarité négative (impulsion de tension négative) sur l'électrode de déclenchement de la céramique. Pour la même pression que précédemment ($P=1\text{ Pa}$) le retard et l'écart des instants d'amorçage « jitter » deviennent importants (retards $> 300\text{ ns}$ et jitter $> 600\text{ ns}$), figure(III-13).

La grille montée ici brusquement à une tension positive par rapport à l'électrode de déclenchement, et les électrons qui apparaissent à l'interface grille céramique, sont nécessairement contenus par le champ électrique local. Les ions résultants sont seuls à même de déclencher le processus d'amorçage, d'où une durée de mise en conduction accrue.

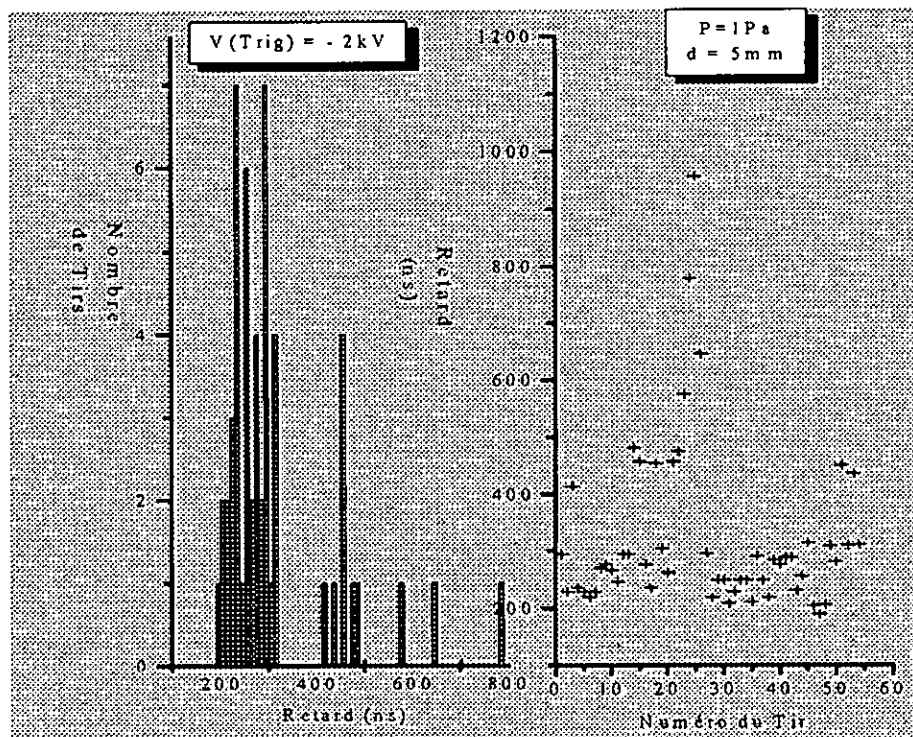


Figure II-13 : Retard de déclenchement en fonction du nombre de tirs en polarité négative. $P=1\text{Pa}$; $C=0,75\ \mu\text{F}$; $d=5\text{mm}$; $V_{\text{Trig}}=-2\text{kV}$; $T/2=87\ \mu\text{s}$

La capacité du condensateur ($C=0,75\ \mu\text{F}$) est celle qui stocke l'énergie dans le boîtier de déclenchement. Nous avons effectué des essais avec d'autres condensateurs pour une optimisation énergétique. La valeur de la capacité minimale pour amorcer la décharge principale est de 15nF pour une pression de 1Pa . L'énergie minimale correspondante est de 30mJ . Le retard atteint ici 300ns mais reste acceptable pour nos application de longues durées de décharge.

b) Effet de la pression :

Dans le but d'extrapoler l'utilisation de ce mode de déclenchement à des pressions plus basses de l'air résiduel, nous avons effectué des essais à une pression de $0,001\text{Pa}$ (proche du vide industriel 10^{-4}Pa). La polarité de l'impulsion de déclenchement est de signe positif et le condensateur C de la boîte de déclenchement a une valeur de $0,75\ \mu\text{F}$. Le retard devient plus important : $1,7\ \mu\text{s}$ en moyenne pour « un jitter » inférieur à $1,8\ \mu\text{s}$, figure(III-14).

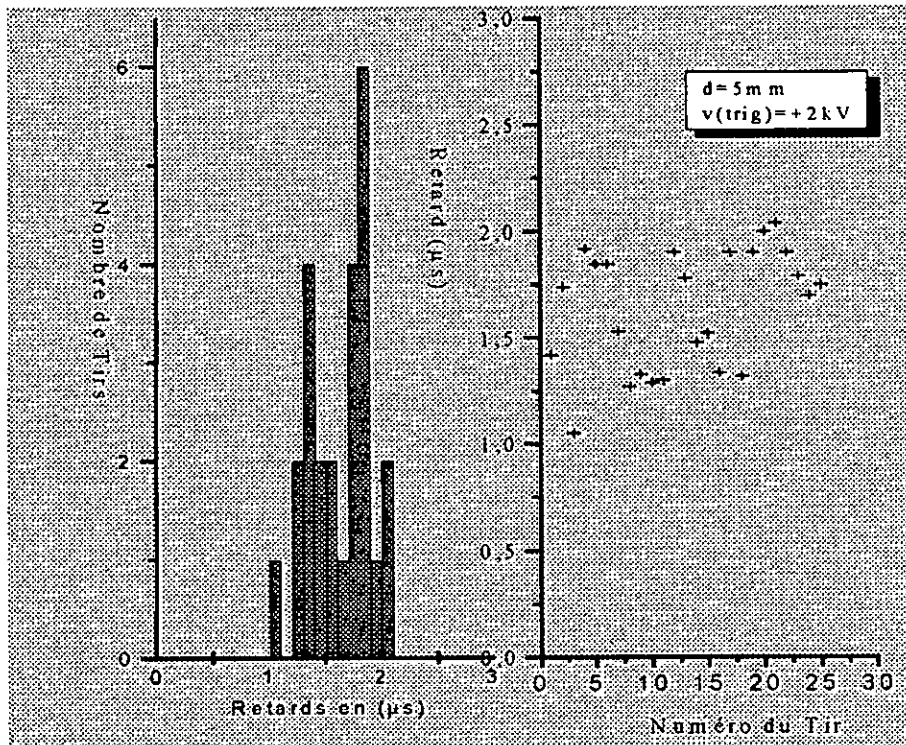


Figure II-14 : Retard de déclenchement en fonction du nombre de tirs en polarité positive. $P = 0,001 \text{ Pa}$; $C = 0,75 \text{ µF}$; $d = 5 \text{ mm}$; $V_{\text{Trig}} = +2 \text{ kV}$; $T/2 = 87 \text{ µs}$

Nous n'avons pas d'échec à l'amorçage. Par contre, en polarité négative le déclenchement devient incertain et le retard atteint la dizaine de micro-secondes, figure(III-15).

A ces basses pressions, « l'effet corona », à l'interface grille céramique, met exclusivement en jeu le gaz absorbé à la surface de l'isolant et du grillage [42]. Les électrons issus de l'interaction champ électrique gaz dans cet interface, ont un libre parcours moyen beaucoup trop important pour qu'on considère ici les mêmes processus d'amorçage des décharges pseudospark (tels que décrit précédemment). La cavité cathodique n'est plus à même de jouer son rôle dans le confinement des charges et leur multiplication. Il y a trop peu de collisions pour cela. Il y a fort lieu de penser que ce sont les électrons qui s'échappent de la cavité, par le trou d'accès à l'espace inter-électrodes, qui vont percuter l'anode, l'échauffer localement, générer des vapeurs métalliques, les ioniser et créer ainsi le plasma qui va assurer la jonction entre les électrodes (vitesse d'étalement 10^4 m/s). Nous retrouverons donc les retards et écarts d'amorçage rencontrés avec les géométries planes d'électrodes dans le vide.

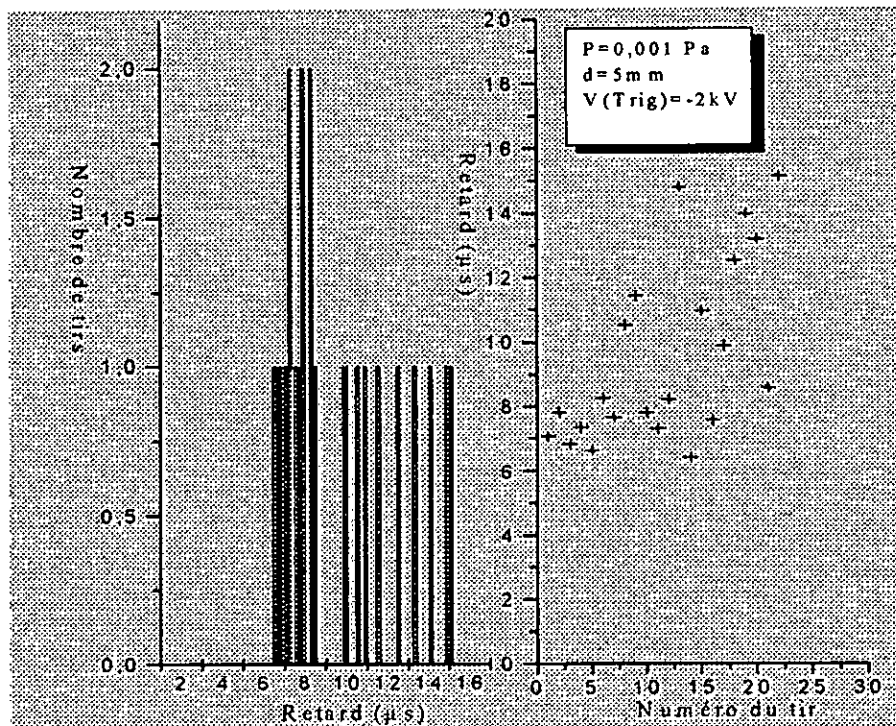


Figure II-15 : Retard de déclenchement en fonction du nombre de tirs en polarité négative. $P=0,001\text{ Pa}$; $C=0,75\ \mu\text{F}$; $d=5\text{ mm}$; $V_{\text{Trig}}=-2\text{ kV}$; $T/2=87\ \mu\text{s}$

Les essais effectués avec des électrodes de 66mm et de 70mm de diamètre avec des cavités de 5mm et 10mm donnent le même ordre de grandeur du retard et du « jitter » pour des durées de décharges de 200 et 820 μs .

Remarque :

Au court de nos nombreux essais nous observons un vieillissement de la céramique qui se traduit par des cassures longitudinales, figure(III-16), sans effet apparent sur la fiabilité de l'opération d'amorçage, dans tous les cas de figure de pression et de polarité de l'impulsion de tension considérés jusqu'ici.

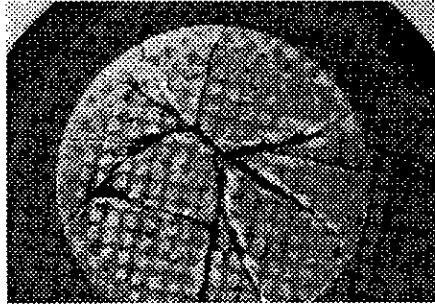


Figure II-16 : Vieillesse de la céramique

E. CONCLUSION :

Le déclenchement par « effet couronne » est bien adapté à notre domaine d'étude sur les décharges pseudospark, tant sur le plan de la pression, paramètre important dans notre étude, que sur le plan énergétique et du niveau de tension. Leur faible niveau de tension et d'énergie nous a permis de simplifier notre système de déclenchement. Nous avons gagné également sur la fiabilité et la durée de vie du système.

Il existe une configuration pour obtenir un déclenchement certain. L'électrode de déclenchement doit être soumise à une impulsion de tension positive par rapport à l'autre électrode (ici la grille). Plus la croissance de l'impulsion de tension sera rapide (dV/dt) plus l'instant d'amorçage sera précis ; dans notre cas $dV/dt = 700V/\mu s$.

Une énergie minimale de 30mJ est nécessaire pour pouvoir amorcer la décharge principale à 1Pa de pression. Cette valeur augmente à 1J quand la pression diminue à 0,001Pa.

Une étude spectroscopique de l'émission de la décharge (présentée dans le chapitre suivant) ne révèle pas de présence de matériaux intervenant dans la composition de la céramique (titanate de baryum). Celle-ci ne contamine pas la décharge inter électrodes.

Le retard et le jitter sont du même ordre de grandeur qu'avec les autres méthodes de déclenchement dans les mêmes conditions de fonctionnement.

Les essais effectués à 0,001Pa montrent qu'on peut envisager l'utilisation de ce mode de déclenchement pour des pressions proches du vide.

IV. ETUDE DE LA PHASE D'EXTINCTION DE LA DECHARGE

A. INTRODUCTION

Les décharges d'arc sous vide sont bien connues pour leur aptitude à s'éteindre lors du passage du courant d'arc par zéro. Cette propriété liée à un très rapide refroidissement du plasma métallique inter-électrode, a été mise à profit pour la réalisation de disjoncteurs à vide. Nous avons déjà signalé que cette propriété était mise à mal lorsque la décharge perdait son état diffus et qu'apparaissaient des spots anodiques. Nous avons une limite du courant d'arc admissible au delà de laquelle ils prennent naissance, limite qui est repoussée à de plus fortes valeurs par adjonction d'un champ magnétique axial [43].

Les décharges pseudosparks, réalisées entre électrodes creuses à des pressions beaucoup plus proches de celle caractéristique du minimum de Paschen du système, présente cette même propension à l'extinction au passage du courant par zéro, [02], [03], [44]. Ici, contrairement au cas des arcs sous vide, on ne peut plus ignorer le gaz résiduel dans le développement de la décharge.

Nous avons vu que la décharge pseudospark passe par une phase super émissive (croissance très rapide du courant dans l'espace inter électrode) qui se prolonge par une multiplication et une diffusion rapide de micro spots à la surface cathodique, [08], [12]. Des travaux réalisés sur cette tendance à la diffusion, ont montré effectivement son existence et sa persistance pour des courants n'excédant pas 45kA, [12]. Ce seuil, où nous voyons apparaître des spots anodiques est bien supérieur à celui caractéristique des arcs sous vide mais nous allons montrer qu'il faut cependant respecter des conditions pour l'obtention d'une extinction, provisoire ou définitive, de la décharge pseudospark au cours d'un essai, lors du passage du courant par zéro.

L'obtention de l'extinction naturelle de la décharge mettant en jeu des impulsions de courant de quelques dizaines de kA de longue durée (quelques 100 μ s) ne donne aucune garantie quant à la qualité du recouvrement diélectrique et le niveau des tensions de rétablissement admissibles. Des études ont été développées au laboratoire sur ce sujet. Elles ont montré qu'il existait des conditions strictes pour accéder à des tensions de rétablissement optimales :

- Conditions sur la pression statique du gaz résiduel. Ici l'air doit être à une pression inférieure à 0,1Pa.

- Conditions sur l'état des électrodes. Ils faut un grand nombre de décharges préalables (>100) pour conditionner les électrodes.

Mais nous ne savons rien sur les limites d'accès à l'extinction définitive de la décharge et sur quelles grandeurs se fixe cette limite : niveau de courant, charge transférée, vitesse de décroissance du courant et durée de la décharge.

Le niveau de pression de l'air résiduel nécessaire pour un rapide recouvrement diélectrique, repose ici la question de l'existence ou des qualités précédemment définies d'une décharge pseudospark. Les résultats obtenus soulignent par contre un apport de la structure des électrodes « pseudospark » sur le développement de la décharge comparée aux électrodes planes utilisées dans les mêmes condition ou encore sous vide.

L'autre paramètre essentiel que nous trouvons intéressant est le comportement de la décharge et ses performances à l'ouverture lorsque la décharge dure 1ms, voir 10ms.

Nous allons tenté de répondre à quelques unes de ces questions.

B. EXTINCTION DE LA DECHARGE _ RECOUVREMENT DIELECTRIQUE :

La transition entre l'état conducteur de faible impédance, et l'état non conducteur de forte impédance se déroule en deux étapes :

- La première, d'une durée de 100 à 200ns, comprend l'extinction proprement dite de la décharge et se signale par une surtension. Nous avons alors émergence d'une charge d'espace positive dans l'espace inter- électrodes.
- La deuxième étape, beaucoup plus longue (quelques dizaines de μ s) met en jeu des processus de diffusion et de recombinaison des ions et des électrons présents dans l'espace inter électrodes. Nous avons une lente régénération diélectrique entre les électrodes soumise à une forte tension extérieure.

La première étape est bien sûr essentielle

1. EXTINCTION DE LA DECHARGE :

Compte tenu du niveau de la pression du gaz résiduel⁴, l'essentiel des ions proviennent des sites émissifs et vapeurs métalliques des électrodes. La décroissance du courant de décharge

⁴ (0,1-0,01Pa) Nous sommes proche du vide industriel (10^{-4} Pa) recherché pour les décharges d'arc sous vide.

implique une diminution du nombre de sites émetteurs de charges (spots cathodiques) à la surface de la cathode. Ces spots présentent la particularité d'avoir une faible durée de vie et un courant d'émission n'excédant pas 100A, [45]. Ils sont émetteurs d'électrons, d'ions (10% du courant total dans le cas du cuivre), de vapeurs et gouttelettes métalliques. Le jet d'ions et de particules atteint des vitesses de 10^4 m/s, [46].

Lors de la décroissance du courant, à quelques centaines d'ampères du zéro de courant, il ne subsiste que très peu de sites émissifs sur la cathode. Compte tenu de l'espace très réduit ratissé par les spots cathodiques successifs, (vitesse de déplacement moyenne inférieure à 100m/s [46]) l'émission du courant devient ponctuelle. Cette forte réduction du nombre de spots cathodiques se traduit nécessairement par une réduction tout aussi importante des électrons, ions et particules neutres éjectés dans l'espace inter électrode, ou encore du volume et de la densité de plasma qu'il contient. Ce dépeuplement de l'espace inter électrode implique une réduction du nombre de chocs ionisants et donc un refroidissement du plasma.

Si on suppose qu'à ce niveau de courant de charge (quelques 100A), seuls les spots cathodiques sont pourvoyeurs des charges et particules, on peut supposer que des temps de transit cathode - anode, bien inférieurs au temps que met le courant de décharge pour atteindre naturellement zéro, va entraîner un déficit d'ions au voisinage du spot cathodique, et donc un refroidissement important amenant à son extinction. La conductivité du milieu chute très rapidement et l'ouverture apparaît avant le passage naturel par zéro. Il apparaît alors de fortes surtensions entre les électrodes (inductances en lignes).

Lorsque les temps de transit sont au contraire bien plus grands que les temps mis par le courant de décharge pour atteindre zéro⁵, il faut attendre ce passage par zéro ou plus exactement le passage du courant électronique par zéro pour qu'apparaisse une gaine de charges d'espace positive au voisinage de l'anode - en fait ex-anode devenue cathode au cours de cette transition.

Plus précisément au zéro de courant, nous avons, compte tenu du mouvement des ions de la cathode vers l'anode, un courant électronique I_e égal au courant ionique I_i . Lorsque le courant change de signe, les électrons ralentissent, puis repartent en sens inverse. C'est alors que la gaine d'ions positif commence à se former et qu'un champ électrique prend naissance, [47].

⁵ Ce seuil du dI/dt est de quelques 10A/ μ s pour des impulsions de courant de 10ms et une distance inter électrodes de 100mm à quelque centaines d'ampère à l'approche du zéro de courant.

La tension de rétablissement, figure(IV-1) qui apparaît alors entre les électrodes est tributaire des caractéristiques du circuit électrique extérieur.

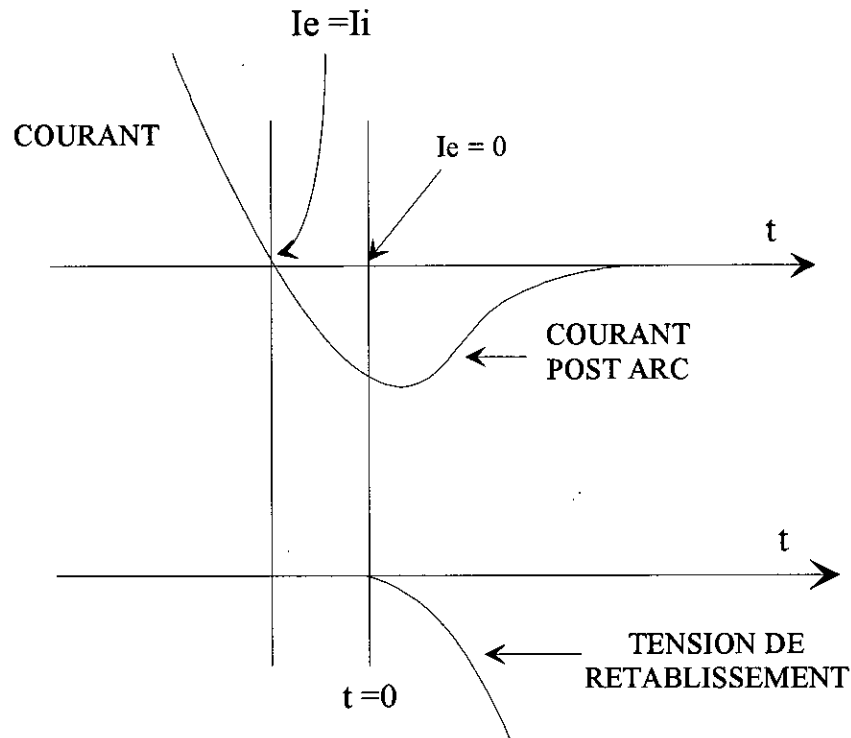


Figure IV-1 Définition du zéro du courant

L'analyse de la formation et du développement de cette gaine au voisinage de l'ex-anode est fort délicate. Trois zones distinctes, mais toutefois couplées, sont à considérer :

- La surface de l'électrode (ex anode), qui est bombardée par les ions (et les neutres) issus de la cathode, émet des électrons, voire des particules neutres et des ions.
- La gaine proprement dite accolée à la surface de l'ex-anode où la charge d'espace est globalement positive (désertion des électrons repoussés par l'ex-anode sous tension négative) et donc soumise à un champ important. Cet espace est donc un lieu d'accélération des ions qui bombardent l'électrode, mais aussi un lieu de réaction avec justement les produits d'émission issus de ce bombardement.
- Le plasma qui borde la gaine et qui à ce stade de la décharge peut être difficilement considéré comme uniforme, ou encore en équilibre thermodynamique.

De nombreuses modélisations des processus mis en jeu et de l'évolution des caractéristiques de cette gaine ont été réalisées, [48], [49], [50]. Tous ces modèles partent du modèle de base

développé par Andrews et Varey [51]. Elles sont toutefois fort complexes et de nombreuses hypothèses sont avancées.

Le modèle en question est appelé modèle de transition continue. C'est une combinaison entre le modèle de la « matrice d'ions » et la loi de Child (modèle de limite de la charge d'espace Child - Langmuir). Il est valable pour les faibles densités de plasma en présence d'un champ électrique.

Pour valider leur modèle ils introduisent de fortes simplifications :

- Le plasma est homogène et en équilibre thermodynamique.
- Les électrodes et la gaine possèdent une surface illimitée.
- Le champ électrique dans la gaine et la vitesse des ions ne possèdent pas de composante parallèle à la surface de la gaine.
- Un seul type d'ion métallique est pris en considération.
- Il n'existe aucune collision entre les ions.
- Il n'existe pas d'ionisation dans la gaine.
- Il n'existe pas de réflexion des ions à la surface de l'électrode et il n'y a pas d'émission secondaire. L'électrode est passive.

Dans ces conditions il est alors possible de relier l'épaisseur de la gaine l , à la tension instantanée $u(t)$ qui apparaît entre ses frontières de séparations, électrode d'un côté et plasma de l'autre.

$$l^2 = \frac{4 \cdot \epsilon_0 \cdot U_0}{9 \cdot e \cdot Z \cdot N_i} \left[\left(1 + \frac{u(t)}{U_0} \right)^{3/2} + \frac{3 \cdot u(t)}{U_0} - 1 \right]$$

Avec $U_0 \cdot e = \frac{M_i}{2} \left(V_i + \frac{dl}{dt} \right)^2$ l'énergie potentielle des ions par rapport à la frontière plasma

gaine en mouvement avec une vitesse $\frac{dl}{dt}$.

$$\frac{dl}{dt} = \frac{4 \cdot i(t)}{\pi \cdot D^2 \cdot Z \cdot N_i \cdot e} - V_i$$

N_i , V_i densité et la vitesse des ions à la surface de la gaine.

M_i masse d'ion.

Z nombre de charge des ions (1,3 à 1,5 pour le cuivre et pour un arc diffus).

D le diamètre de la décharge au tour du zéro du courant.

$U(t)$ est la tension de rétablissement appliquée à l'espace inter-électrodes.

Reste à relier le courant $i(t)$ qui traverse l'espace inter-électrodes à la tension $u(t)$ supportée par la gaine. Le courant dans la gaine est la superposition d'un courant de conduction ici d'ions à la vitesse V_i et d'un courant de déplacement de la gaine à la vitesse $\frac{dl}{dt}$.

$$i(t) = i_{conduction} + i_{déplacement}$$

où nous supposons une surface πD^2 de passage de courant $i(t)$. L'équation électrique associée au circuit extérieur permet de relier $i(t)$ et $u(t)$. Par simplification, on ignore la chute de tension sur la gaine cathodique et la colonne de plasma.

$$U_0 = L \frac{di}{dt} + R.i(t) + u(t)$$

Il est alors possible de déterminer $u(t)$ et $i(t)$ au cours de cette phase d'élargissement de la gaine. La connaissance de la vitesse V_i des ions à leur entrée dans la gaine est indispensable.

Le modèle établi par ce système d'équations permet de prédire le courant post arc qui peut circuler juste après l'extinction du courant ainsi que les facteurs permettant d'agir sur sa valeur. Il a été validé par plusieurs auteurs avec l'expérience pour des courants diffus (soumis à un champ magnétique).

La faiblesse du modèle vient des hypothèses faites par les auteurs ; ils considèrent que la vitesse des ions est constante alors que plusieurs études indiquent que ce paramètre varie dans le temps et dans l'espace [52]. Ils excluent la production du plasma après le passage du courant par zéro alors que l'ionisation continue quelque μs après l'extinction. Le modèle ne contient aucun critère d'échec à l'interruption alors qu'il existe différents mécanismes d'échec à l'ouverture.

Cependant, il permet de constater l'influence de la variation de la tension de rétablissement du/dt sur la vitesse de la gaine ionique dl/dt qui est lié au courant post arc.

L'utilisation de ce modèle nous n'a pas permis de retrouver le niveau des surtensions et l'instant de leur apparition. L'approche n'a pu être que qualitative et nous ne nous attarderons pas sur cette approche.

Notons toutefois que Belenguer et Pitchford de l'équipe de modélisation du CPAT de Toulouse s'intéressent plus particulièrement à ce sujet et développent leur code de calcul sur les décharges pseudospark pour intégrer cette phase d'extinction et de recouvrement diélectrique de la décharge.

2. RECOUVREMENT DIELECTRIQUE :

Passée la très forte dynamique de la formation de la gaine, il intervient une étape plus longue, au cours de laquelle les derniers sites occupés par le plasma disparaissent alors que la charge d'espace positive se réduit par conduction, recombinaison électronique, diffusion et que les particules et vapeurs métalliques se condensent sur les surfaces froides environnantes [01].

Aux pressions considérées, le gaz résiduel, qui présente un potentiel d'ionisation bien plus élevé que celui des atomes métalliques issus des électrodes, n'intervient pratiquement pas.

Le temps de recouvrement diélectrique est fortement dépendant de la densité ionique[53], [54] et se trouve lié d'après certains auteurs à la pression de vapeur métallique, qui évolue sur des temps relativement long (quelques centaines de micro secondes) [54], [55], [56]. Ce temps de recouvrement dépend donc de la densité et la durée de la décharge (pour un arc diffus dans le vide d'une durée de 10ms, il est de quelques dizaine de micro secondes).

Ces caractéristiques, typiquement des décharges d'arc sous vide, peuvent connaître quelques modifications avec les décharges pseudosparks. D'une part la pression du gaz résiduel est beaucoup plus proche de la pression typique du minimum de Paschen, et d'autre part la géométrie des électrodes, avec les cavités, offrent des singularités pouvant donner aux vapeurs métalliques et au gaz résiduel un rôle plus important.

Des études antérieures réalisées sur les potentialités de disjonction des décharges pseudospark ont révélé leur propension à l'extinction lors du passage du courant de décharge par zéro dans des circuits oscillants basse tension (<1kV) de longue période (>100 μ s) [03], [44]. On ne sait toutefois rien sur les grandeurs caractéristiques à prendre en compte pour délimiter la zone où nous pouvons obtenir avec certitude l'extinction et l'ouverture du circuit.

Nous allons maintenant présenter le banc d'essai que nous avons utilisé pour réaliser nos études. Dans un premier temps nous nous intéressons donc à l'extinction de la décharge proprement dite, et dans un deuxième temps, à la phase recouvrement qui la suit.

C. LE BANC D'ESSAI

1. INTRODUCTION

Les études développées ici sur les décharges pseudosparks portent sur la phase d'extinction et de recouvrement diélectrique consécutif au passage du courant par zéro.

Dans la procédure expérimentale nous passerons donc par une phase de conduction, ici de longue durée (jusqu'à $8000\mu\text{s}$), où la charge transférée peut atteindre la dizaine de Coulomb, et une phase ouverture où les tensions entre électrodes peuvent atteindre sans dommage et très rapidement quelques dizaines de kilovolts.

Pour réduire les énergies mises en jeu et découpler les paramètres intervenant dans notre étude, le banc d'essai est conçu pour la réalisation d'essais synthétiques.

On introduit un circuit électrique « haute tension » de test de recouvrement diélectrique découplé par un interrupteur (Ignitron), figure(IV-2), du circuit oscillant sollicité au cours de la phase de conduction. Ce dernier sera donc un circuit « basse tension ».

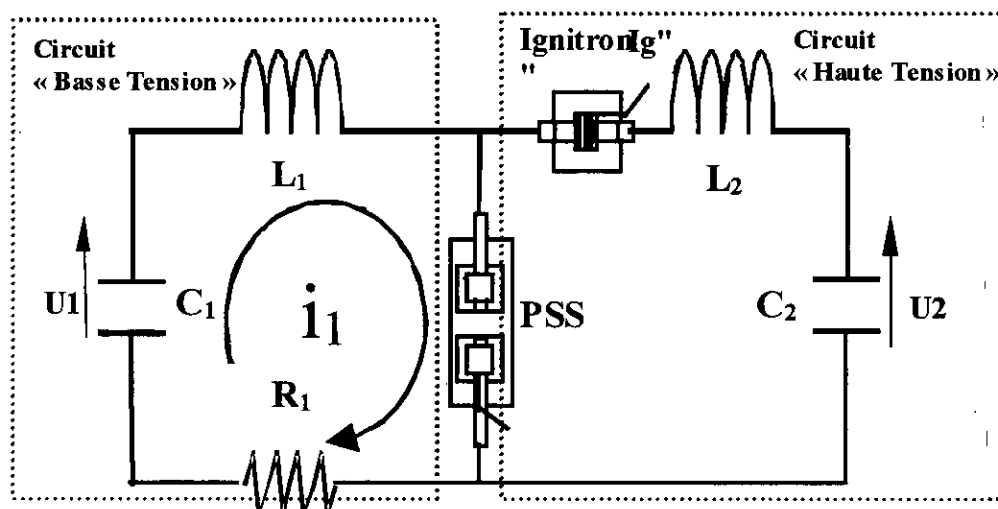


Figure IV-2 Circuit électrique du banc d'essai

2. CIRCUIT PRINCIPAL DU COURANT « BASSE TENSION » :

Afin de préserver la symétrie sur la distribution du champs électromagnétique au niveau de la décharge, le circuit oscillant (C_1 , L_1 , R_1) qui délivre l'impulsion du courant est divisé en 2 circuits oscillants identiques ($C_1/2$, $2.L_1$, $2.R_1$) disposés de part et d'autre du disjoncteur prototype, figure(IV-3).

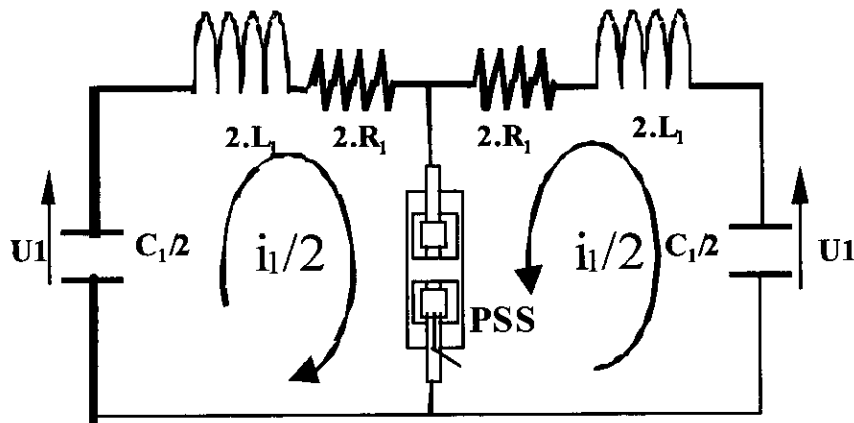


Figure IV-3 Circuit principal basse tension

L'apport d'une résistance d'amortissement (R_1), permet de réduire la tension résiduelle aux bornes des condensateurs à l'extinction de la décharge lors du passage du courant par zéro. Les deux résistances ($2.R_1$) sont constituées de feuilles d'acier inoxydable pliées en accordéon et isolées. En court-circuitant un certain nombre de feuilles nous modifions la valeur de R_1 .

Phase de conjonction : en négligeant la tension de décharge dans le disjoncteur, l'équation relative au courant i_1 s'écrit :

$$L_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 + \frac{1}{C_1} \int i_1 dt = U_1$$

U_1 : tension de charge initiale des condensateurs, et a pour solution

$$i_1 = \frac{U_1}{L_1 \omega} e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \omega t$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{C_1 L_1} - \frac{R_1^2}{(2L_1)^2}} ; \tau = \frac{2L_1}{R_1}$$

Les grandeurs de référence pour notre étude sont :

- Le courant maximal de décharge $i_{1\max}$ déterminé ici pour $\frac{di}{dt} = 0$.

$$i_{1\max} = U_1 \sqrt{\frac{C_1}{L_1}} e^{-\frac{\text{Arctg}(\omega\tau)}{\omega\tau}}$$

- La tension résiduelle aux bornes des condensateurs au passage du courant par zéro (résistance négligeable). C'est à dire pour $\omega t = \pi$

$$u_{1r} = -U_1 e^{-\frac{\pi}{\omega\tau}}$$

- La dérivée du courant à l'extinction de la décharge ($\omega t = \pi$)

$$\left(\frac{di_1}{dt} \right)_{\omega t = \pi} = -\frac{U_1}{L_1} e^{-\frac{\pi}{\omega\tau}}$$

- La charge transférée au cours de la décharge (de $\omega t = 0$ à $\omega t = \pi$)

$$Q = \int i_1 dt = C_1 U_1 \left(1 + e^{-\frac{\pi}{\omega\tau}} \right)$$

3. CIRCUIT « HAUTE TENSION »:

Le circuit est constitué d'un condensateur C_2 ($16\mu\text{F}$), d'une inductance L_2 ($L_2 \ll L_1$, $L_2 = 0,1\mu\text{H}$) et d'une résistance qui, dans le cadre de notre étude peut être considérée comme négligeable. Il est découplé du circuit « Basse Tension » par l'ignitron I_g (Ignitron NL 1488 de National Electronics).

Le condensateur C_2 préalablement chargé à la tension U_2 ($U_2 \gg U_1$) est connecté via I_g aux bornes du disjoncteur, en phase de recouvrement diélectrique. Il se décharge alors dans le circuit C_1, L_1, R_1 . Compte tenu de sa faible valeur devant C_1 ($C_1 \gg C_2$), la fréquence d'oscillation de la tension aux bornes du disjoncteur sera plus grande que celle caractérisant le courant de décharge (circuit C_1, L_1, R_1) du disjoncteur.

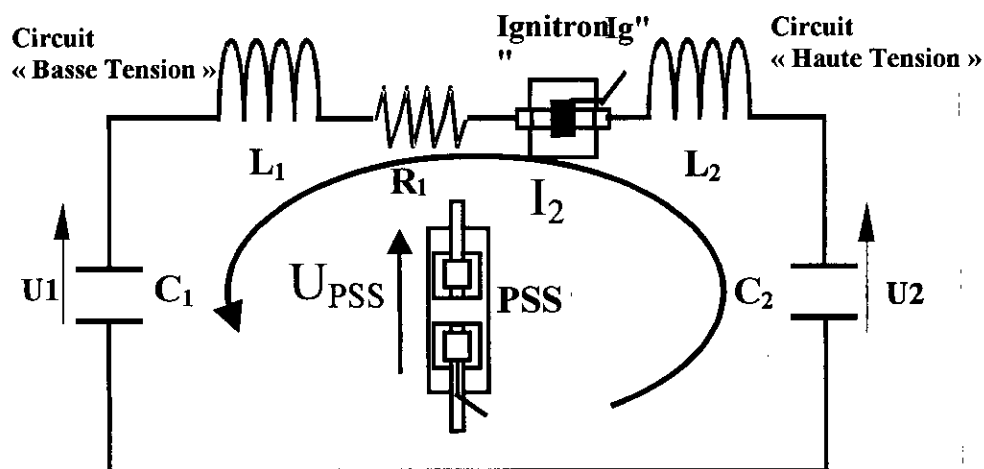


Figure IV-4: Configuration du banc d'essai lors du test en tension

Dès la fermeture de I_g , les équations qui gèrent l'évolution du courant i_2 et les tensions aux bornes des condensateurs, figure(IV-4), sont :

$$i_2 = C_1 \frac{du_1}{dt} = -C_2 \frac{du_2}{dt},$$

$$u_{c2} = L \frac{di}{dt} + u_{c1} + R_1 i_2$$

$$i_2 \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) + L \frac{d^2 i_2}{dt^2} + R_1 \frac{di_2}{dt} = 0$$

Avec $L = L_1 + L_2$

$$\omega_{02} = \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right)} \quad \text{et} \quad \tau = \frac{2L}{R_1}$$

$$i_2 = \frac{U_{20} - U_{10}}{L\omega_2} e^{-\frac{t}{\tau^2}} \sin \omega_2 t \quad \text{Avec} \quad \omega_2^2 \tau^2 + 1 = \omega_{02}^2 \tau^2$$

$$U_{c2} = -\frac{1}{C_2} \int \frac{U_{20} - U_{10}}{L\omega_2} e^{-\frac{t}{\tau^2}} \sin \omega_2 t dt$$

$$U_{c2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \left[(U_{20} - U_{10}) e^{-\frac{t}{\tau}} \left(\cos \omega_2 t + \frac{1}{\omega_2 \tau} \sin \omega_2 t \right) + U_{10} + \frac{C_2}{C_1} U_{20} \right]$$

$$U_{pss} = U_{c2} - L_2 \frac{di}{dt}$$

$$U_{pss} = U_{c2} - \frac{L_2 (U_{20} - U_{10})}{L} e^{-\frac{t}{\tau}} \left(\cos \omega_2 t - \frac{1}{\omega_2 \tau} \sin \omega_2 t \right)$$

En supposant que l'impédance du disjoncteur est infinie à $t=0$ au moment de la fermeture de Ig.

$L_2 \ll L_1$

$$U_{pss}|_{wt=0} = U_{20} \frac{L_1}{L_1 + L_2} + U_{c10} \frac{L_2}{L_1 + L_2}$$

$$\text{Avec} \quad U_{c10} = -U_{10} e^{-\frac{\pi}{\omega_1 \tau}}$$

Le circuit générateur de tension ne devant produire que la tension de test, il n'est pas nécessaire d'avoir, dans ce circuit, des condensateurs de très grande capacité, en revanche l'utilisation de condensateurs supportant de grandes tensions de charge est impérative.

Remarque :

La procédure du test en tension met en jeu un ignitron et deux bancs de condensateurs. Nous pouvons avoir un amorçage intempestif de l'ignitron, alors qu'on est en fin de phase de charge des condensateurs (la tenue statique de l'ignitron est de 20 kV en continue et 30 kV en impulsionnel). La décharge oscillante qui s'ensuit fait apparaître une tension crête aux bornes des condensateurs de test en tension de valeur $u_{C_2} = -2U_1 - U_2$. Pour $U_2=20\text{kV}$ et $U_1=6\text{kV}$ les condensateurs de choc devront accepter une tension inverse de 32kV.

Une résistance de sécurité est insérée en parallèle dans le circuit pour vider, si nécessaire, tous les condensateurs.

4. PROCEDURE EXPERIMENTALE

Phase 1: L'amorçage du pseudospark (PSS) entraîne une décharge oscillante du condensateur C_1 (FigIII-2) préalablement chargé à la tension U_1 , via L_1 , R_1 et C_1 . Si les conditions requises pour l'ouverture sont présentes, le pseudospark cesse de conduire le courant au premier passage par zéro.

Phase 2: Après ouverture, au premier passage du courant par zéro, on commande avec un retard Δt réglable l'amorçage de l'ignitron "Ig". L'impédance du commutateur est supposée infinie. Le condensateur C_2 , préalablement chargé à U_2 , est alors déchargé via l'ignitron, dans le circuit C_1 , L_1 et L_2 .

Avec $L_1 \gg L_2$ et $C_1 \gg C_2$, il apparaît au borne du disjoncteur une tension U_{pss} .

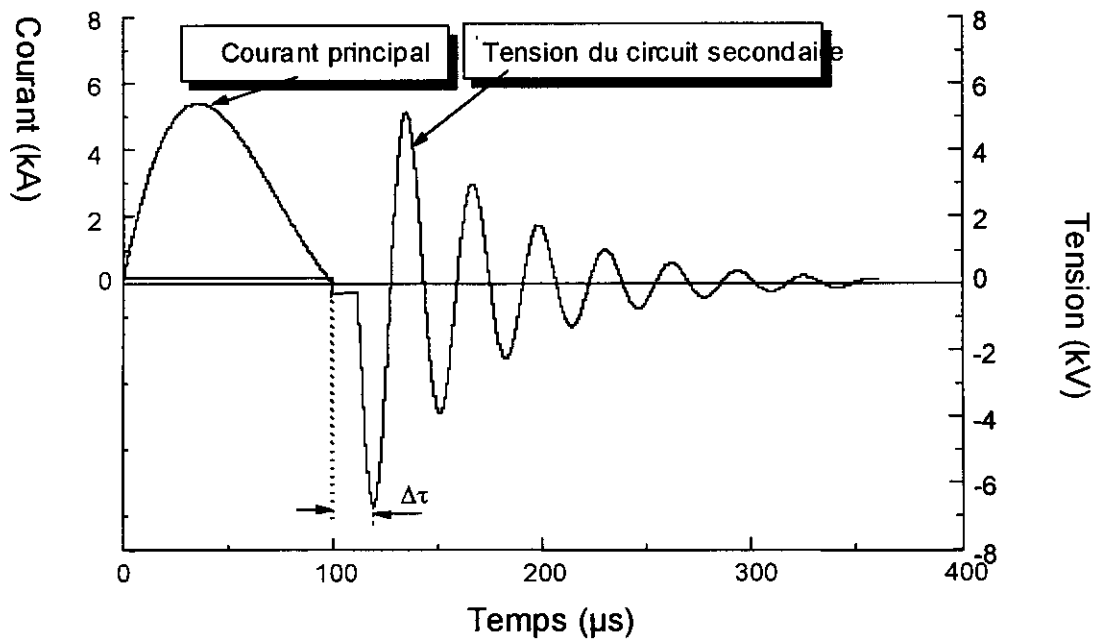


Figure IV-5 Courant et tension aux bornes du pseudospark lors du test

La figure(IV-5) permet de voir le courant et la tension instantanée aux bornes du pseudospark lors d'un test de disjonction engendré par le circuit du banc d'essai.

Pour différents retards Δt , nous augmentons progressivement la tension de charge de C_2 , jusqu'à atteindre la disruption. L'ensemble de ces points de mesure, qui représentent les niveaux de tensions lors d'une disruption, permettent de définir une enveloppe limite. La figure(IV-6) représente la superposition de plusieurs tests en tension pour différents retards. L'enveloppe est constituée par l'ensemble des pics de tension.

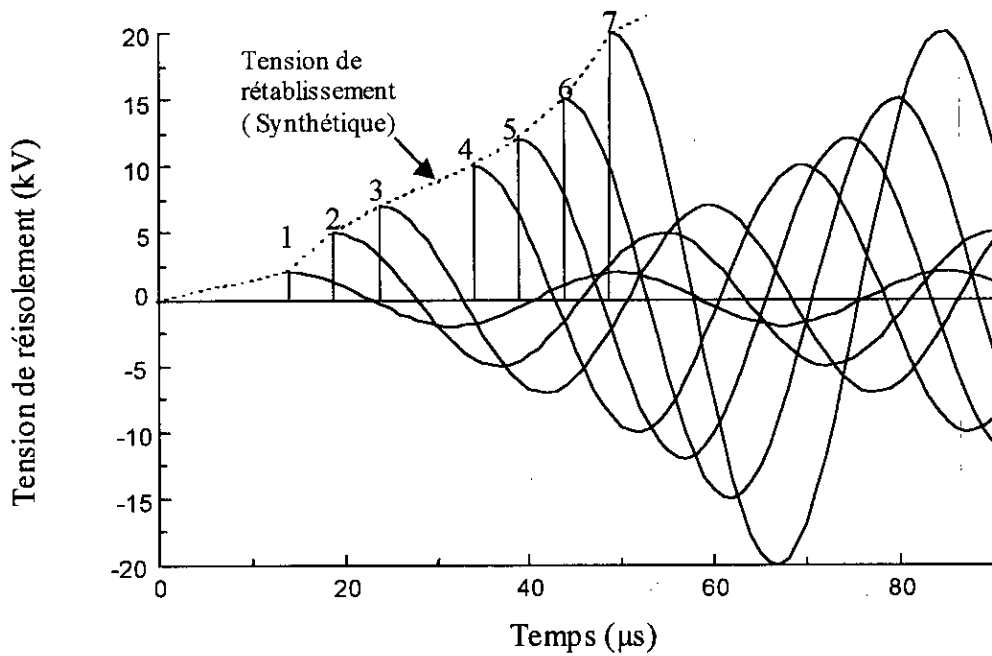


Figure IV-6: Simulation de différents essais pour déterminer la tension de rétablissement (Synthétique)

Si on prend les pics de tension où il y a eu rupture diélectrique pour différents retards, on peut retracer cette enveloppe, figure(IV-7).

À l'intérieur de l'enveloppe, on a recouvrement de la rigidité diélectrique, à l'extérieur on a claquage. Elle pourra être déterminée pour des tensions de polarité négative ou positive.

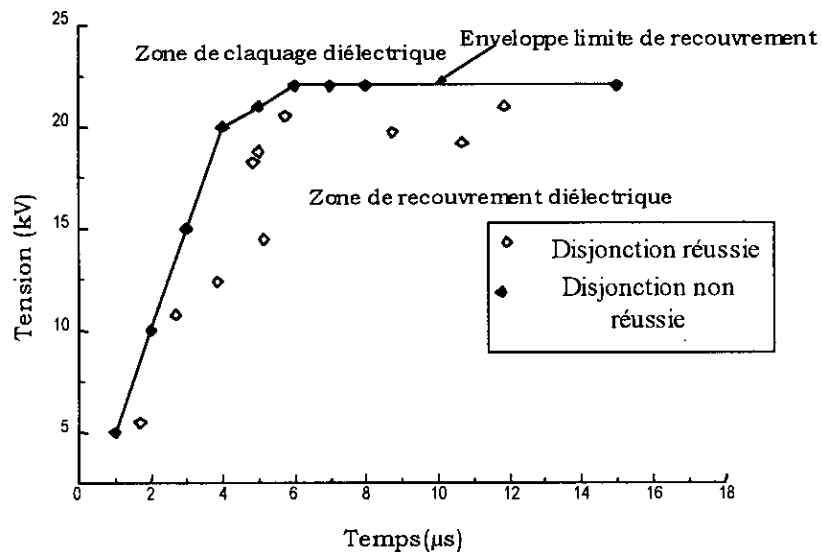


Figure IV-7: Caractéristique de la tension de recouvrement en fonction du temps

Remarque :

Une approche synthétique du recouvrement diélectrique s'appuie sur un calibre de tension test qui doit être particulièrement bien adapté à la contrainte électrique recherché. Une trop courte durée du pic de tension imposé, ne pourra pas nous donner un reflet fidèle de la tenue en tension. Le niveau et la durée de l'impulsion de tension test appliquée sont source d'échauffement locaux. Si nous supposons que le carré de la tension U_2 appliqué entre les électrodes donne une image globale des contraintes thermiques entre les électrodes. L'énergie déposée dans l'espace inter électrodes durant le test en tension peut être alors tributaire de :

$$\int U_{pss}^2 dt = \int_0^{\frac{T}{4}} U_2^2 \cos^2 \omega t . dt = \frac{U_2^2}{8} T$$

Nous définissons un temps $t_e = \frac{T}{8}$ représentant la durée efficace du test en tension.

A la fermeture de l'Ignitron, la tension aux bornes du tube apparaît avec un très fort dV/dt (25 kV/ μ s pour une tension crête de 18 kV). La période de l'oscillation est de 52 μ s. Le temps efficace dans notre test est de 6,5 μ s. Ce temps reste largement supérieur à celui usuellement admis pour le temps de formation des avalanches électronique lorsque le milieu est doté d'électrons germes (<1 μ s), [57].

5. MESURE DE LA TENSION ET DU COURANT

Nous mesurons deux paramètres principaux qui reflètent une image des caractéristiques électriques de la décharge : la tension instantanée aux bornes du commutateur et la dérivée du courant électrique qui le traverse.

Le capteur de tension est une sonde résistive Tektronix du type P6015A dont le rapport est de 1:1000. Elle permet de mesurer des tensions continues maximales de 20kV et des tensions crêtes de 40kV. Sa bande passante est supérieure à 75MHz et son temps de réponse est de 5ns. Afin d'isoler l'oscilloscope de la tension sur le banc d'essai, nous utilisons une transmission par fibre optique Isobe3000, de type Nicolet, la bande passante est de 15MHz, le temps de montée est inférieur à 25ns et le retard dû à la propagation de l'information est de 140ns. La

transmission par fibre optique comporte trois calibres $\pm 100\text{mV}$, $\pm 1\text{V}$ et $\pm 10\text{V}$. Nous pouvons ainsi mesurer des tensions allant jusqu'à $\pm 10\text{kV}$.

Le courant n'est pas mesuré directement, on mesure la dérivée du courant à l'aide d'une sonde dite "à débit interne", "SDI" mise au point au laboratoire d'Electrotechnique d'Orsay [58]. Cette sonde est un produit dérivé d'une sonde de Rogovski classique. La structure géométrique est commune aux deux types de sonde; elle comporte N spires de rayon r enroulées sur un tore de rayon moyen R_t tel que $r \ll R_t$. Pour les SDI, les spires sont régulièrement réparties, un fil de retour passe par le centre des spires.

La sonde entoure le conducteur dans lequel circule le courant I à mesurer. I crée au niveau de chaque spire une induction B_l , le flux total traversant les N spires est égal à:

$$\Phi = \sum_N \pi r^2 B_l \Rightarrow \Phi = \mu_0 \sum_N \pi r^2 H_l \text{ avec } \oint H_l dl = I$$

d'où l'expression du flux : $\Phi = k * I$ avec $k = \frac{\mu_0 * r^2 * N}{2.R_t}$

Le fil constituant les spires présente une résistance très grande, R, devant la résistance de mesure, r_m , il circule donc un courant i dans la sonde tel que:

$$i = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt} \Rightarrow i = -\frac{\mu_0 r^2 N}{R} \frac{dI}{dt}$$

la tension aux bornes de la résistance de mesure r_m fournit une tension proportionnelle à dI/dt qui intégrée donne accès au courant I.

Les caractéristiques des sondes que nous utilisons sont les suivantes:

R_t (rayon du tore)=135mm; r(rayon des spires)=2,5mm; N(nombre de spires) =1127;
R(résistance de la sonde)=3123ohm; r_m =34ohm (r_m résistance de mesure).

La valeur instantanée de la dérivée du courant est déduite de la formule suivante:

$$\frac{di}{dt} = 2,802.10^9 U_{osc}; U_{osc}(V): \text{ tension recueillie à l'oscilloscope.}$$

La bande passante de la sonde est de 3Mhz, pour une incertitude de 1% sur la mesure

6. PRECISION DES MESURES

Les sources d'erreurs que nous pouvons considérer sont les erreurs des appareils de mesure, les erreurs de manipulations ainsi que les erreurs dues à la reproductibilité du développement des décharges.

Nous avons des erreurs absolues liées aux instruments de mesure: oscilloscope, sonde de tension et de courant, transmission par fibre optique. Ce type d'erreur dépend de nombreux

facteurs tels que le calibre de l'oscilloscope, le calibre de transmission optique, la synchronisation entre les deux sondes de tension et de courant ...etc. La source d'erreur la plus importante est celle due à l'oscilloscope. Il est difficile d'estimer l'erreur due aux opérations mathématiques effectuées sur les courbes à l'aide de l'oscilloscope: intégration pour déterminer le courant, addition, soustraction ou multiplication. Au total, une erreur globale de 1,5% a été estimée [02].

De plus, s'ajoutent aux erreurs absolues des erreurs statistiques. Dans notre cas, il est pratiquement impossible de reproduire exactement la même expérience. Nous estimons que cette erreur est inférieure à 3% pour la mesure du courant crête et de la tension de recouvrement.

Une étude menée avec la même chaîne de mesure et le même prototype [02]; sur une vingtaine d'essais identiques. Les valeurs moyennes des caractéristiques mesurées présentent des erreurs de mesure de quelques %, au maximum 10%.

7. PROTOTYPE

Le prototype utilisé est de révolution cylindrique, figure(IV-8).

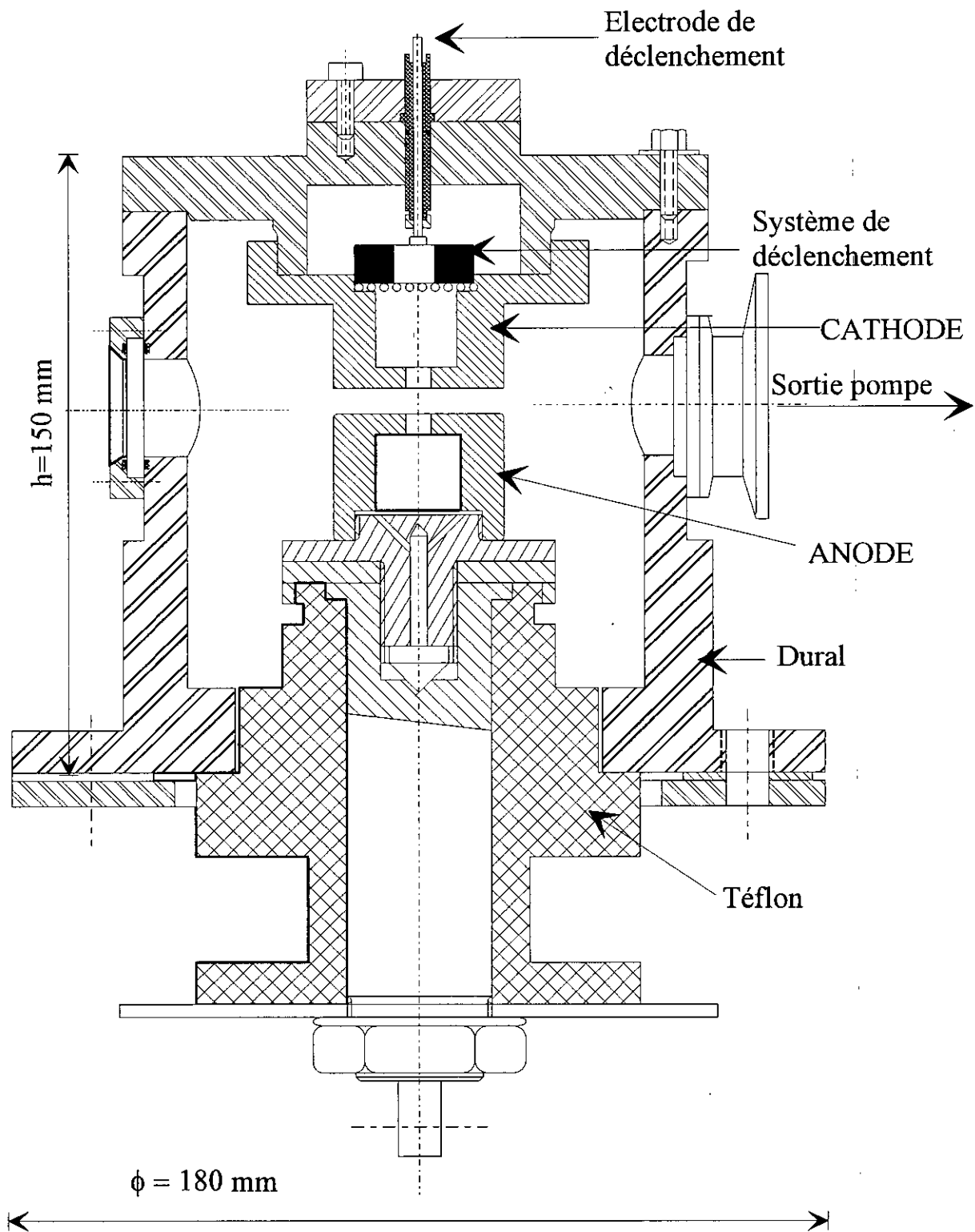


Figure IV-8 PROTOTYPE DU PSEUDOSPARK

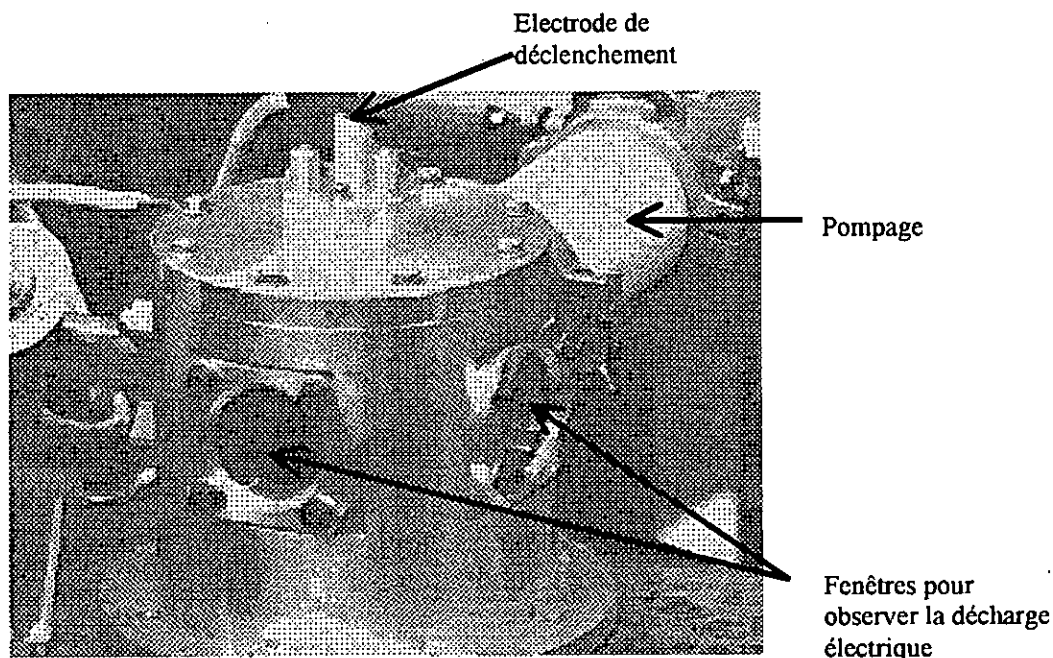


Figure IV-9: Photo du prototype (Pseudospark)

Sa forme coaxiale nous permet de minimiser l'inductance du système. Les électrodes sont démontables et la distance inter – électrodes est réglée à l'aide de cales. Il a été conçu ainsi afin de pouvoir faire varier les paramètres facilement.

Le courant arrive par le support anodique, et repart de façon symétrique par l'enceinte métallique, support de la cathode. L'enceinte représente le corps du prototype. Elle est réalisée en Duralumin (Au4G) et munie de deux fenêtres situées à 90° l'une de l'autre afin de nous permettre une investigation optique sur la décharge, figure(IV-9). Des pièces isolantes en Téflon maintiennent les éléments portés à haute tension (anode et l'enceinte).

Le prototype est soumis à un pompage permanent et continu durant les tests. Le maintien de la pression initiale est assuré par un groupe de pompage comprenant une pompe primaire mécanique et une pompe secondaire à diffusion d'huile. Ce pompage nous permet d'atteindre une pressions de 10^{-5} Pa. La mesure de pression est réalisée par un ensemble de capteurs Pirani et Penning.

a) Les électrodes

Les électrodes utilisées sont en cuivre OFHC (Oxygène - Free High Conductivity). Le choix du cuivre pour la réalisation des électrodes, a été guidé par les travaux antérieurs effectués sur la disjonction sous vide [41], [59], et dans le but d'une comparaison au niveau des performances. Néanmoins, nous avons utilisé vers la fin de nos travaux un autre matériau

(CuCr75/25) qui est généralement utilisé dans la fabrication des disjoncteurs à contact sous vide.

La structure géométrique des électrodes utilisées est représentée sur la figure(IV-10). Elles sont pourvues d'une cavité et d'un trou central.

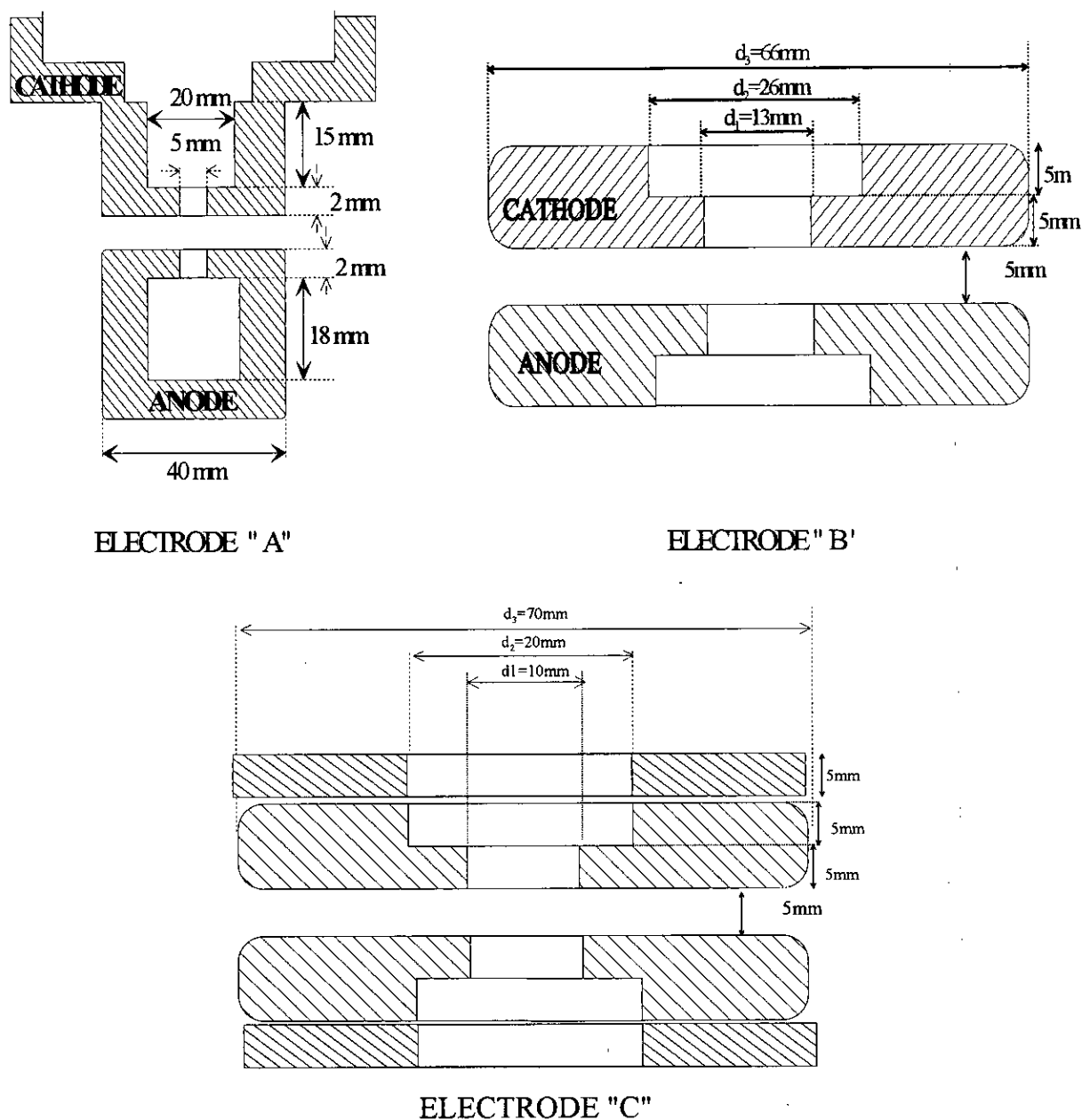


Figure IV-10:SCHEMA DES CONFIGURATION D'ELECTRODES.

Le rayon des arrondis extérieurs des électrodes est de 2mm afin d'éviter les effets de pointe.

b) Conditionnement des électrodes

La procédure de conditionnement des électrodes est relativement simple et compatible avec les moyens disponibles au laboratoire. Avant chaque série de tests, les surfaces des électrodes en regard sont polies à l'aide d'une polisseuse mécanique, en utilisant du papier abrasif dont les grains varient de 240 à 1000 ($6\mu\text{m}$). On affine le polissage avec une pâte diamant pour atteindre une finesse de polissage de l'ordre du micromètre. Ainsi nous réduisons au minimum les traces laissées par le test effectué précédemment, ou des aspérités résultant de l'usinage des pièces. Elles sont alors nettoyées au trichloroéthylène puis à l'alcool. Enfin, elles seront traitées dans la cuve à ultrasons et séchées à l'air chaud.

Cette phase est complétée par un conditionnement électrique consistant en des décharges répétitives à fort courant ($I_{\text{max}}=10\text{kA}$) dans les conditions expérimental ; cela dans le but de créer une homogénéité des surfaces en regard et de favoriser un dégazage des surfaces actives des électrodes.

D. RESULTAT EXPERIMENTAL : EXTINCTION DE LA DECHARGE

La courbe de la tension disruptive inter électrodes en fonction de la pression des gaz (ici l'air) résiduel, est le premier repère à considérer pour déterminer la pression propice à l'amorçage et au développement de la décharge pseudospark. Les distances inter électrodes habituellement utilisées sont de 4 à 5mm, figure(IV-11). La structure des électrodes est de type « A » ($\phi=40\text{mm}$).

Les cassures de la courbe sont due à la géométrie spéciale du pseudospark qui induit un champ électrique non uniforme lors d'application d'une tension.

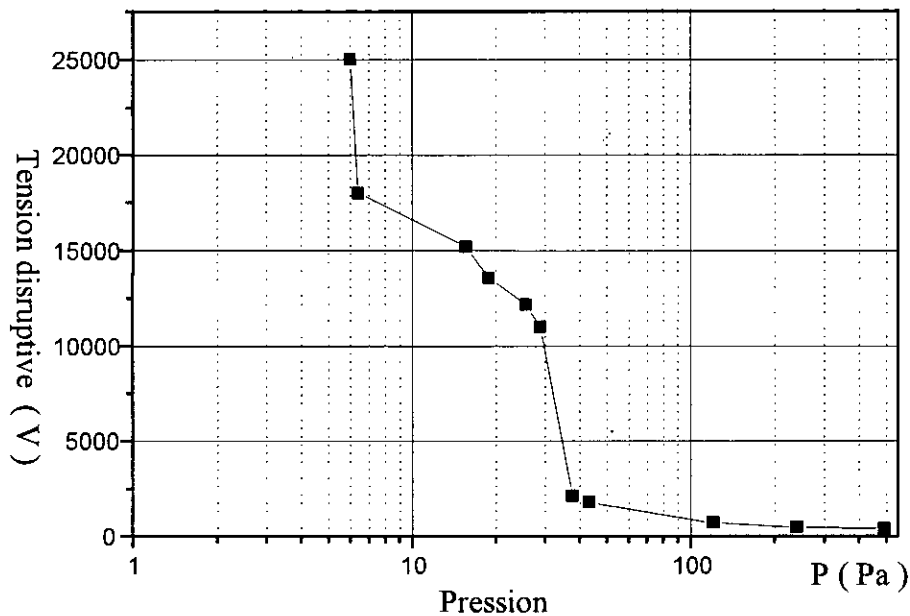


Figure IV-11 Tension disruptive en fonction de la pression ($d=4\text{mm}$)

Nous prendrons une pression inférieure à 10Pa. Les pressions de références dans nos expériences seront comprises entre 1Pa et 10^{-4}Pa .

Les grandeurs susceptibles de délimiter le domaine où nous avons extinction durable de la décharge au passage du courant par zéro sont d'abord le niveau de courant de décharge, au mieux la quantité de charges transférées, mais aussi la vitesse d'accès du courant (di/dt) à zéro ou encore la tension mise en jeu lors de l'ouverture. Le circuit oscillant utilisé (LRC), figure(IV-12), et permet en modifiant ses caractéristiques, ou en jouant sur la tension de charge du condensateur d'agir sur chacun des paramètres.

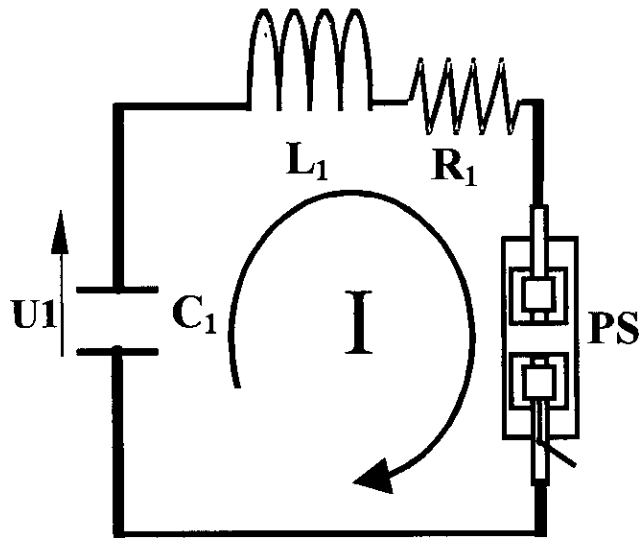


Figure IV-12 Circuit principal de courant

Au premier passage du courant par zéro, on observe trois possibilités, figures(IV-13_14_15):

- Le courant s'annule de manière définitive.
- Le courant s'annule pendant un temps limité.
- Le courant passe par zéro sans que ne se manifeste de pallier caractéristique de l'ouverture.

Nous parlerons d'ouverture du circuit que dans le cas où le courant reste nul pendant un temps infini, et nous considérons les deux autres cas comme un échec à l'ouverture.

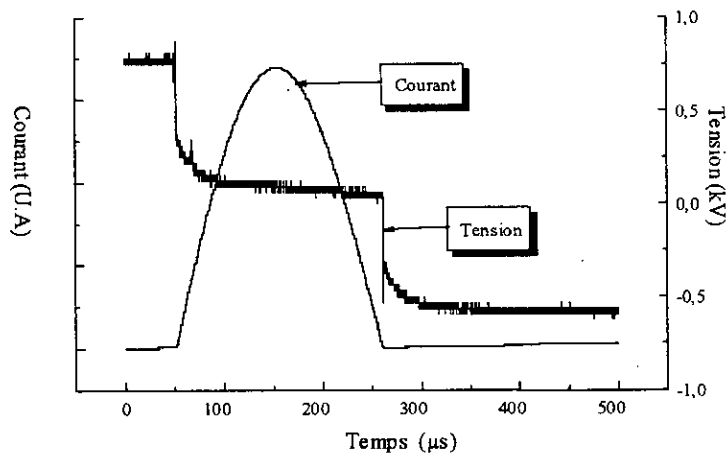


Figure IV-13 Ouverture au premier passage du courant par zéro (courant et tension instantanés)

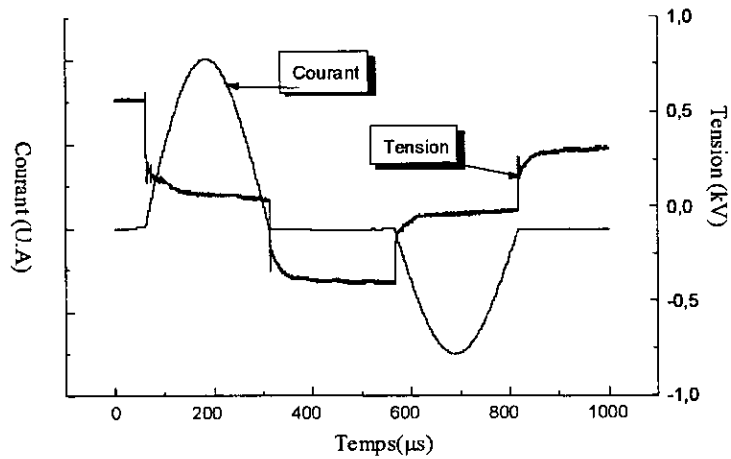


Figure IV-14 Echec à l'ouverture au bout d'un temps Δt après l'extinction de la décharge.

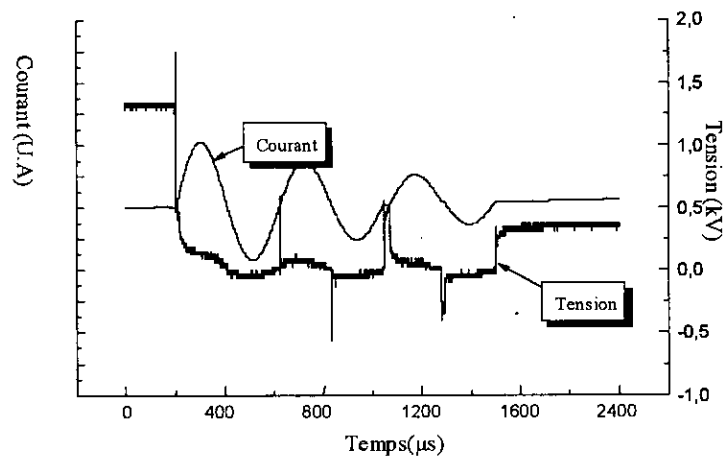


Figure IV-15 Pas d'ouverture au passage du courant par zéro. Seule la deuxième alternance indique une variation ponctuelle de l'impédance, plus ample au quatrième passage du courant par zéro.

Ces deux types d'échecs à l'ouverture sont différents par leurs natures. Le premier, figure(IV-14) survient entre 200ns a quelques μs après l'extinction du courant (on a relevé des échecs qui se sont produits plus de $50\mu s$ après l'extinction du courant). Le deuxième, figure(IV-15) survient au cours de l'extinction de la décharge.

Le premier peut être du à un bombardement de l'ex anode par une bouffée d'ions positifs qui traversent la gaine sous tension (présence d'un fort champ électrique). Un échauffement local élevé conjugué à l'émission d'une bouffée d'électrons secondaires, et de neutres qui s'ionisent à leur tour provoquent alors une rupture de la gaine et l'apparition de spots cathodiques sur l'ex anode. Compte tenu du retard d'apparition du claquage, on peut donc penser que la

densité d'ions positifs est plus forte au voisinage de l'ex cathode, que de l'ex anode. Ceci est conforté par ailleurs en comparant les tests en tension de polarité positive ou négative (chapitre VI). Ce retard en effet décroît quand l'intensité du courant de décharge croît.

On pourrait aussi considérer que la pression des vapeurs métalliques au voisinage de la cathode excède la pression critique de tenue en tension, et que leur diffusion à travers la gaine en cours de croissance occasionne une disruption à son niveau (gaine). Ceci est toutefois en contradiction avec les affirmations d'auteurs [60], [54] concernant la neutralité de ces vapeurs sur le recouvrement diélectrique⁶. Le deuxième type de claquage, intervient durant l'extinction proprement dite, où nous avons la formation et les premiers développements de la gaine. Ici aussi la densité d'ions peut être telle que les chocs perturbateurs sur l'ex-anode créent par échauffement localisé des sites émissifs de charges, qui détériorent ou empêchent la formation de la gaine. Quand le plasma devient trop dense. L'extinction de la décharge n'est même plus possible car l'anode lors du changement de polarité possède déjà des points chauds émissifs. C'est bien sur, l'ouverture définitive du circuit qui nous intéresse.

1. INFLUENCE DU di/dt :

Nous relevons la dérivée du courant de décharge di/dt , le courant (intégrant numériquement le di/dt) et la tension au niveau du prototype pseudospark. Nous constatons, à l'extinction de la décharge (brusque saut de di/dt) l'apparition d'une surtension induite suivie d'une oscillation fortement amortie, figures(IV-16_17).

⁶ Les études sur la neutralité des vapeurs restent sujet à controverse ; certains auteurs [55][61] donnent une valeur critique de nombre d'atome ($3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$) au dessus duquel elles peuvent causer un échec à l'ouverture du circuit. Cette valeur n'a pas été atteinte par d'autres auteurs [60] qui affirment leur neutralité ($1,4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$).

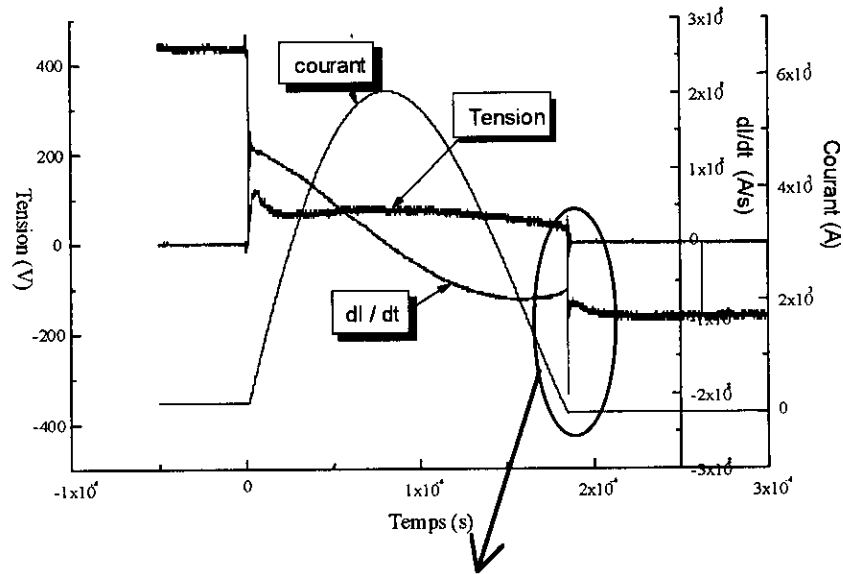


Figure IV-16 Tension , dI/dt et le courant en fonction du temps

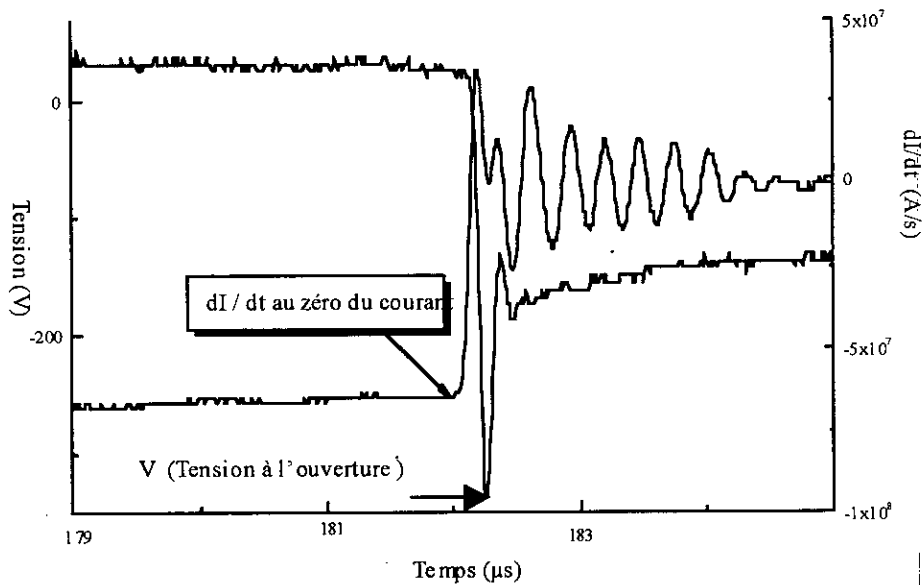


Figure IV-17 Zoom sur la phase d'ouverture (Tension et dI/dt)

Dans un premier temps nous avons pensé que la vitesse de décroissance du courant peu avant l'extinction de la décharge, jouait un rôle prépondérant. Nous avons relevé sa valeur pour différentes durées de décharge à la limite du courant crête admissible autorisant une extinction définitive de la décharge, tableau(IV-1).

Durée de la décharge [μs]	I crête [kA]	dI/dt à $i = 0$ [A/ μs]	Quantité de charge transféré [C]
87	9	-258	0,4
182	5,7	-231	0,92
820	14	-42	7,83

Tableau IV-1 Courant crête, dI/dt et la charge transférée en fonction de la durée d'impulsion pour une ouverture certaine du circuit. Electrode "B"(70mm), P=1pa

Si l'existence d'un dI/dt critique constant peut être concevable pour les décharges de courte durée, [68], il est impossible d'extrapoler aux décharges de longue durée (820 μs), figure(IV-18).

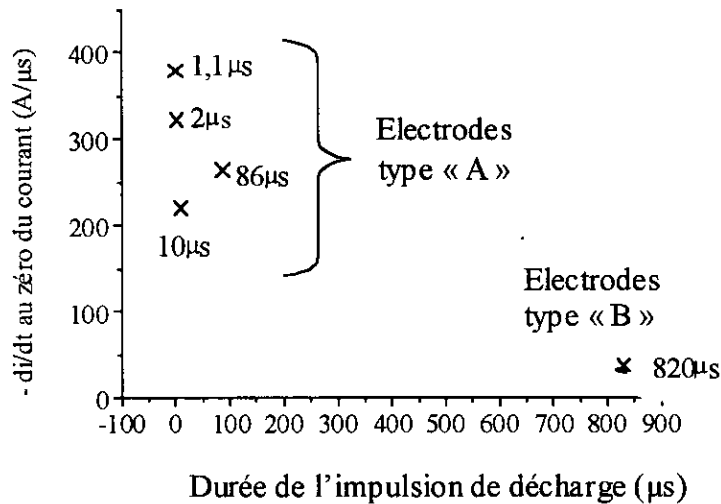


Figure IV-18 dI/dt critique en fonction de la durée d'impulsion de décharge

Il apparaît clairement que la quantité de charge transférée et le niveau de courant de décharge ne jouent pas de rôle essentiel sur l'accès à l'extinction définitive de la décharge. Reste à considérer le niveau de tension qui intervient lors de l'ouverture. Nous faisons en effet appel aux seuls condensateurs principaux d'alimentation de la décharge (nous ne faisons pas de test en tension) qui présentent la particularité de stocker l'énergie sous basse ou moyenne tension (moins de 6kV). Les tensions de charge des condensateurs au cours des essais précédents étaient de l'ordre de 500V et la surtension à l'ouverture compris entre -80 et -300V, tableau(IV-2).

Durée d'impulsion (μs)	1,1	2	10	86	820
\hat{I} maximum (A)	400	400	240	9000	14000
U Tension à zéro du courant	-84	-130	-315	-500	-300

Tableau IV-2 Courant et Tension à l'ouverture en fonction de la durée de décharge

Nous avons donc repris les essais sur les limites d'accès à l'extinction définitive de la décharge, selon un protocole expérimental différent. Nous déterminons toujours le courant maximal admissible autorisant l'extinction définitive de la décharge, la vitesse de décroissance du courant à l'extinction $[dI/dt]_{I=0}$, surtension lors de l'extinction, pour différentes caractéristiques du circuit de décharge, en conservant la même période d'oscillation. Pour un même courant de décharge, la tension mise en jeu dans le circuit électrique est dans chaque cas différente.

Nous utilisons des électrodes de type « A » ($\phi=40\text{mm}$) pour une pression de l'air résiduel de 2Pa. La période d'oscillation est de $87\mu\text{s}$ et la distance inter électrodes de 5,3mm.

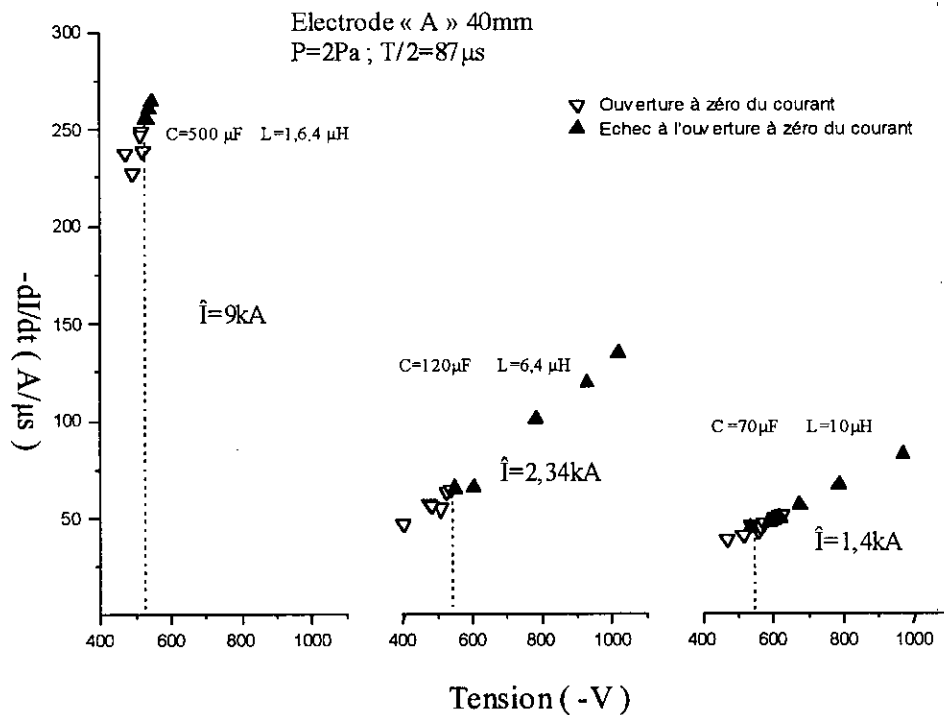


Figure IV-19 Variation de dI/dt à l'ouverture en fonction de la surtension apparaissant lors de l'extinction de la décharge. Electrode type « A »

Nous constatons que la vitesse de décroissance du courant n'intervient pas comme repère des limites d'accès à l'ouverture alors que le niveau de la surtension à l'extinction est dans le cas limite recherché invariant et égal à -520V , figure(IV-19).

Nous retrouvons le même résultat avec les électrodes plus grandes de type « C » ($\phi=70\text{mm}$) à la pression de 1Pa , figure(IV-20).

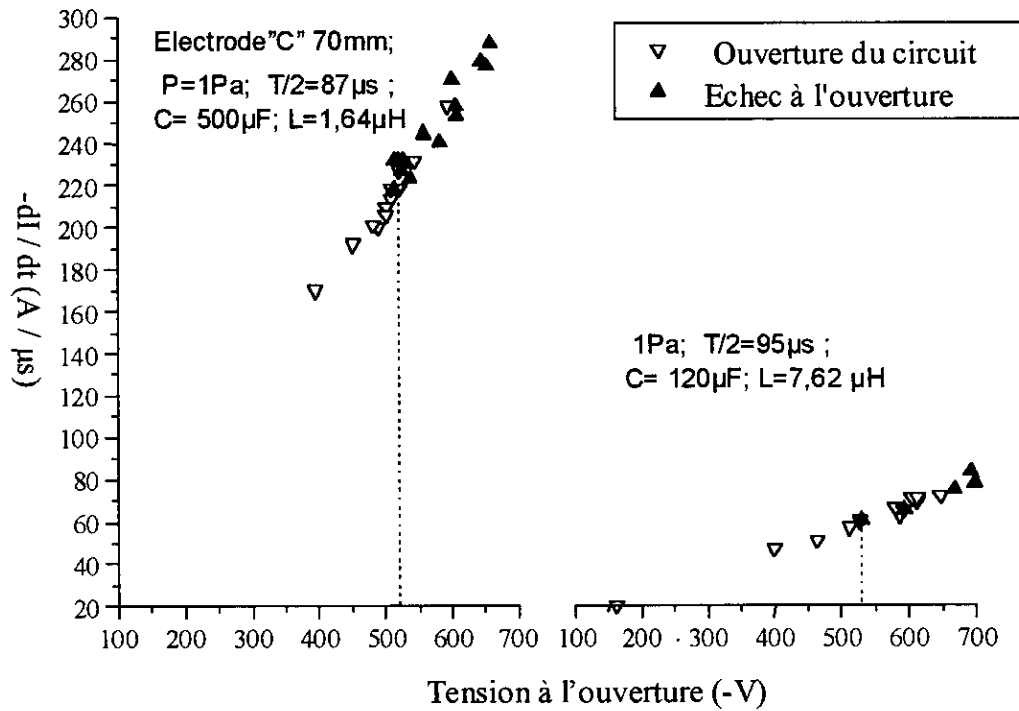


Figure IV-20 Variation de dI/dt à l'ouverture en fonction de la surtension apparaissant lors de l'extinction de la décharge (Electrode type « C »)

Avec une période d'oscillation plus grande $460\mu\text{s}$, (durée de la décharge $230\mu\text{s}$) et des électrodes de type « A » nous retrouvons toujours une tension de -520V comme limite d'accès à l'ouverture, figure(IV-21).

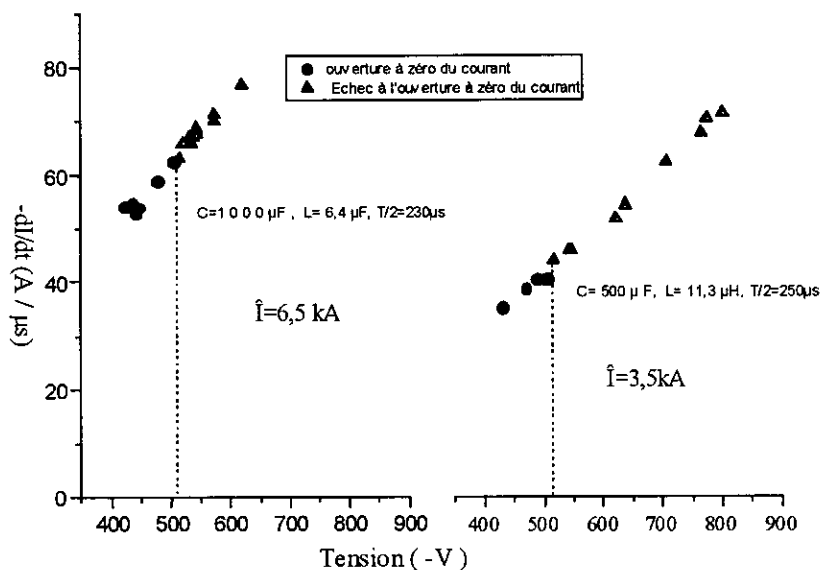


Figure IV-21 Variation de dI/dt à l'ouverture en fonction de la surtension apparaissant lors de l'extinction de la décharge ($T/2=230\mu s$)

E. ANALYSE :

Le niveau de surtension attaché à l'extinction de la décharge est manifestement un indice prémonitoire fiable de la qualité du recouvrement diélectrique dans son ensemble. Selon le modèle de Child et Langmuir la surtension à l'extinction est attachée au mouvement relatif des ions qui pénètrent dans la gaine par rapport au mouvement inverse de la surface frontière, la gaine plasma. Son amplitude est tributaire de la vitesse et de la densité des ions.

Un même seuil de surtension (-520V) pour deux configurations d'électrodes différentes à deux durées distinctes, ou encore des vitesses de décroissance variant dans un rapport 4, pose question sur la distribution de la densité des ions ou, plus globalement, sur le développement de la décharge.

Les singularités géométriques des électrodes doivent jouer ici un rôle essentiel! Dans cette zone centrale, où arêtes et parois des trous d'accès aux cavités des électrodes restent actifs tout au long de la décharge (nous le montrerons lors de nos observations avec une caméra CCD), les densités de charges résiduelles à l'ouverture doivent donc rester sensiblement les mêmes dans tous les cas de figure.

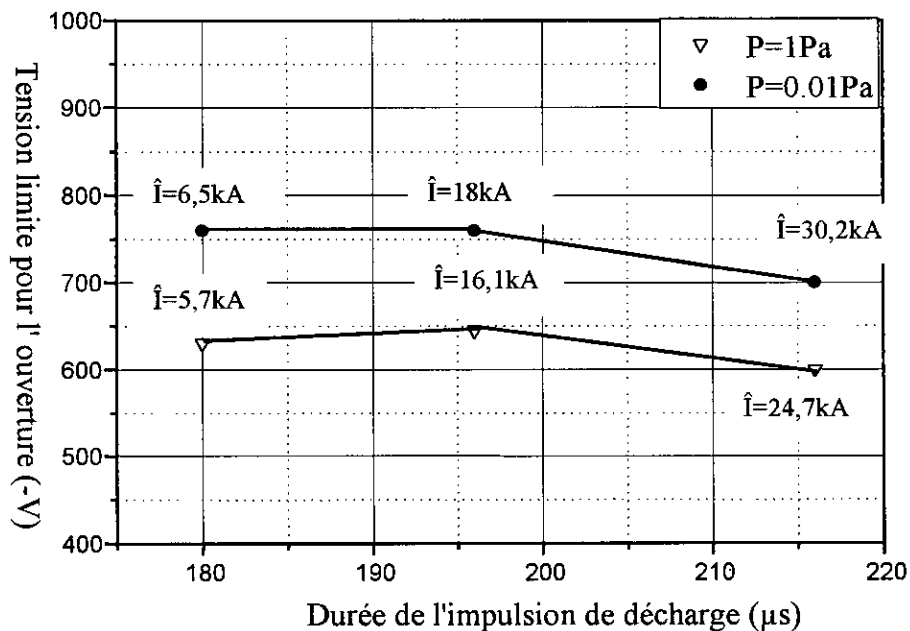
Pour accroître le niveau de courant de décharge, nous avons réalisé une autre série d'essais au cours desquels nous avons augmenté l'amortissement du circuit de décharge en ajoutant des résistances.

Les essais ont été effectués avec des électrodes de type « C » ($\phi=70\text{mm}$) et trois résistances différentes ont été utilisées, Tableau(IV-3) :

Durée d'impulsion (μs)	Tension inverse résiduelle des condensateurs /Tension initiale %	Résistance du circuit ($\text{m}\Omega$)
180	23	44
193/196	13,7	55
216	6,5	68

**Tableau IV-3 Caractéristiques du circuit pour différentes résistances ($L=3,4\mu\text{H}$ -
 $C=1000\mu\text{F}$)**

Nous retrouvons la quasi invariance du niveau de cette surtension seuil, figure(IV-22) et tableau(IV-4). Ce niveau de -600V ici est légèrement différent de celui relevé dans nos essais précédant -520V . Nous pensons que le relevé de la pression n'a pas été identique dans ces deux séries d'essais.



**Figure IV-22 Tension limite pour l'ouverture en fonction de la durée de la décharge
($L=3,4\mu\text{H}$, $C=1000\mu\text{F}$)**

Durée d'impulsion (μ s)	Î crête (kA)		Charge transférée (C)	
	1Pa	0,01Pa	1Pa	0,01Pa
180	5,7	6,5	0,62	0,70
193	16,1	18	1,8	2
216	24,7	30,2	2,9	3,51

Tableau IV-4 Courant crête et charge transférée limite pour l'ouverture pour différentes pressions en fonction de la durée de l'impulsion de décharge

On peut penser, qu'au delà d'un certain seuil de pression du plasma présent dans les zones sensibles (trous d'accès aux cavités), la décharge s'étale dans l'espace inter électrodes proportionnellement au niveau du courant mis en jeu. Autrement dit, pour de longues durées de décharges, l'extension des sites émissifs sur la cathode, ou encore l'aire qu'ils balayent, est tributaire du niveau de courant mis en jeu. Nous reviendrons plus loin sur ce point.

Les mêmes essais réalisés à une pression de l'air résiduel inférieure à 0,01Pa, montrent un accroissement de notre surtension seuil de référence, figure(IV-22). Nous nous éloignons ainsi du minimum de Paschen. La densité du gaz résiduel est trop réduite et son potentiel d'ionisation trop élevé par rapport à ceux particules métalliques pour qu'il puisse jouer un rôle important dans la décharge. Toutefois quelques remarques importantes s'imposent :

- La tension seuil révélatrice de la rupture diélectrique décroît légèrement pour les courants élevés : 700V à la place de 750V.
- La dérivée du courant de décharge à l'ouverture est invariante pour les durées de décharge considérées, figure(IV-23).

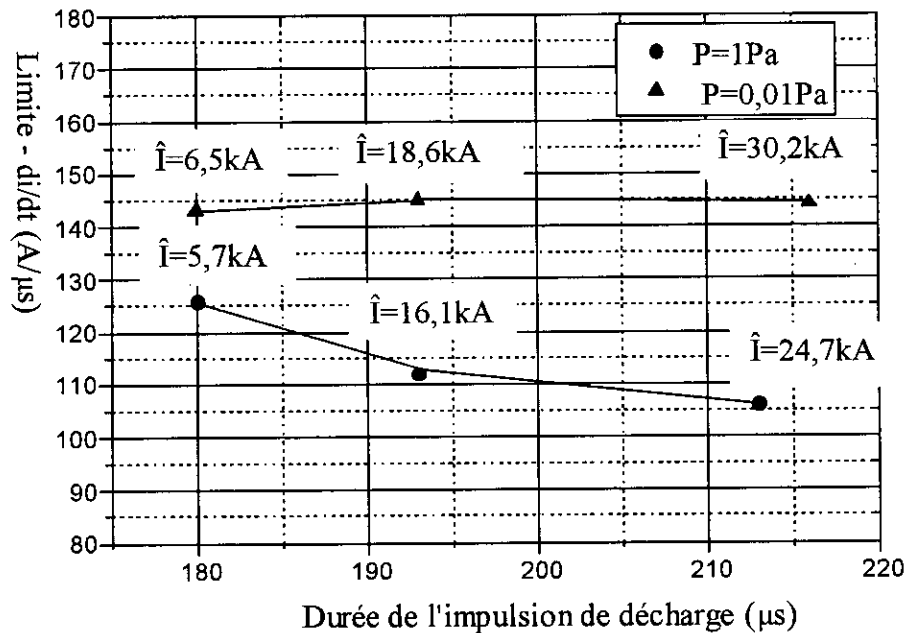


Figure IV-23 di/dt en fonction de la durée de décharge

Le niveau de la dérivée du courant à l'ouverture est un repère indicatif grossier de la densité des charges présentes dans l'espace inter-électrodes lors de l'extinction de la décharge. Compte tenu de la vitesse et de la diffusion des ions, à différentes valeurs de la dérivée de courant vont correspondre différentes distributions et niveaux de densités des ions. Pour donner cohérence à nos hypothèses, nous devons supposer que la disruption n'est pas tributaire des seuls ions présents au zéro du courant, mais plutôt de la présence conjointe des ions et des atomes neutres du gaz résiduel. Les chocs entre ions et atomes métalliques avec les atomes du gaz résiduel dans la gaine peuvent contribuer à un processus de claquage par avalanche.

Ainsi à basse pression statique (0,01Pa) seuls les ions métalliques vont intervenir dans le recouvrement diélectrique ayant lieu dans les zones sensibles des régions centrales de l'anode (di/dt et surtension invariants).

A plus haute pression, ces zones sensibles seront sujettes à un recouvrement diélectrique où la densité d'ions, et donc di/dt, devront être réduits compte tenu des chocs ionisants perturbateurs avec les particules neutres du gaz résiduel.

1. SURTENSION A L'OUVERTURE :

La surtension, qui apparaît lors de l'extinction de la décharge, présente les particularités d'apparaître dans tous les cas 120 à 130ns après le passage du courant par zéro, et de

présenter une pente de la tension seuil de référence au recouvrement diélectrique utilisée jusqu'ici supérieure à $4\text{kV}/\mu\text{s}$ pour les pressions du gaz résiduel de 1Pa , et de $6\text{kV}/\mu\text{s}$ pour une pression de $0,01\text{Pa}$. L'effet de dV/dt (vitesse de rétablissement de la tension) est déjà connu dans les disjoncteurs sous vide. Yanabu note en effet une augmentation linéaire du courant post arc avec dV/dt , pour un courant fixe de décharge de 5kA et dI/dt fixe à $11\text{A}/\mu\text{s}$. Il attribue cette augmentation à l'accroissement de la vitesse de la gaine ionique [62]. Une apparition aux bornes du disjoncteur d'une tension même faible (tension résiduelle des condensateurs) en présence d'un fort courant post arc (qui peut atteindre 20A pour un courant principal de décharge de 20kA) peut entraîner un échec à l'ouverture.

Nous n'avons pas relevé de valeur limite de dI/dt pour une extinction définitive de la décharge dans nos essais. Toutefois, certains auteurs [62], [63] lient les qualités de recouvrement diélectrique à la vitesse de décroissance du courant dI/dt et dV/dt (recouvrement diélectrique réussi). Nous adhérons à l'hypothèse de Glinkowski [64] : dI/dt au passage du courant par zéro n'est pas le seul critère d'échec à l'ouverture mais un fort dI/dt ($>1000\text{A}/\mu\text{s}$) peut précipiter la réactivation de la décharge.

F. DETERMINATION DE LA ZONE DE CLAQUAGE :

Pour préciser la zone sensible sujette au claquage diélectrique au cours de la phase de recouvrement diélectrique, on utilise des caméras rapides. Une de type HAMAMATSU qui permet des temps d'exposition de 5ns et une deuxième de type FLASHCAM avec un temps d'exposition de $1\mu\text{s}$. Les deux caméras sont disposées à 90° l'une de l'autre. L'une dirigée dans l'axe horizontal (HAMAMATSU), permet d'observer tout l'espace inter-électrodes, et l'autre (FLASHCAM), légèrement inclinée autorise l'observation de la surface anodique. Un générateur d'impulsion permet de régler l'instant de déclenchement des deux caméras en fonction du déclenchement de la décharge principale du Pseudospark. Les caméras sont munies d'une sortie de retour qui permet d'apprécier leur synchronisation avec le courant de décharge. Les images sont stockées sur le disque dur de l'ordinateur pour un traitement numérique ultérieur. La figure(IV-24) représente le schéma général du système de mesure.

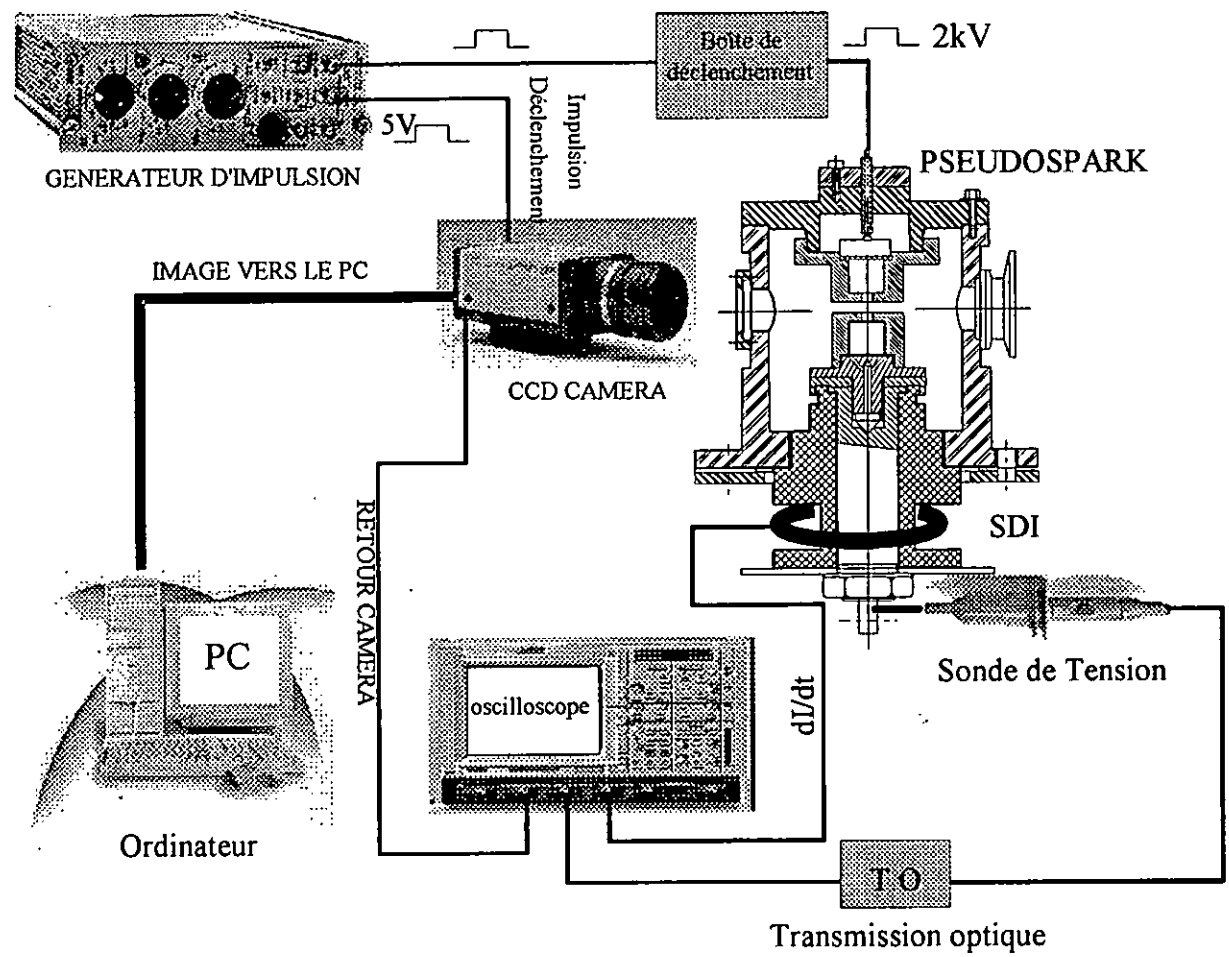


Figure IV-24 Schéma général du système de mesure optique

On se fixe une porte d'observation autour du passage du courant par zéro, figure(IV-25).

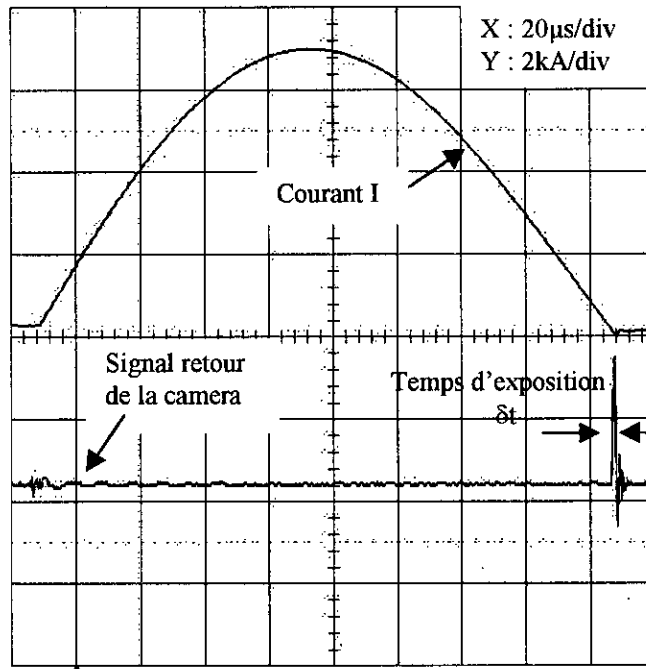


Figure IV-25 Courant et signal de retour de la caméra (δt temps d'ouverture de l'obturateur)

Lors d'un échec, on constate une luminosité plus importante au niveau des arrêtes du trous de l'anode ; c'est le lieu de plus grande activité. Les figures(IV-26,27) représentent les images prises simultanément lors d'un échec. La durée de la décharge est de 220 μ s et la pression initiale de 1Pa. La distance inter-électrodes est de 5mm. Les images ont été reconverties en fausses couleurs, le rouge correspond aux zones sensibles (maximum de luminosité).

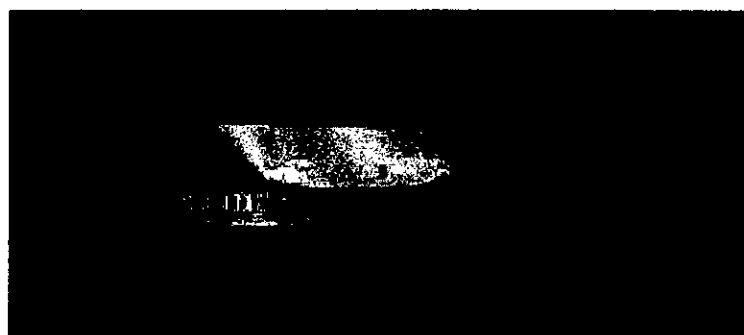


Figure IV-26 Image en perspective de la surface de l'anode (Trou anodique) lors d'un échec, le temps d'ouverture de la camera (FLASHCAM) est de $1\mu\text{s}$.

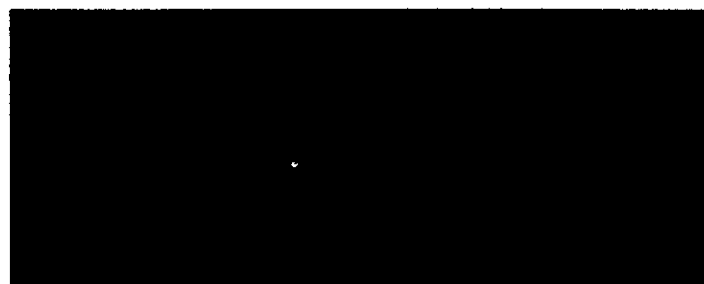


Figure IV-27 Image de l'espace inter- électrodes (5mm) lors d'un échec, le temps d'ouverture de la camera (HAMAMATSU) est de 50ns

Les photos, prises avec des décharges oscillantes de $87\mu\text{s}$ toujours au niveau du passage du courant par zéro, révèlent la même zone sensible de départ de claquage : l'arête du trou d'accès à la cavité anodique (en fait devenu cathode au moment du claquage). Dans cette zone, nous avons en effet une forte amplification du champ électrique, susceptible de favoriser, dans un environnement chargé, une émission électronique perturbatrice, [69].

G. DECHARGE DE $820\mu\text{s}$

Dans la gamme de durée des décharges considérées, le niveau de courant et de charge transférée n'ont aucune incidence sur le niveau de cette surtension seuil (-520 à -600V) révélatrice d'un claquage lors du recouvrement diélectrique. Nous avons cherché à confirmer cette invariance de la surtension seuil pour des durées de décharges bien plus longues, par exemple $820\mu\text{s}$ ($C=12\text{mF}$, $L=5,8\mu\text{H}$).

Nous avons constaté que pour une pression de l'air résiduel de 1Pa, cette surtension seuil n'était plus que de -280V, l'amplitude du courant de décharge étant alors de 14kA (charge

transférée 7C). Compte tenu de la charge transférée et de la surface limitée des électrodes, le plasma interélectrodes au cours de la conduction va gagner en densité et en volume. Nous allons retrouver au moment de l'ouverture, le reliquat de cet excédent d'activité, au niveau de la zone sensible de l'anode, sur la tension seuil de référence.

H. GRILLE SUR L'ANODE :

Nous avons pensé qu'il était possible de neutraliser cette zone sensible en recouvrant l'anode d'une grille en cuivre. Sans éliminer totalement le pouvoir amplificateur du champ électrique au niveau de chaque fil de cuivre de faible diamètre, on réalise une répartition régulière du champ électrique sur toute la surface de l'électrode.

On utilise une grille dont les fils de cuivre ont un diamètre de 4/10mm et qui présente un espace vide carré de 1mm de côté. Cet espace vide représente 51% de la surface plane totale. La figure(IV-28) représente une coupe de la grille. Il est clair, que par cet artifice, on accroît sensiblement la surface exposée à l'espace inter électrode. Un calcul rapide, montre que la surface des fils exposés est de 2 fois plus grande que celle de la surface plane sous-jacente. Autrement dit, en dehors du trou anodique, la surface totale exposée à l'espace inter électrode, a été multipliée par 3 environ.

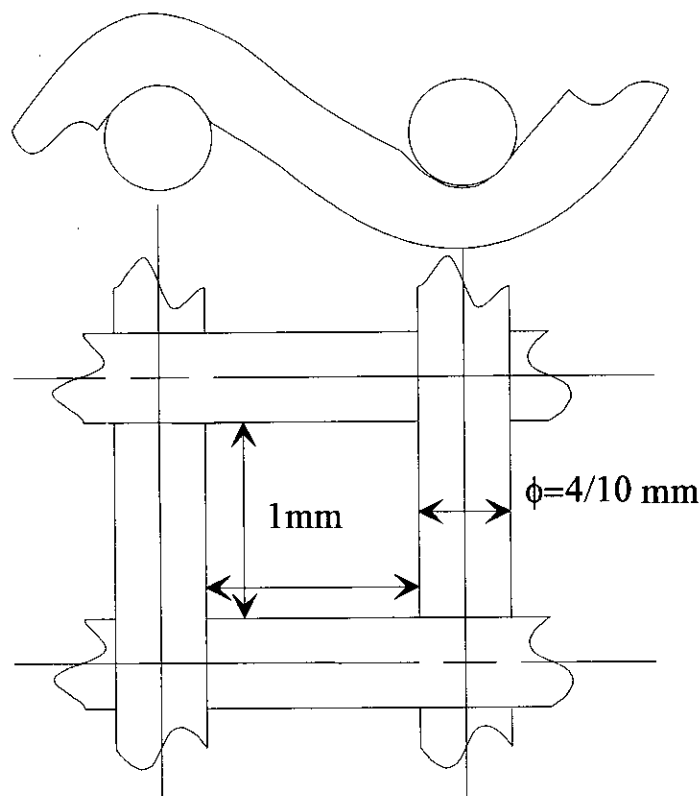


Figure IV-28 Coupe d'une grille

La grille est maintenue sur l'anode, à l'aide d'un anneau de cuivre extérieur, figures(IV-30).

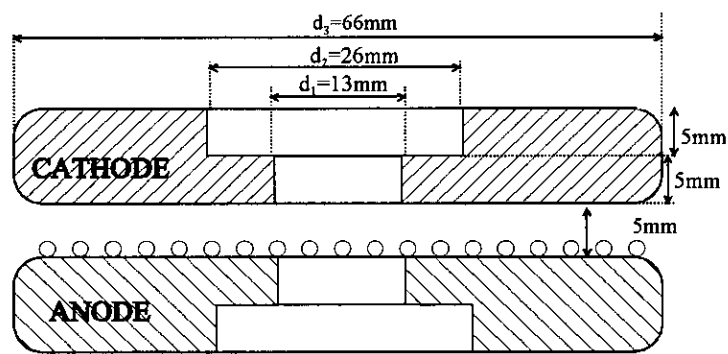


Figure IV-29 Schéma des électrodes type « B » _ Anode munie d'une grille

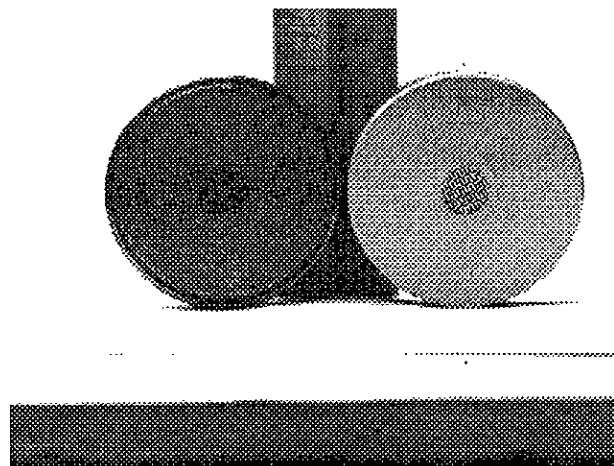


Figure IV-30 Photo des électrodes type « B » _ Anode munie d'une grille

En reprenant les essais avec des impulsions de décharge de $87\mu\text{s}$ cette structure autorise un accroissement de l'amplitude de la surtension seuil de référence de 31% (-680V à la place de -520V). Avec les caractéristiques du circuit électrique considéré ($L=1,64\mu\text{H}$, $C=500\mu\text{F}$) le courant de décharge correspondant a augmenté de 78% (16kA à la place de 9kA).

	Impulsion de décharge (μs)	dI/dt au zéro courant ($\text{A} / \mu\text{s}$)	\hat{I} (courant crête) kA	Tension inverse à l'ouverture (V)
Sans la grille (anode)	87	-260	9	-520
	820	-42	14	-280
Avec grille (anode)	87	-410	16	-680
	820	-68	24	-500

Tableau IV-5 Performances obtenue sur les différentes valeurs physiques de références avec la grille. Electrode diamètre $\varnothing = 66\text{mm}$, $P=1\text{Pa}$

On peut encore souligner la forte perte de sensibilité de la zone anodique centrale au champ électrique, en notant, toujours dans la même série d'essais et pour un courant de 9kA une surtension lors de l'extinction de la décharge de -400V , à la place de la valeur seuil de -520V relevée dans les mêmes conditions avec une anode dépourvue de grille.

Si nous reprenons ces essais avec des durées de décharge de $820\mu\text{s}$, nous retrouvons ce même type d'évolution. La surtension seuil passe de -280V à -500V pour une anode dotée d'une grille alors que le courant de décharge correspondant passe de 14kA à 24kA , tableau(IV-5).

En résumé les rapports multiplicatifs dus à la présence de la grille sur l'anode et afférents aux grandeurs physiques considérées sont représentés dans le tableau(IV-6).

Période	Courant $\cdot \alpha$	$dI/dt \cdot \alpha$	Surtension seuil $\cdot \alpha$
$87\mu\text{s}$	1,78	1,58	1,31
$820\mu\text{s}$	1,71	1,62	1,78

Tableau IV-6 Rapports multiplicatifs α pour les grandeurs physiques de références

Remarque :

Si pour une durée de décharge donnée on attribue à dI/dt à l'ouverture un rôle indicateur de la densité d'ions présents dans l'espace inter-électrodes⁷, la différence entre les rapports liés à dI/dt et à la surtension seuil (pour les impulsions de $87\mu\text{s}$) souligne un étalement de la décharge au voisinage de l'anode plus réduit dans le cas d'une anode avec grille.

⁷ [6][21][9] notent que le courant ionique est proportionnel à dI/dt

Pour des décharges de longue durée, il y a tout lieu de penser que l'ensemble de l'espace inter-électrode est plus intensément sollicité ; les deux rapports multiplicatifs sont très proches.

Nous avons vu que la surface de l'anode exposée à l'espace inter-électrode était multipliée par un facteur de 3 lorsqu'elle était recouverte d'une grille. Un rapprochement de ce facteur avec le gain en courant conséquent, toujours pour le seuil autorisé pour l'extinction définitive de la décharge, montre que le lien est réalisé par la relation $I_{seuil} = k \times \sqrt{S}$. Autrement dit le courant admissible varie comme la racine carrée de la surface anodique exposée à l'espace inter-électrode.

La présence d'une grille sur l'anode a pour effet immédiat de délocaliser la zone sensible exposée au claquage, [69]. L'observation des électrodes au démontage nous montre des traces d'érosion du claquage sur l'anneau de maintien de la grille et dans l'enceinte sur les parois en vis à vis, signe d'une forte concentration des lignes d'écoulement de charges, figure(IV-31). (durée de l'impulsion 820 μ s - niveau de courant 27kA).

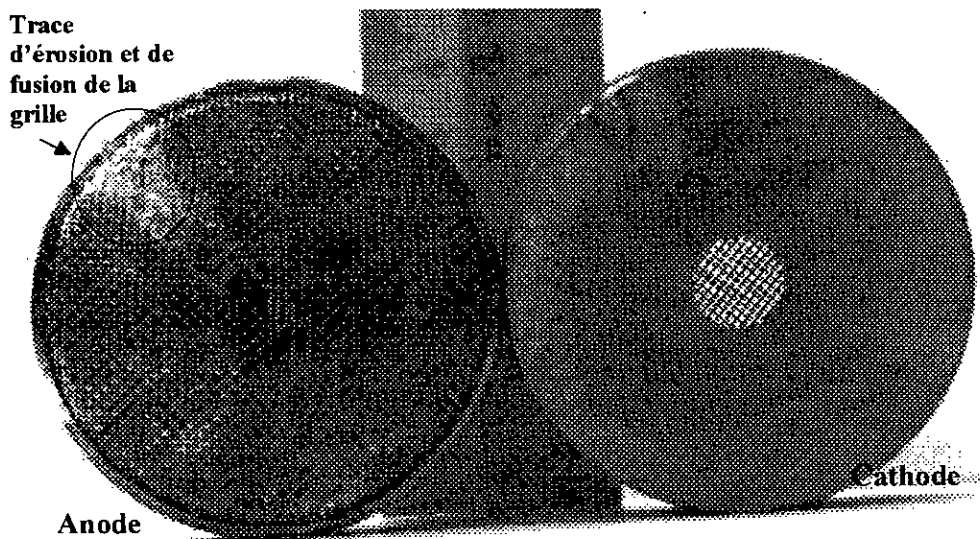


Figure IV-31 Photo des électrodes après un échec survenu à la suite d'un passage de courant de 27kA

1. INFLUENCE DE LA PRESSION, ESSAIS A 0,01Pa

Nous avons déjà vu qu'à plus basse pression, l'air résiduel n'intervenait plus dans la décharge, et qu'ainsi la surtension seuil délimitant la frontière d'apparition du claquage

croissait. Nous trouvons ici, avec cette même anode dotée de grille que ci-dessus, les résultats suivants, tableau(IV-7)

Pression	Période	$[dI/dt]_{=0}$ (A/ μ s)	\hat{I} (kA)	Charge transférée (C)	V surtension seuil
1Pa	820 μ s	-68	24	10,79	-500
0,01Pa	820 μ s	-68	25,5	11,97	-652
	8ms	-1,28	3,4	13,59	-650

Tableau IV-7 Caractéristiques des grandeurs physiques de référence avec la grille.

Electrode diamètre $\varnothing = 66\text{mm}$, $P=0,01\text{Pa}$

Ici aussi est confirmé le rôle néfaste de l'air résiduel sur le recouvrement diélectrique, (niveau de surtension plus bas) et la constance de la surtension seuil, pour deux durées de décharge très différentes, 820 μ s et 8ms.

I. ELECTRODES EN CUIVRE CHROME :

Compte tenu que la décharge met en jeu un plasma issu des seules électrodes, la nature du matériaux utilisé pour leur réalisation va jouer un rôle déterminant sur son développement et ses caractéristiques électriques, ou encore les qualités du recouvrement diélectrique conséquent.

Nous n'avons considéré jusqu'ici que des électrodes en cuivre, matériau qui présente une température de fusion (1356K) pas très élevée. Un matériau réfractaire, par contre, est à même de supporter des spots cathodiques plus chauds et donc, à priori, plus émissifs en électrons.

La situation est en fait plus complexe. Le courant d'ions émis par les spots cathodiques est indépendant du matériau utilisé ; il est de l'ordre de 8 à 10% du courant de décharge[46]. Le seul écart provient du degré d'ionisation du jet cathodique. De 30 à 50% pour le cuivre, l'aluminium et l'argent, il passe à 70-90% pour le carbone, le molybdène et le tungstène, figure(IV-32) [46].

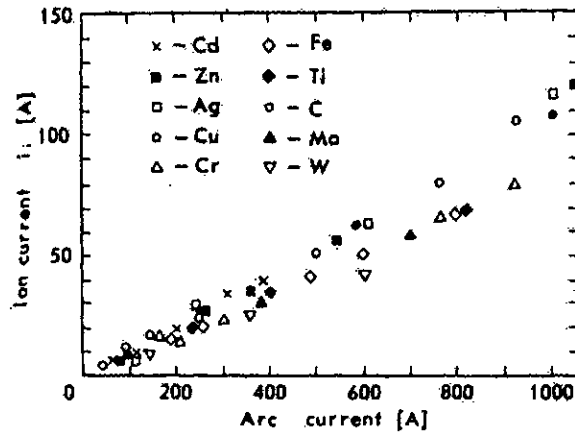


Figure IV-32 Courant ionique en fonction du courant d'arc pour différents matériaux

Avec les réfractaires c'est donc la quantité de matière mise en jeu par la décharge qui est réduite. Toutefois, la diffusion des sites émissifs sur la cathode est plus réduite et au final, en quelques points de l'anode, la température consécutive aux chocs des particules incidentes devient telle que des sites émissifs apparaissent dès l'extinction de la décharge au passage du courant par zéro.

Les matériaux frittés (CuCr) présentent via le chrome (température de fusion 2130K) un caractère réfractaire intermédiaire favorable à l'amélioration des caractéristiques du recouvrement diélectrique (la résistivité électrique est proche de celle du cuivre $1,69 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$). Ils sont d'ailleurs couramment utilisés pour la réalisation des disjoncteurs sous vide [65]. On note en effet qu'au delà d'un certain niveau de courant de décharge, le courant post décharge pourrait être considérablement réduit avec une composition de fritté Cu 75% Cr 25%, figure(IV-33).

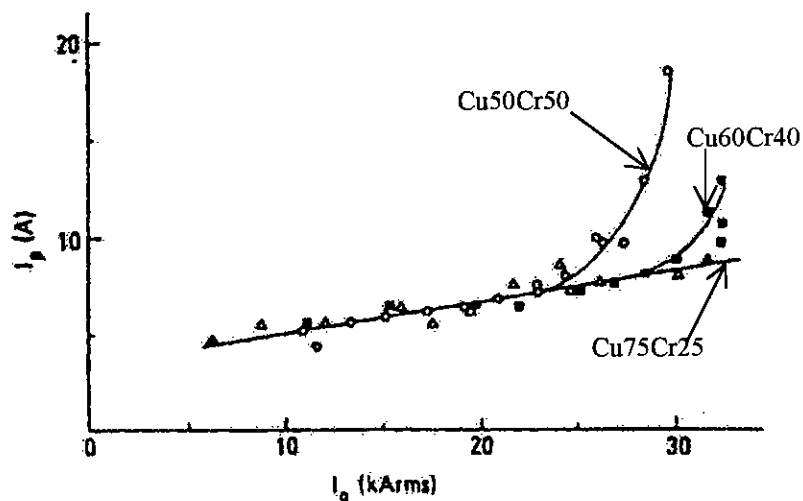


Figure IV-33 Courant post arc en fonction du courant crête de décharge dans le vide
($dI/dt=17A/\mu s$, $dv/dt=15kV/\mu s$, $f=50Hz$) [66]

Autrement dit la densité d'ions mise en jeu dans la gaine anodique (ex anode à l'extinction de la décharge) est fortement réduite. Le développement de la gaine est ainsi favorisé et le niveau de tension de rétablissement possible amplifié. La faible quantité de matière impliquée lors de la décharge avec des électrodes CuCr peut être mis en évidence en comparant les profils d'électrodes mettant en jeu deux matériaux différents, cuivre (OFHC) et le cuivre chrome.

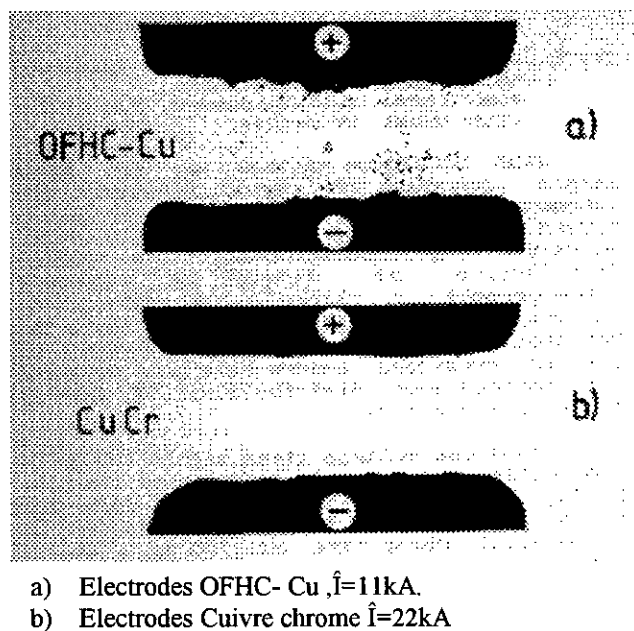


Figure IV-34 Profils des électrodes 500 μs après le passage du courant par zéro[55]

Pour un courant deux fois supérieur à celui du Cuivre (OFHC), l'anode en cuivre chrome reste intacte, figure(IV-34) [55].

Nous avons repris les essais précédents relatifs à la surtension seuil (repère du claquage lors du recouvrement diélectrique) avec des électrodes Cu75Cr25. Les durées de décharge considérées sont de 180 μ s (C=1000 μ F, L=3,4 μ H, R=44m Ω) et 720 μ s (C=12000 μ F, L=3,88 μ H, R=12,8m Ω) et la pression de l'air résiduel est de 0,01Pa.

Matériaux	Durée	\dot{I}	$[di/dt]_{=0}$	Surtension seuil
Cuivre (Cu)	180 μ s	6,5kA	-148 A/ μ s	-755V
Cuivre chrome (Cu75Cr25)	182 μ s	6,5kA	-105 A/ μ s	-507V
		19,5kA	-300 A/ μ s	-1420V
Cuivre chrome (Cu75Cr25)	720 μ s	27kA	-83 A/ μ s	-612V
Cuivre anode avec grille	820 μ s	25,5kA	-68 A/ μ s	-652V

Tableau IV-8 Caractéristiques des grandeurs physiques de références en fonction du matériau utilisé, Electrode type « C » ($\phi=70$ mm)

Pour les durées de décharge de 180 μ s, le passage du cuivre au cuivre chrome apporte un gain de 1,9 sur le niveau de la surtension seuil de référence, et un facteur 3 sur le courant, tableau(IV-8), signe évident de la mise en jeu d'une densité d'ions beaucoup plus faible dans le recouvrement diélectrique dans ce dernier cas. Soulignons cette amélioration en notant qu'à courant égal 6,5kA la surtension avec les électrodes en cuivre chrome n'est plus que de -507V à la place de -755V, valeur relevée avec des électrodes en cuivre.

Pour de plus longues durées de décharge, nous obtenons avec des électrodes cuivre chrome des résultats comparables à ceux obtenus avec les électrodes en cuivre, mais dont l'anode a été préalablement recouverte d'une grille en cuivre (précédent paragraphe).

Cet écart important des résultats obtenus avec deux matériaux différents cuivre et cuivre chrome peut être la traduction d'un écart important de la quantité de matière injecté dans l'espace inter électrodes. Mais il peut être aussi le reflet d'un déplacement de la zone de disruption, consécutif à un développement bien différent de la décharge dans chacun des deux cas.

Nous allons donc porter notre attention sur le reliquat d'activité de la décharge au passage du courant par zéro, dans la zone sensible du trou anodique, via l'émission lumineuse locale.

1. ETUDE DE L'EMISSION LUMINEUSE AU PASSAGE DU COURANT PAR ZERO

Nous considérons ici des durées de décharge voisines de $180\mu\text{s}$ et $220\mu\text{s}$, et photographions de profil l'espace inter électrodes au zéro de courant sur une fenêtre temporelle de $1\mu\text{s}$, pour des électrodes en cuivre type « A » ($\phi 40\text{mm}$) et en cuivre chrome de type « C » ($\phi 70\text{mm}$) à une pression du gaz résiduel de $0,01\text{Pa}$.

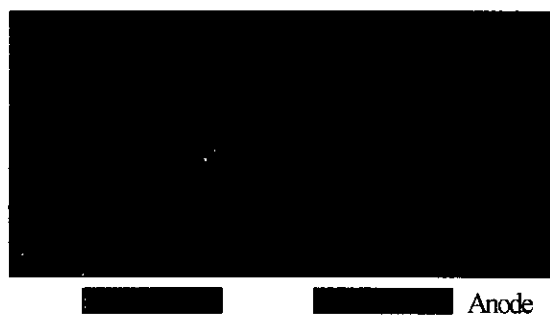


Figure IV-35 Photographie de l'espace inter-électrodes au passage du courant par zéro.
Electrode en cuivre type « A » $\hat{I}=4,32\text{kA}$, Surtension $V=-408\text{V}$, Ouverture diaphragme de la caméra=8 Durée de décharge $T/2=220\mu\text{s}$

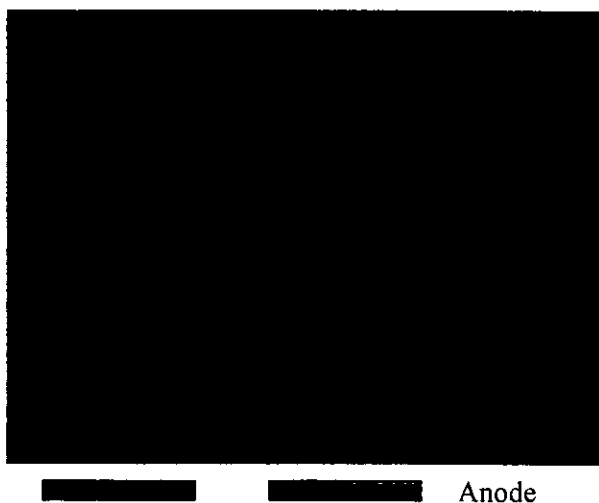


Figure IV-36 Photographie de l'espace inter-électrodes au passage du courant par zéro.
Electrode en cuivre chrome type « C », $\hat{I}=11,56\text{kA}$, Surtension $V=-876\text{V}$, $T/2=180\mu\text{s}$.
Ouverture du diaphragme de la caméra=1,2 (sur l'image l'intensité lumineuse a été divisée par 8)

Il apparaît clairement, qu'avec les électrodes en cuivre chrome, figure(IV-36), l'espace inter électrodes présente une très faible activité comparée à la situation où les électrodes sont en cuivre, figure(IV-35). L'intensité de l'émission lumineuse est beaucoup plus faible, malgré le niveau de courant de décharge plus important (11,56kA à la place de 4,3kA) et la durée plus courte (180 μ s à la place de 220 μ s).

Lorsque nous reproduisons pour le cuivre chrome le profil de l'intensité lumineuse, pris sur une ligne à la surface de l'anode, pour différents courants de décharge (toujours d'une durée de 180 μ s). Nous constatons, sur trois décharges simultanées, la présence d'un pic lumineux pour les faibles courants (8,2kA), figure(IV-37), apparemment attaché à l'arête du trou d'accès à la cavité ou dans son très proche voisinage, sans toutefois un effet de mémoire lié à une aspérité ou une trace de fusion.

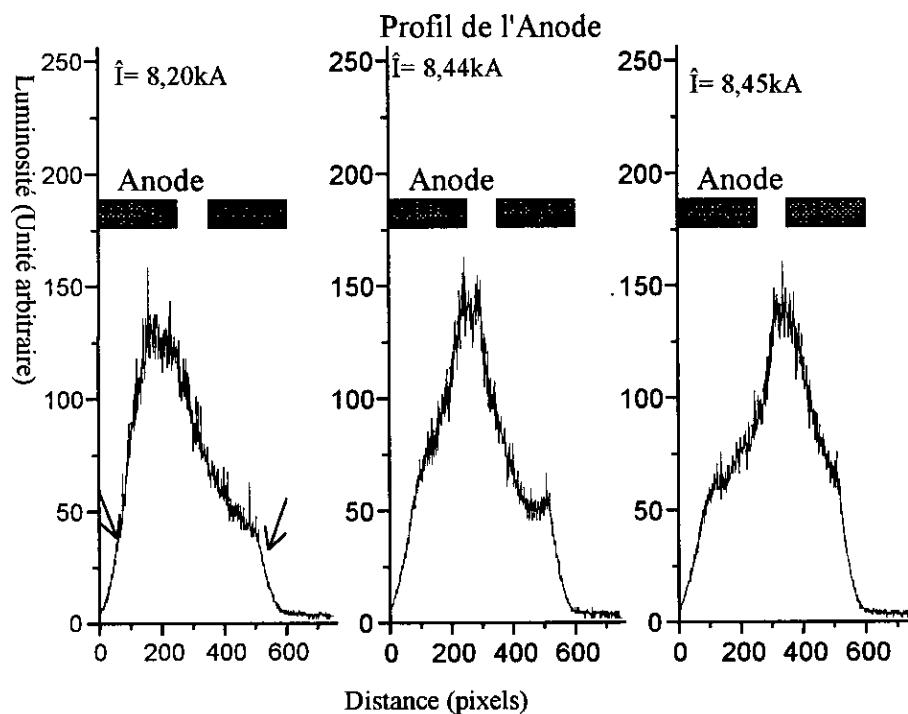


Figure IV-37 Profil de l'anode au passage du courant par zéro pour un courant crête de $\hat{I}=8\text{kA}$, $P=0,01\text{Pa}$, $\Delta t=1\mu\text{s}$

Pour les courants plus élevés, la tâche lumineuse s'étale de manière relativement homogène sans gagner souvent en intensité, figure(IV-38) (les pentes latérales des courbes sont dues aux reflets des bords de la fenêtre d'observation. Les chutes ne sont donc pas verticales).

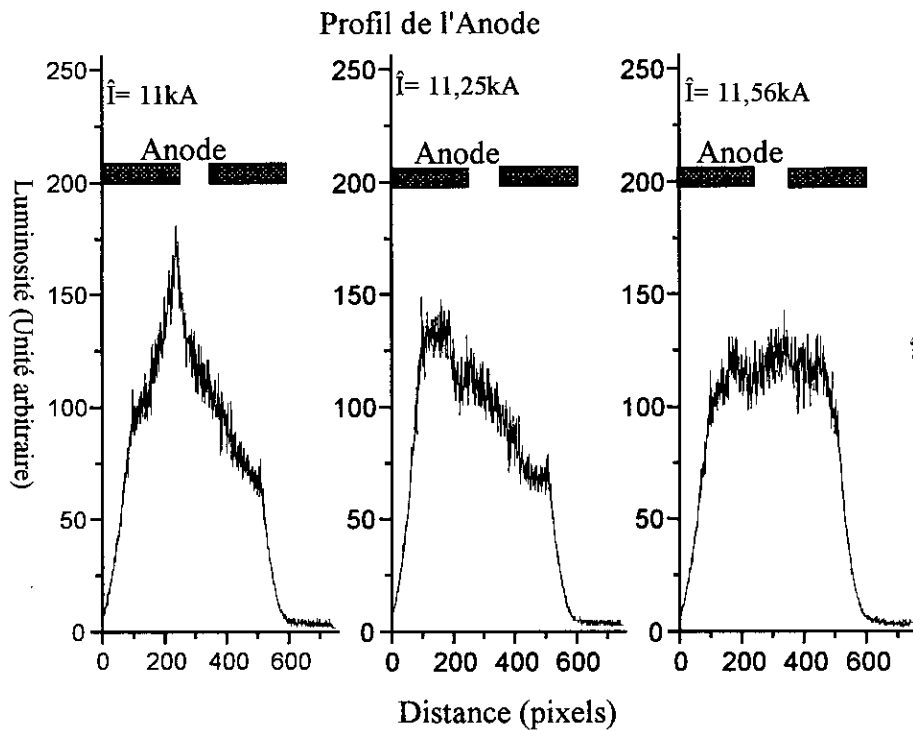


Figure IV-38 Profil de l'anode au passage du courant par zéro pour un courant crête de $\hat{I}=11\text{kA}$, $P=0,01\text{Pa}$, $\Delta t=1\mu\text{s}$

Pour le courant correspondant dans cette configuration au seuil de transition où apparaît le claquage, le niveau d'intensité autour du trou anodique augmente, mais le caractère diffus autour du trou anodique persiste, figure(IV-39).

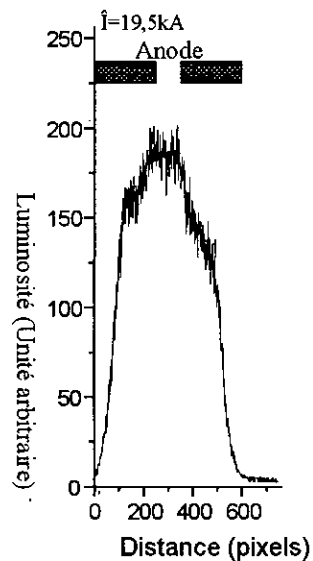


Figure IV-39 Profil de l'anode au passage du courant par zéro pour un courant crête de $\hat{I}=19,5\text{kA}$, $P=0,01\text{Pa}$, $\Delta t=1\mu\text{s}$ (Echec à l'ouverture)

Un profil lumineux réalisé sur une ligne perpendiculaire aux électrodes, au maximum de l'intensité lumineuse et au zéro du courant montre bien, en ce point, une plus grande activité à la surface de l'anode, figure(IV-40). Il est clair qu'au niveau de la cathode l'émission de charges est, à ce stade de la décharge, quasi nulle. Persistent seuls les impacts des ions sur l'anode, et le plasma résiduel, nous l'avons vu, est relativement étalé à la surface de l'anode.

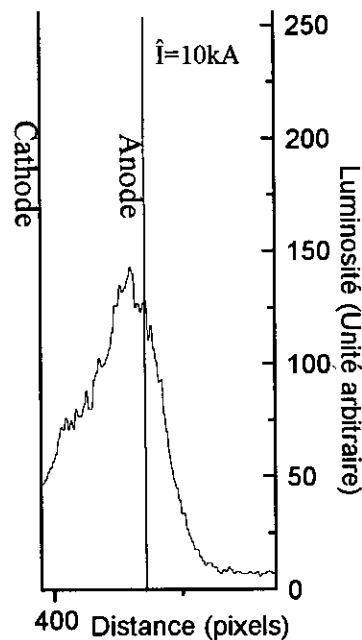


Figure IV-40 Profil de l'espace inter-électrodes au niveau d'un point de maximum d'intensité lumineuse au passage du courant par zéro.

Les photos des électrodes, après une campagne d'essais, nous montrent qu'à intensité égale, l'anode en cuivre chrome présente une érosion ayant la forme de dendrites avec des parties radiales vives, figure(IV-41), alors que les électrodes en cuivre se signalent par des coulures de métal en fusion, signe d'une très intense activité de spots anodiques, figure(IV-42).

La cathode en cuivre chrome par contre ne présente aucune singularité par rapport à la cathode en cuivre. La surface a été balayée dans sa totalité par les spots cathodiques, figure(IV-43).

L'anode en cuivre chrome présente des traces de point de fusion et de coulure mais n'affecte en rien l'aptitude à l'ouverture du disjoncteur. L'aspect le plus important est que ces coulures et ces points de fusions s'éloignent de l'orifice du trou anodique alors que pour les électrodes en cuivre elles prennent naissance sur son contour.

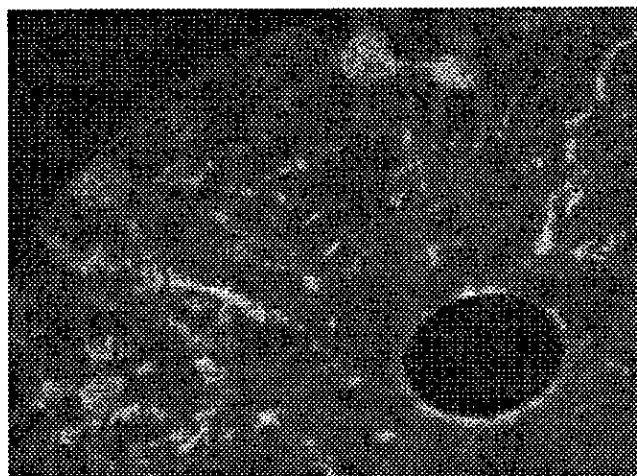


Figure IV-41 Aspect de l'Anode CuCr

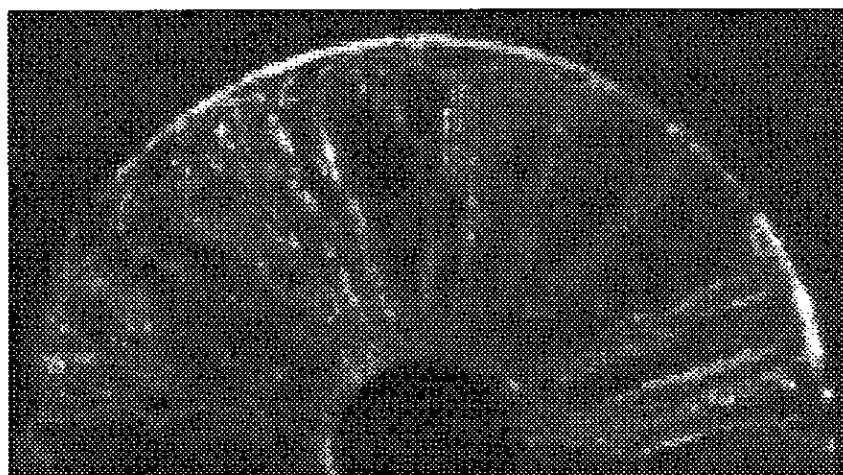


Figure IV-42 Aspect de l'anode en cuivre pur

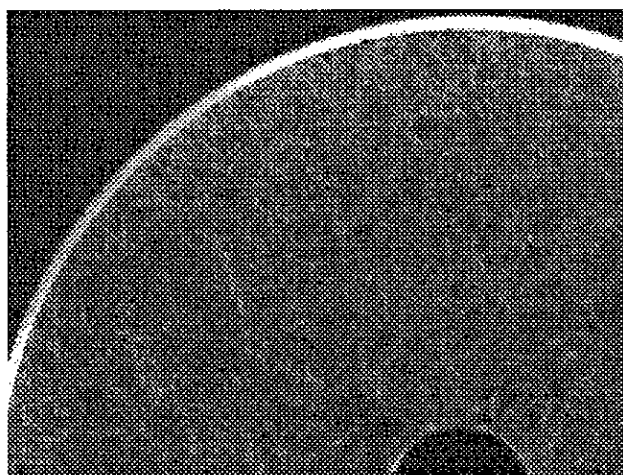


Figure IV-43 Aspect de la Cathode en cuivre chrome

J. CONCLUSION

Nous venons de voir que la surtension attachée à l'extinction de la décharge porte de sérieuses informations quant au devenir du recouvrement diélectrique. Cette anticipation porte sur quelques 100 μ s suivant son apparition. Il ne nous est pas possible de rattacher cette surtension directement à une grandeur particulière susceptible de caractériser la phase de conduction de la décharge : intensité, charge transférée, vitesse de décroissance du courant (dI/dt) etc...

On peut suspecter une origine dynamique à ce seuil, comme par exemple le mode d'écoulement de charge entre les électrodes, (surface balayée, périphérique de l'écoulement). Les longues durées de décharge impliquent de manière plus large la surface des électrodes et injectent par conséquent une plus grande quantité de charge dans l'espace inter- électrodes, d'où la réduction de cette surtension seuil.

Il paraît toutefois singulier que cette surtension seuil reste insensible à la durée de la décharge (longue durée) lorsque l'anode est recouverte d'une grille en cuivre : -650V pour une durée de décharge de 820 μ s et 8ms (pression de l'air résiduel 0,01Pa). On retrouve un niveau similaire de cette surtension seuil : -612V avec des électrodes en cuivre chrome pour une durée de décharge de 720 μ s.

La décharge de courte durée (200 μ s) peut connaître quelques difficultés à s'étaler largement jusqu'aux bords des électrodes, et à amplifier par l'accumulation de charges résiduelles la sensibilité au champ électrique du trou anodique central. Les décharges de longue durée n'ont plus ce handicap à coloniser les espaces périphériques et à déplacer ainsi cette sensibilité au champ électrique vers les arêtes extérieures des électrodes.

Il faut malgré tout souligner le rôle diffusant de cette structure d'électrodes. une décharge sous vide (10^{-4} Pa) mettant en jeu une cathode creuse et une anode plane présente une surtension seuil bien plus réduite (-300V pour une décharge de 87 μ s) que celles relevées pour des durées similaires dans une configuration pseudospark à 1Pa ou 0,01Pa. La zone sensible est ici le point d'impact d'amorçage initial, qui canalise et capte l'écoulement de la décharge tout au long de son développement.

L'utilisation d'un matériau fritté cuivre chrome pour les électrodes est bien adapté pour la fonction d'ouverture que ce soit pour les durées courtes ou longues de décharge. Cela est dû probablement à une mise en jeu d'une densité moins importante de charges à l'extinction par

rapport aux électrodes en cuivre, en particulier dans les zones sensibles du trou d'accès à la cavité anodique .

V. ETUDE DE L'EVOLUTION DYNAMIQUE DE LA DECHARGE

L'observation des traces d'érosion à la surface de la cathode après une série de 70 décharges (de longue durée $220\mu\text{s}$) puis de 150 décharges, figure(V-1), incite à penser qu'il y a un écoulement diffus de charges entre les électrodes, (érosion homogène autour du trou d'accès à la cavité cathodique) qui évolue lentement avec le nombre de décharges vers une occupation totale de l'espace inter-électrodes.

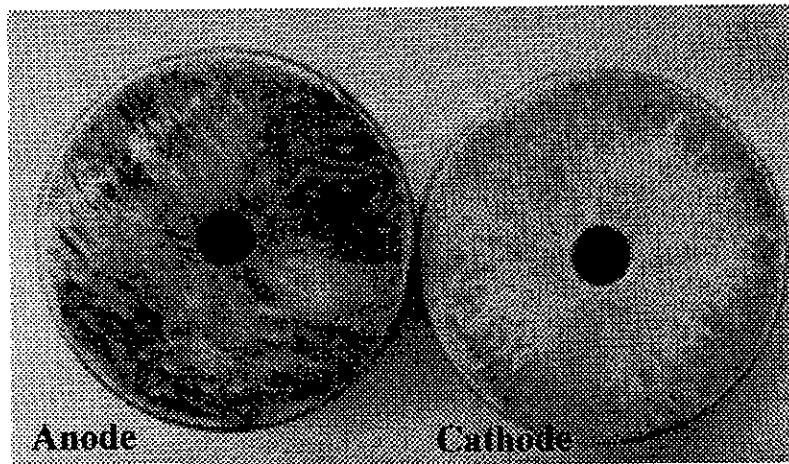


Figure V-1 Aspect des électrodes après une série de décharges

Soulignons toutefois que ces traces sont une intégrale de toutes les décharges réalisées. Au cours d'une seule décharge, les spots cathodiques peuvent ne balayer qu'une partie de la surface cathodique, et donc produire un écoulement de charges dans un espace restreint. On peut encore concevoir une concentration de l'écoulement dans une zone anodique réduite (les traces radiales de fusion à la surface de l'anode peuvent témoigner dans ce sens).

Pour clarifier le mode de développement de la décharge dans l'espace inter électrodes, nous avons procédé à une analyse de sa dynamique à l'aide d'une caméra CCD rapide « HAMAMATSU » décrite au chapitre précédent. Dans cette étude nous supposons que l'émission lumineuse est un reflet assez fidèle des activités locales liées à la conduction. Cette hypothèse suppose une très faible constante d'émission des éléments excités ou ionisés impliqués dans la décharge.

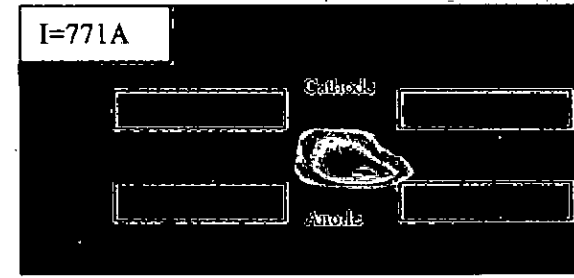
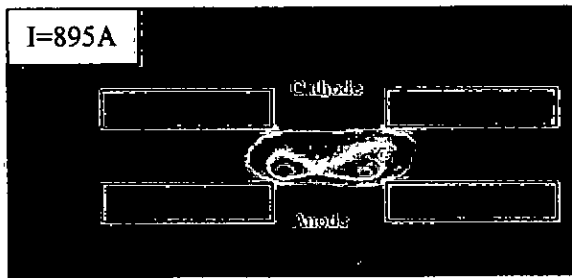
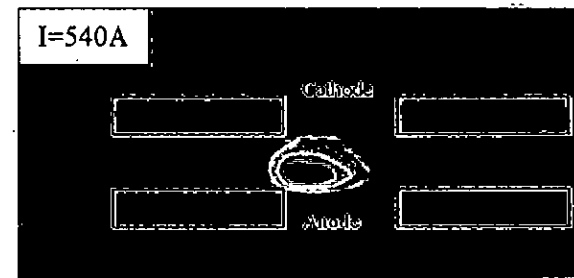
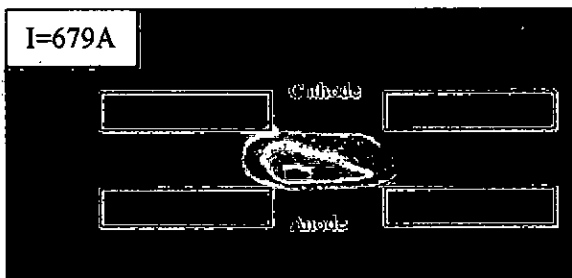
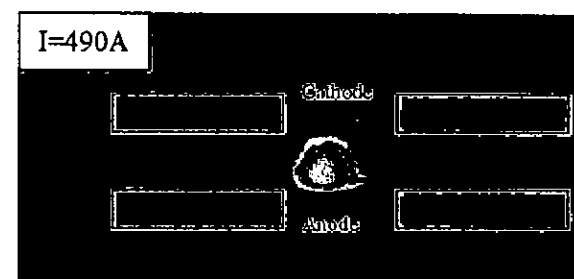
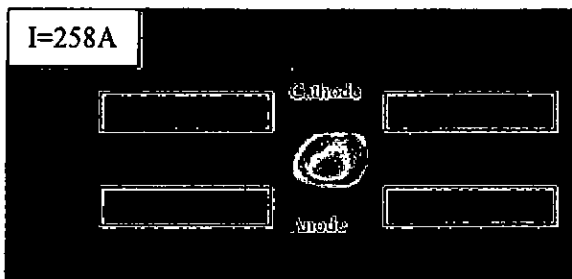
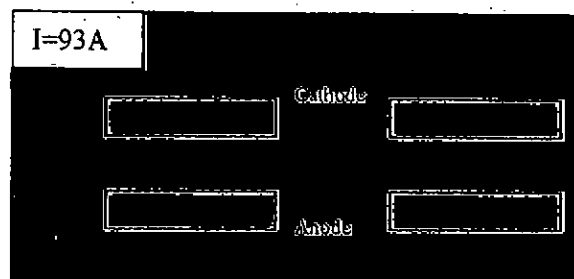
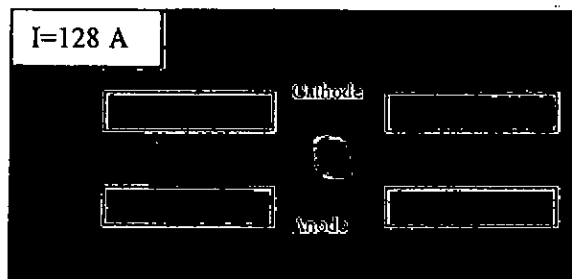
L'impulsion de déclenchement de la décharge est prise comme référence, pour commander avec un retard prédéterminé l'ouverture de l'obturateur de la caméra. Le temps d'exposition de la matrice CCD est également prédéterminé. Nous prenons comme origine de temps l'instant de d'amorçage de la décharge. Une impulsion de retour de la caméra permet de

garantir le temps exact de prise de vue dans l'évolution du courant ; ceci nous évite de prendre en considération les fluctuations du retard au déclenchement que nous rencontrons lorsque les pressions de l'air résiduel sont inférieures à 0,01Pa.

Les images représentées sur la figure(V-2) ont été prises avec des électrodes de type « A » ($\phi=40\text{mm}$) et pour des durées d'exposition de la caméra de 100ns. Les images ont été converties en fausses couleurs (256 niveaux). Nous avons superposé le schéma des électrodes en respectant la position des trous d'accès aux cavités que nous considérons comme une zone sensible.

Afin de déterminer le rôle de l'air résiduel sur l'expansion géométrique de la décharge, nous prenons des images pour deux pressions : 1Pa photos de gauche et 0,01Pa photos de droite de la figure(V-2). Le courant crête de décharge est de 10kA pour des impulsions de décharge de 220 μs , avec un facteur d'amortissement de 58%.

La décharge débute sur l'axe des trous et présente une symétrie axiale pour les deux pressions considérées. A des niveaux comparables de courant, l'intensité lumineuse est plus importante pour des pressions de 1Pa que pour celle de 0,01Pa et s'étale sur un plus grand espace. Le rôle diffusant du gaz dans la phase de démarrage de la décharge est ici confirmé.



\hat{I} crête =10,5kA, T/2=220 μ s, Ouverture du diaphragme=2,5

\hat{I} crête =10,5kA, T/2=220 μ s, Ouverture du diaphragme=2,5

Figure V-2 Evolution de l'émission lumineuse de la décharge sur les trois premières μ s (à gauche P=1Pa, à droite P=0,01Pa)

On peut souligner l'influence du gaz en mesurant la vitesse d'expansion territoriale. Le temps qu'a mis la décharge pour atteindre le diamètre du trou anodique pour une pression de 0,01Pa est de 2,5 μ s (771A) ce qui correspond a une vitesse de l'ordre 0,6.10⁴m/s, alors que pour 1Pa elle est de l'ordre 10⁴m/s. Ce résultat est en bon accord avec ceux obtenus au laboratoire [02] sur la vitesse de diffusion de la décharge dans l'espace inter-électrodes par une méthode électrique. L'intensité lumineuse dans cette phase de la décharge est dans les deux cas plus vive côté anode, signe que les arrêtes du trou anodique sont ici des points de fixation (ou points chauds) de la décharge.

Nous allons représenter la suite de l'évolution de la décharge sur deux planches différentes. La première est relative à une pression de l'air résiduel de 1Pa, pour la deuxième la pression est de 0,01Pa. La lecture chronologique se fait sur la colonne de gauche, puis sur la colonne de droite de haut en bas. L'ouverture du diaphragme est ici de 8 alors qu'il était précédemment de 2,5. Nous constatons ici que la forte activité sur les arrêtes du trou anodique persiste pendant quelques microsecondes jusqu'à ce que le courant atteigne un seuil fonction de la pression (niveau qui fluctue d'une décharge à une autre).

A 1Pa après que la décharge soit sortie du trou (8,7kA), il y a perte de symétrie et d'homogénéité de la tache lumineuse. A l'approche du maximum de courant elle occupe toute la surface ($\phi=40\text{mm}$) en présentant un ou deux canaux de forte intensité lumineuse. Dans la phase de décroissance du courant (partie qui nous intéresse dans notre étude sur l'ouverture) l'intensité lumineuse baisse de niveau, devient homogène pour des courants avoisinant 6kA et régresse radialement vers les trous d'accès aux cavités. Aux dernières microsecondes seuls quelques points chauds émettent de la lumière, figure(V-3).

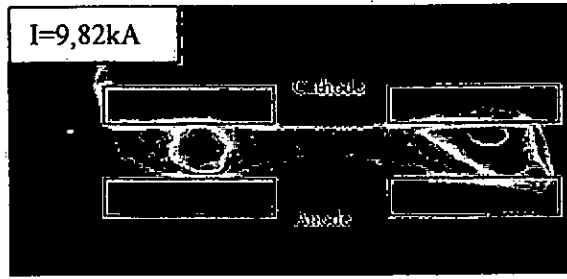
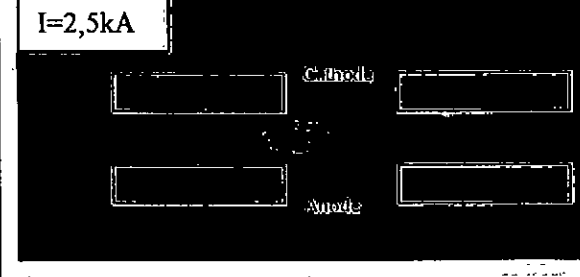
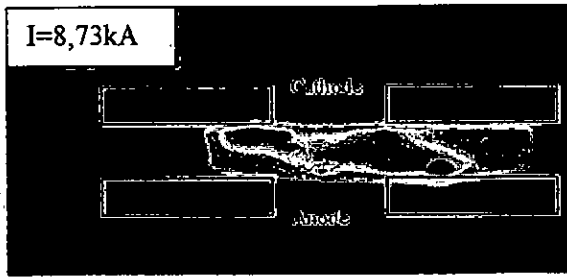
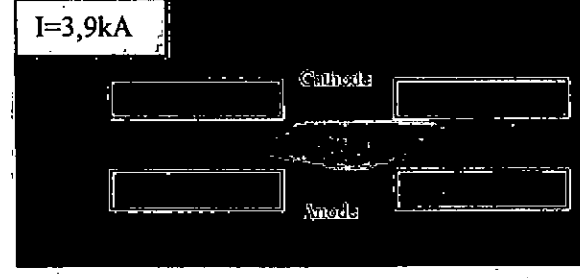
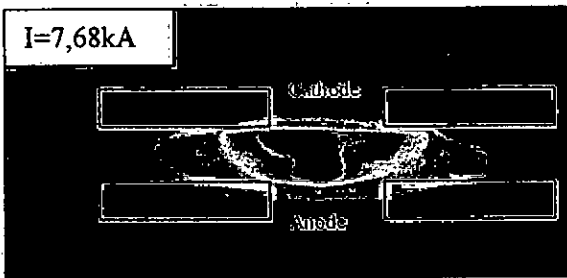
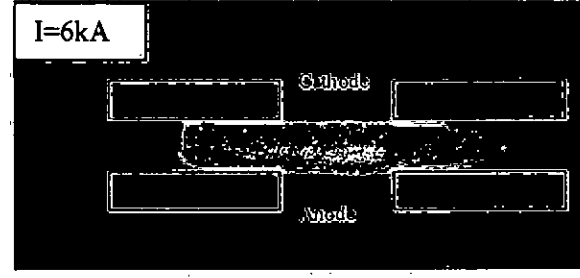
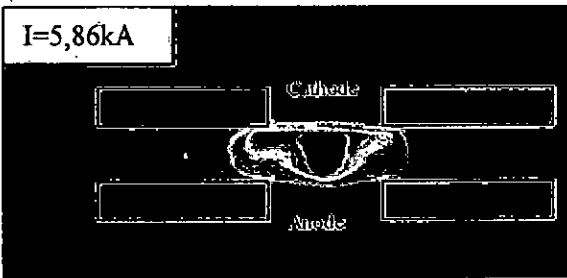
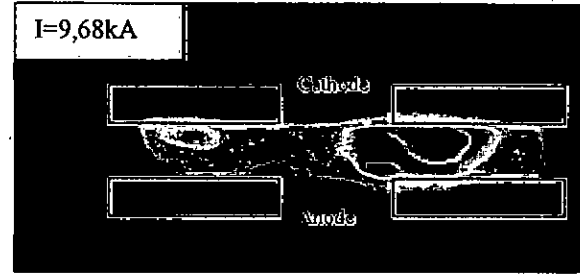
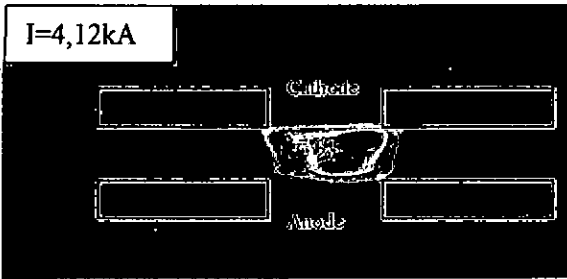
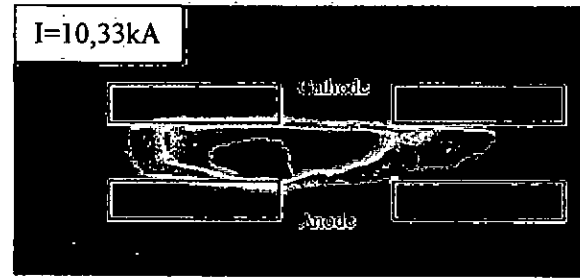
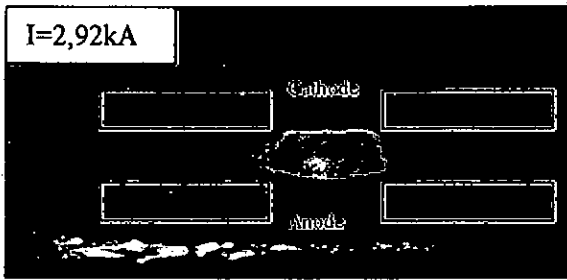


Figure V-3 Evolution de l'émission lumineuse de la décharge \hat{I} crête = 10,5kA, P=1Pa

Pour une pression de l'air résiduel de 0,01Pa, figure(V-4) nous n'avons plus les grosses taches lumineuses précédentes. L'intensité, ici aussi décroissante avec le courant, est d'une part moins homogène et d'autre part beaucoup moins vive que précédemment à 1Pa (diaphragme à 4 à la place de 8). A l'approche du zéro du courant l'activité des surfaces des électrodes est faible ou presque nulle.

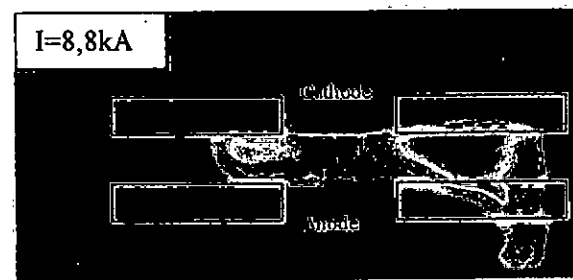
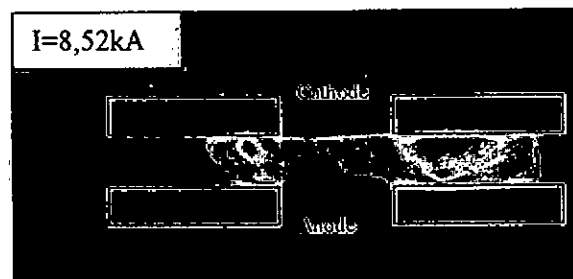
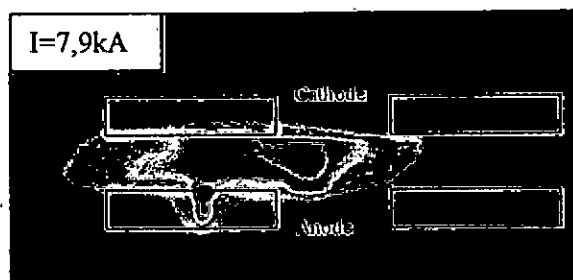
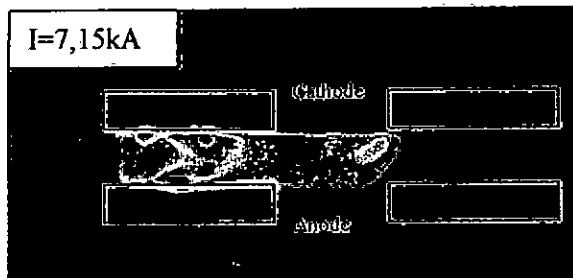
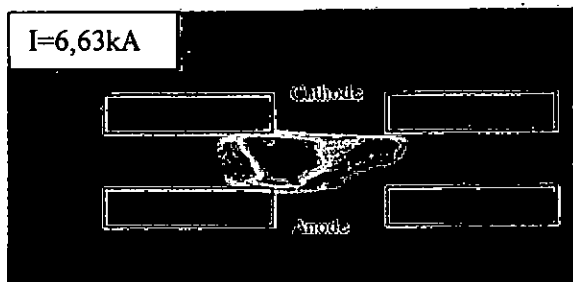
A. CONCLUSION :

les conclusions primaires basées sur la diffusion de la décharge à la seule vue de l'état des électrodes méritent quelques modulations. Cet état apparaît effectivement au cours d'une partie de la décroissance du courant précédant le passage du courant par zéro. Par contre, dans sa phase de croissance, des points chauds cathodiques et anodiques se manifestent de manière aléatoire à la surface des deux électrodes.

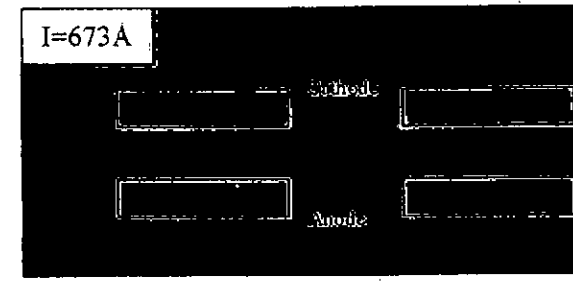
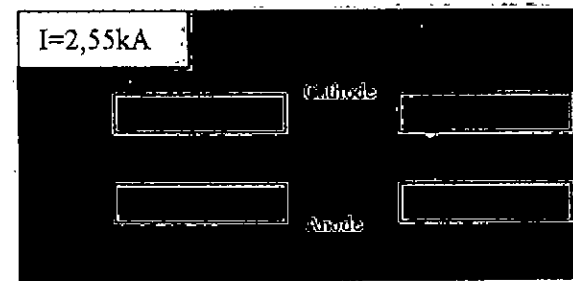
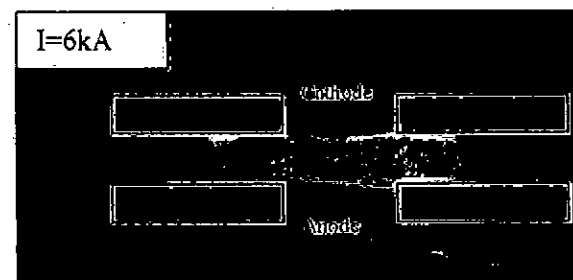
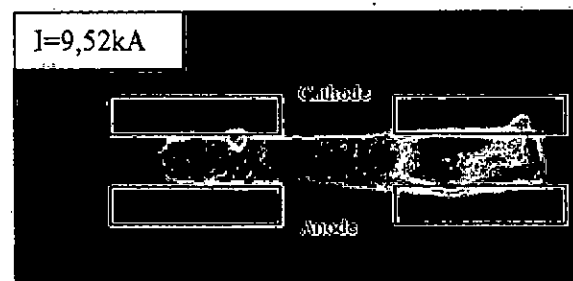
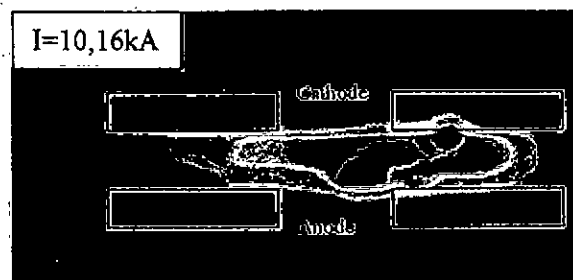
Les niveaux d'intensité de la tache lumineuse dans la phase de décroissance du courant sont bien plus faibles pour une pression de l'air résiduel de 0,01pa que pour 1Pa, signe d'une moindre activité. On peut donc concevoir dans ce cas un plus rapide recouvrement diélectrique.

En effet, les sources de plasmas résiduels sont à 0,01Pa faibles voire inexistantes, bien avant le passage du courant par zéro, contrairement au cas où la pression est de 1Pa. L'air résiduel intervient manifestement dans la persistance des spots cathodiques, ou tout au moins dans l'intensité de leur manifestation lumineuse.

Ce point est particulièrement intéressant et peut contribuer à mieux comprendre les résultats obtenus sur les tensions de rétablissement lors du recouvrement diélectrique.



Coefficient d'ouverture de la caméra =8



Coefficient d'ouverture de la caméra =4

Figure V-4 Evolution de l'émission lumineuse de la décharge $I_{\text{crête}} = 10,5\text{kA}$, $P = 0,01\text{Pa}$

B. DETERMINATION DU FILTRE DE MESURE :

Les photographies de la décharge ne permettent pas de déterminer précisément, les zones de passage du courant dans l'espace inter-électrodes. Chacune d'elle intègre tous les centres émetteurs de lumière visible à l'instant de prise de vue, qui n'ont pas tous les mêmes durées de vie ni d'ailleurs un emplacement fixe. Certains d'entre eux peuvent donc émettre dans le visible bien après leur naissance et, compte tenu de leur mouvement, bien au delà du lieu de leur création (atomes excités métastables par exemple).

Pour réaliser une observation fiable des zones de passage effectif du courant, nous allons caler notre observation, via un filtre, sur une longueur d'onde significative d'une activité de conduction locale du courant. Nous devons réaliser pour cela une cartographie du spectre d'émission (dans le visible) de la décharge au cours de son développement dans l'espace inter-électrodes.

Pour la mesure, on utilise un spectroscopie d'émission composé d'un spectrographe d'image « CHROMEX 500IS » couplé à un détecteur CCD. Il possède trois réseaux qui permettent d'adapter la résolution et la bande spectrale en fonction des longueurs d'ondes à traiter. Le premier est un réseau à 150 traits par mm, blazé à 500nm, qui permet d'observer, sur un seul tir, une bande spectrale de 180nm avec une résolution de 1,2nm. Le second, à 1200 traits/mm, blazé à 750nm, a une résolution de 0,1nm et le dernier à 1800 traits/mm, blazé à 250nm, permet une résolution de 0,7nm.

Le détecteur permet de faire les prises de spectre dans des fenêtres temporelles dont la largeur est réglée au moyen d'un générateur d'impulsion. La largeur minimale des portes est de 10ns.

L'ensemble du dispositif : spectrographe, caméra, intensificateur d'image et générateur d'impulsion est commandé par un logiciel installé sur un micro-ordinateur qui permet de faire la prise de données et leur traitement.

La fibre optique qui achemine la lumière jusqu'au réseau de diffraction est fixée près de la fenêtre d'observation (en quartz) et vise le centre de l'espace inter-électrodes sur un diamètre de 1cm.

Le spectroscopie n'a été étalonné qu'en longueur d'onde avec une lampe à Hélium pour deux raies de résonance de l'hélium ($\lambda_1=388,86\text{nm}$ et $\lambda_2=587,56\text{nm}$). Seuls nous intéressent les niveaux relatifs d'intensité des raies ; nous éviterons donc l'étalonnage de cette grandeur.

L'acquisition est réalisée par une fenêtre temporelle prédéfinie (1 μ s) que l'on déplace pour chaque essai par rapport au début de la décharge. On peut ainsi explorer sur différentes décharges le spectre d'émission à divers stades de leur développement jusqu'à leur extinction.

La première approche exploratoire, réalisée avec un réseau de 150 traits, révèle l'existence d'une raie isolée particulièrement intense comprise entre 425 à 430nm tout au long de la décharge, tout au moins après les 10 μ s suivant son amorçage, figure(V-5). Un autre lot de raies compactes l'accompagne, compris entre 450 et 470nm.

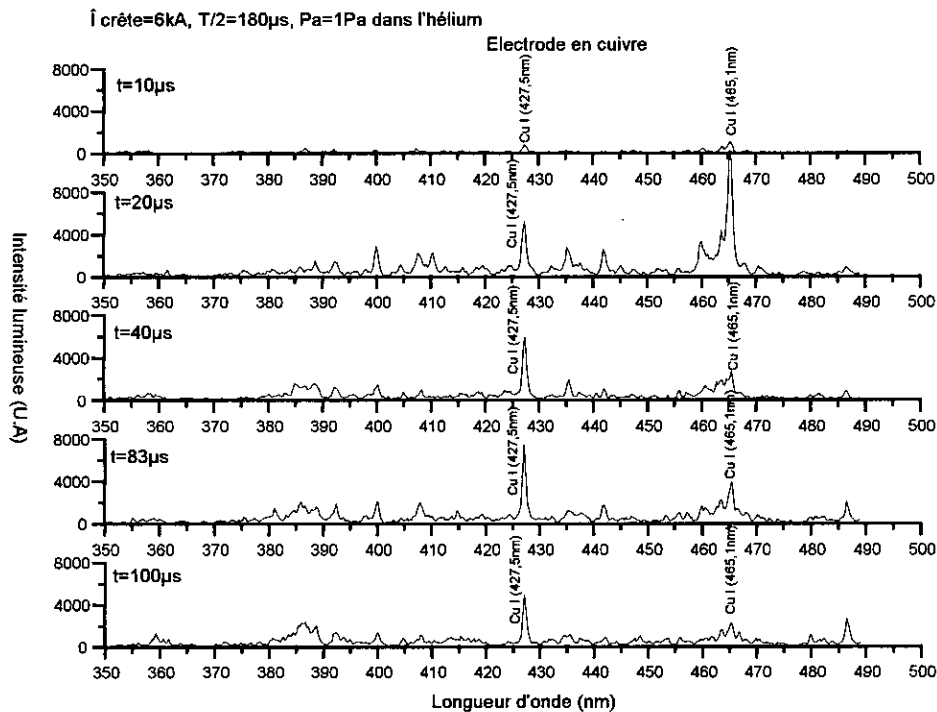


Figure V-5 Spectre d'émission à 10 μ s, 20 μ s, 40 μ s, 83 μ s et 100 μ s du début de l'amorçage dans l'hélium à 1Pa. Durée de la décharge 180 μ s courant crête 6kA

Cette raie isolée, très intense, est toujours présente lorsqu'on remplace l'hélium par l'argon ou encore de l'air (dans ce dernier cas la pression 1Pa ou 0,01Pa n'apporte aucune restriction à la présence de cette raie). Si on remplace les électrodes en cuivre par des électrodes en aluminium, cette raie disparaît, figures(V-6, 7). Il y a tout lieu de penser que nous avons une raie du cuivre CuI 427,511nm d'après les tables spectrales relatives au cuivre. Ceci est confirmé par un essai avec le réseau à 1800traits/mm.

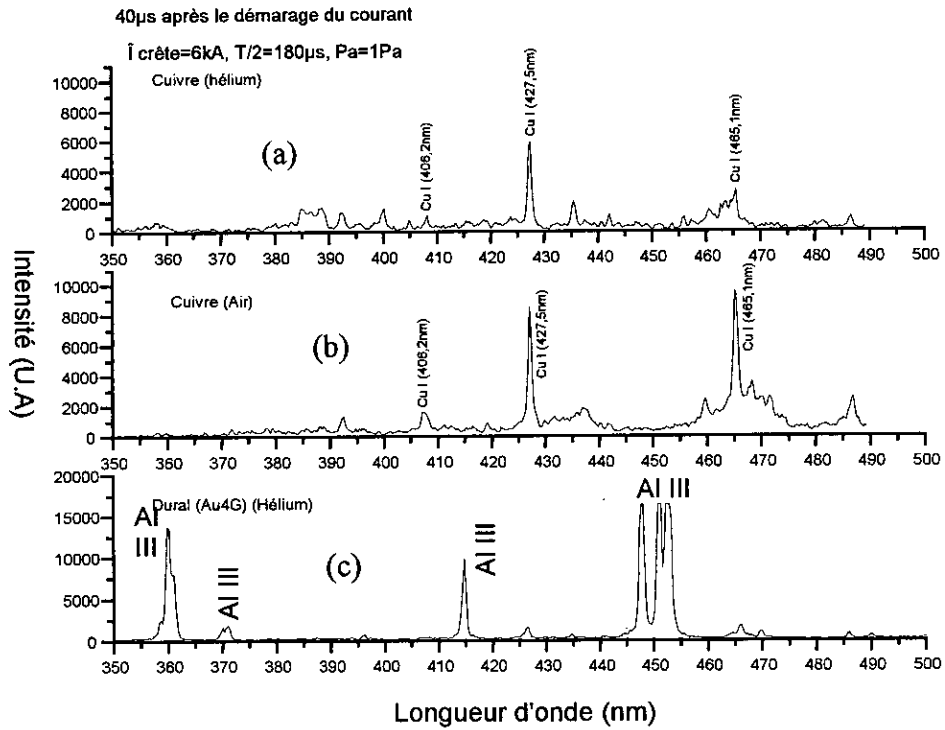


Figure V-6 Spectre d'émission 40 μ s après l'amorçage de la décharge (a) et (b) avec des électrodes en cuivre dans l'hélium et dans l'air, (c) avec des électrodes en alliage d'aluminium dans l'hélium

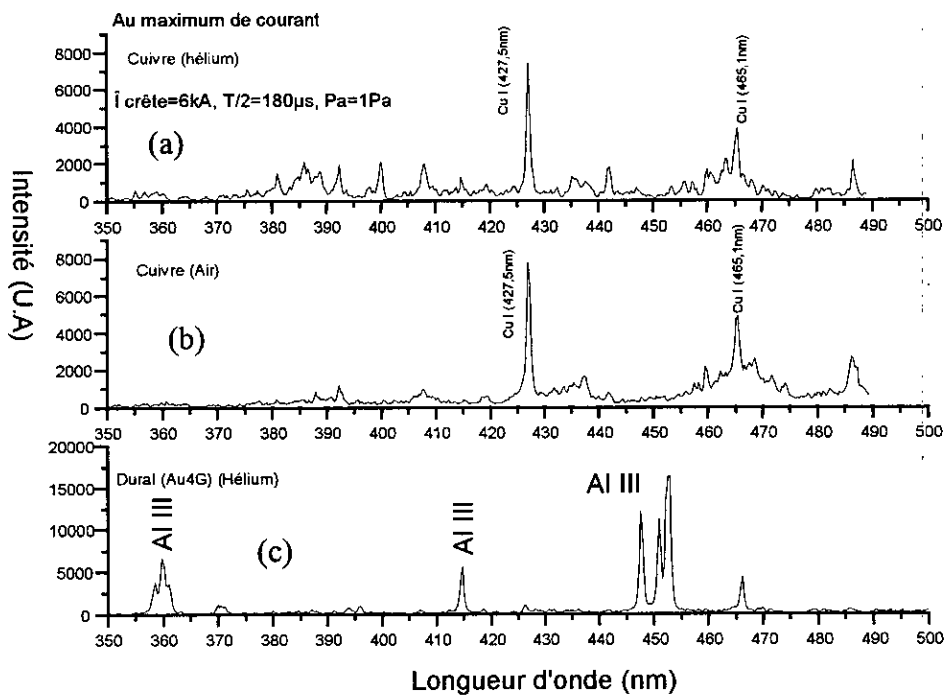


Figure V-7 Spectre d'émission 90 μ s après l'amorçage de la décharge (a) et (b) avec des électrodes en cuivre dans l'hélium et dans l'air, (c) avec des électrodes en alliage d'aluminium dans l'hélium

Cette raie est relative à un atome de cuivre non ionisé qui n'est donc pas impliquée directement dans la conduction du courant. Cet état excité est toutefois acquis par choc avec des électrons et par des ions qui eux interviennent directement dans l'écoulement du courant. Compte tenu de sa constante de temps de désexcitation de 28,9ns, et des vitesses de déplacement usuellement de l'ordre de 10^4 m/s, une telle raie est donc un reflet fidèle du lieu du mouvement de charges et donc du courant dans l'espace inter-électrodes. Aucune des raies émises par les ions de cuivre n'a l'isolement requis pour être sélectionnée aisément à l'aide d'un filtre.

Nous avons donc opté pour un filtre centré sur $\lambda=432,3\text{nm} \pm 10,5\text{nm}$, figure(V-8).

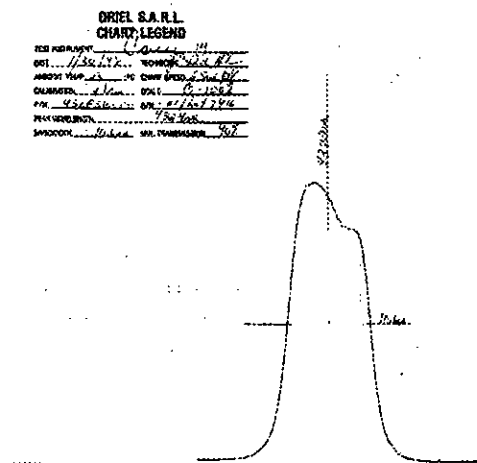


Figure V-8 Caractéristique de la bande passante du filtre centré autour de $\lambda=432,7$ nm, $\Delta\lambda=10,5\text{nm}$

C. ETALEMENT SPATIAL DE LA DECHARGE (FILTRE)

On utilise des électrodes en cuivre de 70mm de diamètre, type « C ». La durée de la décharge est de $180\mu\text{s}$ ($C=1000\mu\text{F}$, $L=3,4$ $R=44\text{m}\Omega$) son amplitude de 8,2kA, la pression de l'air résiduel est de 0,01Pa.

La caméra CCD est dotée du filtre déterminé (caractéristique figure(V-8)). Les photographies successives sont prises sur une fenêtre temporelle de $1\mu\text{s}$, et avec différents retards sur l'instant d'amorçage (une décharge différente pour chaque photographie). Pour mettre en relief les zones d'activités sur les électrodes, nous relevons le profil lumineux, à la surface de l'anode, et à la surface de la cathode. Les photographies portent sur le profil de la décharge, mais compte tenu de la taille réduite de la fenêtre d'observation elles ne permettent pas d'accéder à l'émission lumineuse intervenant dans les zones proches du bord extérieur des électrodes.

On retrouve la plus forte émission lumineuse de l'anode dans les premiers instants de développement de la décharge, figure(V-9). On note par la suite une forte contribution des arêtes du trou anodique dans l'émission lumineuse suggérant la présence d'un site particulièrement actif (spot anodique). Pour les mêmes instants, la cathode est le siège d'un plus grand nombre de sites actifs et plus dispersés sur sa surface (spots cathodiques), figure(V-10).

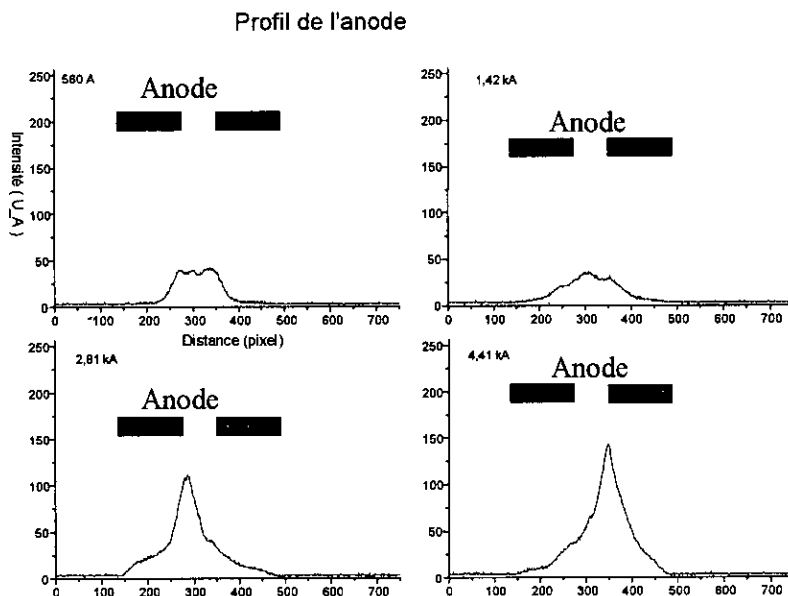


Figure V-9 Profils de l'anode lors de l'accroissement du courant de décharge (580A, 1,42kA, 2,81kA, 4,41kA) (l'axe des valeurs représente l'intensité lumineuse en unité arbitraire)

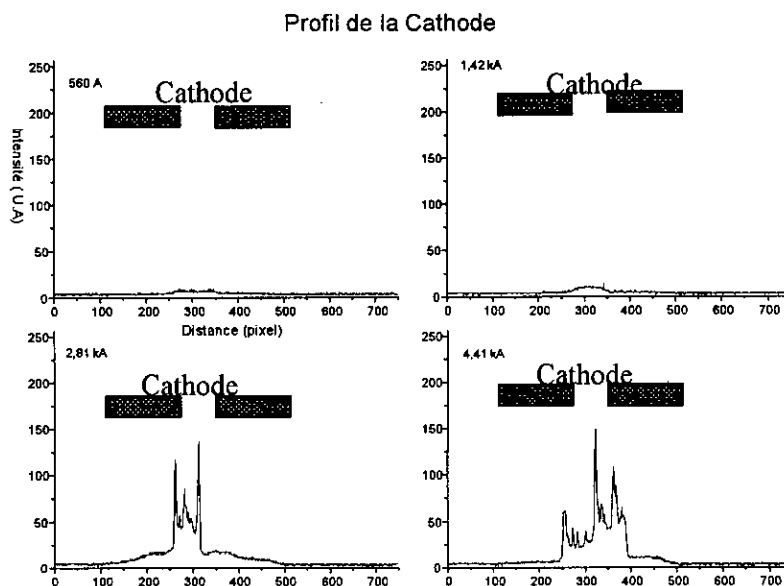


Figure V-10 Profils de la cathode lors de l'accroissement du courant de décharge (580A, 1,42kA, 2,81kA, 4,41kA)

Les profils des figures(V-9) et (V-10) sont relatifs respectivement à l'anode et la cathode lors de l'accroissement du courant. La pression de l'air résiduel est de 0,01Pa. On représente la position du trou d'accès à la cavité sur les profils.

A l'approche du maximum de courant 8,2kA, les arêtes du trous d'accès à la cavités cathodique deviennent particulièrement actives. La dynamique de dispersion des spots cathodiques paraît être ici arrêtée, et la réaction de l'activité anodique sur l'anode est indéniable, figures(V-11, 12).

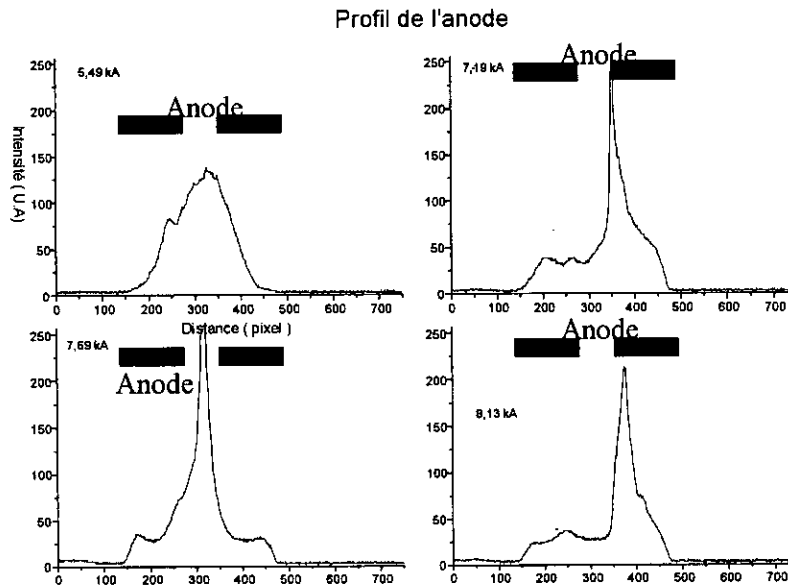


Figure V-11 Poursuite de l'évolution des profils lumineux sur l'anode pour des niveaux de courant croissants (5,49kA, 7,19kA, 7,69kA, 8,13kA)

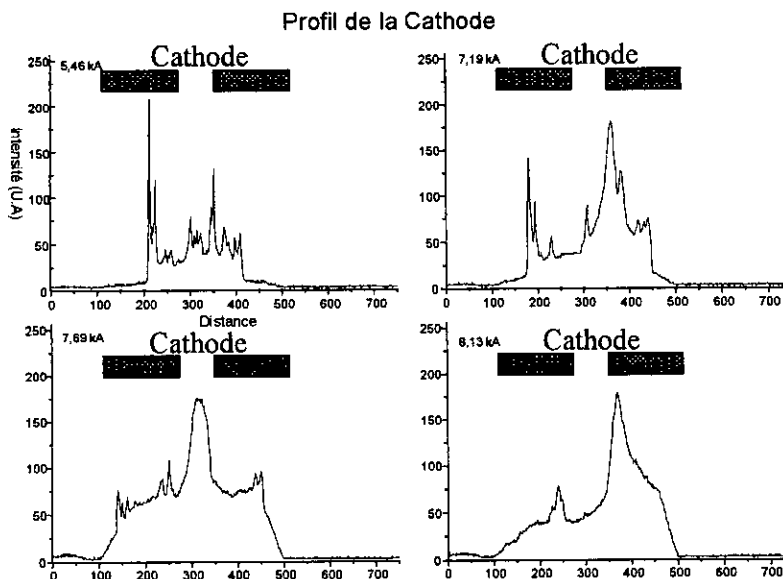


Figure V-12 Poursuite de l'évolution des profils lumineux sur la cathode pour des niveaux de courant croissants (5,49kA, 7,19kA, 7,69kA, 8,13kA)

Lors de la décroissance du courant, les arêtes des trous d'accès aux cavités perdent très rapidement leur sites actifs. Nous avons un étalement et une uniformisation de l'activité à la surface des électrodes (à partir de 4,73kA), figures (V-13, 14).

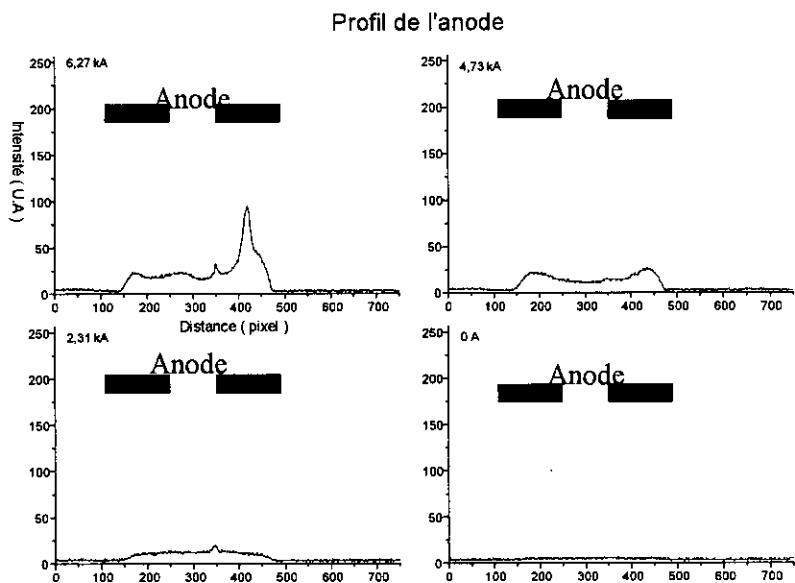


Figure V-13 Profils de l'anode lors de la décroissance du courant de décharge (6,27kA, 4,73kA, 2,31kA, 0A)

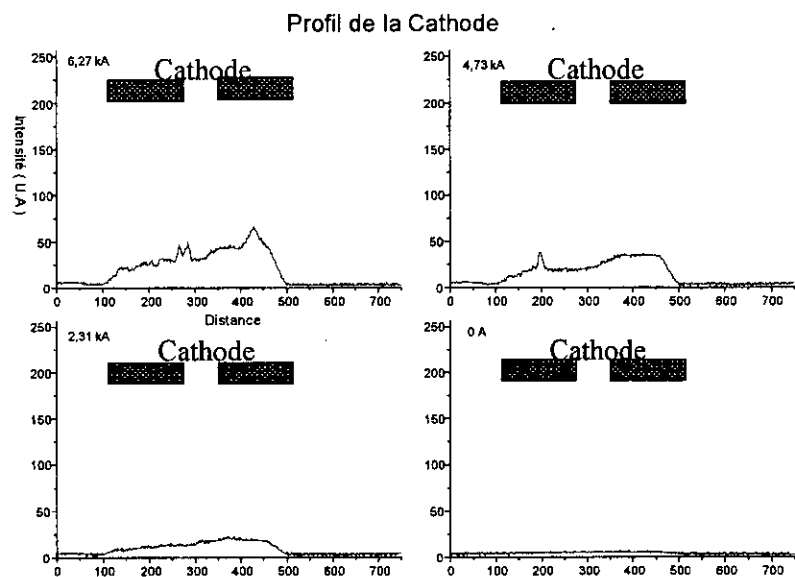


Figure V-14 Profils de la cathode lors de la décroissance du courant de décharge (6,27kA, 4,73kA, 2,31kA, 0A)

D. CONCLUSION :

Nous retrouvons le caractère diffus de la décharge que nous avons formulé précédemment au vu des électrodes après fonctionnement, mais il apparaît clairement que c'est lors de la décroissance du courant ($dI/dt < 0$) que cet état est atteint par la décharge.

Nombre de questions apparaissent, quant au devenir des spots cathodiques dans cette phase de décroissance de courant. La singularité des pics lumineux les caractérisant disparaît. On peut envisager leur migration vers les zones périphériques de la cathode, non accessibles ici à la caméra.

Les arêtes du trou anodique sont par contre particulièrement actives pendant la croissance du courant. A l'approche du zéro de courant (lors de la décroissance du courant) cette singularité dans l'activité anodique disparaît à (4,73kA) soit 40 μ s avant l'ouverture et laisse à penser que le plasma a le temps de diffuser et de désensibiliser cette zone au champ électrique. A niveau de courant plus élevé, on peut craindre la persistance de points chauds très préjudiciables à un rapide recouvrement diélectrique.

VI. ETUDE DU RECOUVREMENT DIELECTRIQUE :

A. INTRODUCTION :

Dans le chapitre précédent, nous n'avons considéré que l'extinction de la décharge proprement dite. Nous avons vu que le niveau de la surtension au passage du courant par zéro (extinction) était un signe prémonitoire d'échec lors du recouvrement diélectrique. Nous sommes là, à une frontière au delà de laquelle l'ouverture du circuit n'est plus possible, avec des niveaux de rétablissement particulièrement faibles. Il faut noter cependant que dans le contexte de fortes charges transférées la vitesse de croissance de cette surtension excède les $4\text{kV}/\mu\text{s}$. On peut donc penser qu'une réduction sensible de la charge transférée, ou encore du niveau de courant de décharge permettra non seulement de gagner un ou deux ordres de grandeur sur les niveaux de tension de rétablissement, mais aussi d'accroître sa vitesse de croissance dV/dt après l'extinction.

La phase d'extinction de la décharge proprement dite, très rapide, ne peut apparemment pas être inférieure à 120ns (Nous avons noté dans nos expériences que le délai au bout duquel nous atteignons la surtension crête varie peu, de 120 à 130ns). La limite d'accès à la tension disruptive lors de l'ouverture va donc présenter deux pentes différentes :

- La première tributaire de l'extinction de la décharge, de l'ordre de quelques $\text{kV}/\mu\text{s}$.
- Le deuxième plus réduite, fonction de la désionisation de l'espace inter- électrodes et qui peut durer quelques dizaines de microsecondes.

Au delà nous avons condensation des particules métalliques et refroidissement de la surface des électrodes en des temps excédant quelques centaines de micro secondes. La pente de croissance de cette limite à la disruption est fonction de l'état thermique et électrique de la surfaces des électrodes.

B. ETAT DES LIEUX :

Les essais synthétiques de test en tension réalisés au laboratoire sur les décharges pseudosparks ont révélé un certain nombre de contraintes, notamment sur la pression de l'air résiduel et sur le conditionnement des électrodes, pour accéder à des niveaux de tension de rétablissement significatives (~ 15 à 20kV), [03]. Cette pression doit être inférieure à $0,1\text{Pa}$, figure(VI-1).

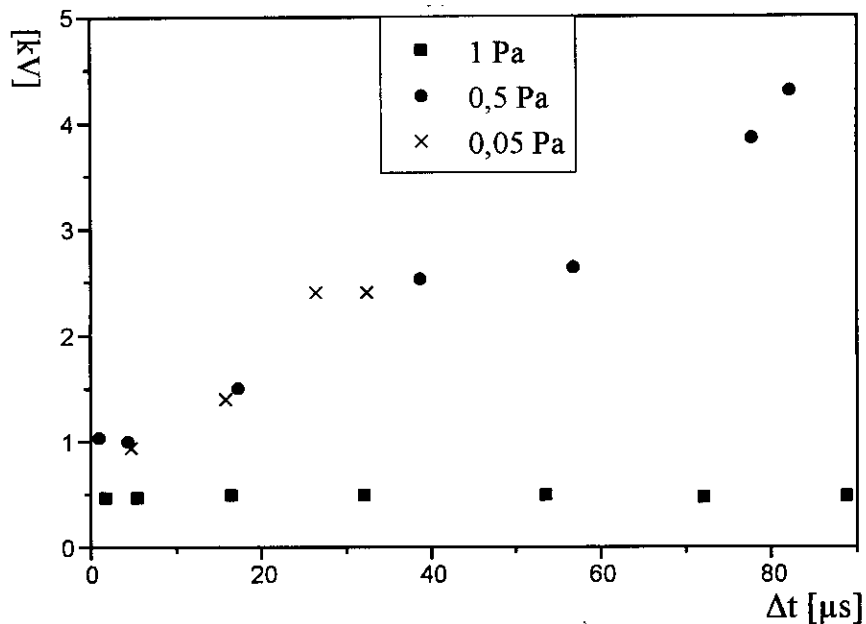


Figure VI-1 Tension seuil de rétablissement en fonction du retard Δt pour différents pressions air. Tension de test positive, Electrode type « B » (66mm). (Nombre de tirs=70, Durée de décharge =220 μ s, \hat{I} crête =10kA)

Compte tenu de nos études relatives à la surtension seuil lors de l'extinction de la décharge, c'est cette pression qu'il faut atteindre pour réduire toute influence de l'air résiduel sur le recouvrement diélectrique.

L'observation de l'espace inter-électrodes au zéro de courant dans les mêmes conditions de décharge ($\hat{I}=10\text{kA}$, $T/2=220\mu\text{s}$), faite avec une caméra CCD sur une fenêtre temporelle de 100ns, nous montre une baisse sensible de l'émission de lumière pour une pression initiale de 0,01Pa par rapport à 1Pa, figure(VI-2). Le profil a été réalisé dans la zone la plus active à l'approche du zéro de l'espace inter-électrodes, c'est à dire la zone des trous d'accès aux cavités des électrodes.

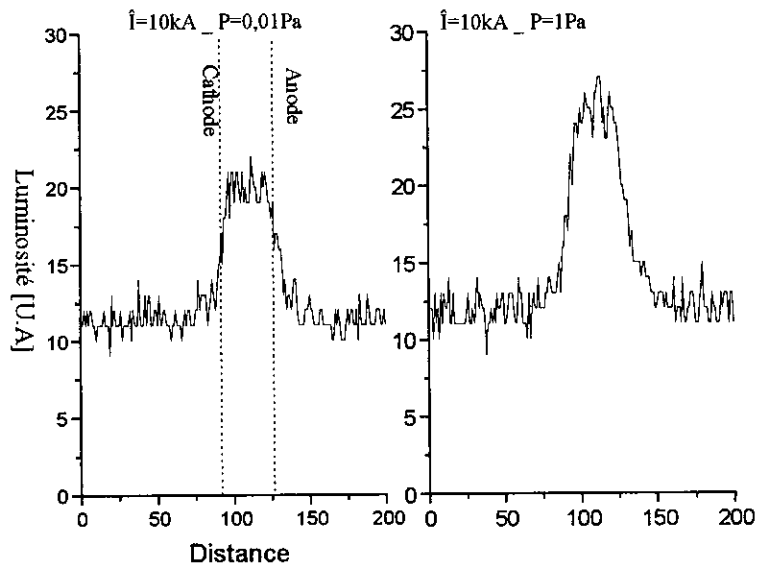


Figure VI-2 Profil d'émission dans l'espace inter-électrodes au passage du courant par zéro (temps d'exposition 100ns)

Le conditionnement de la surface des électrodes est essentiel. Nous avons démontré qu'il fallait réaliser plus de 100 décharges pour atteindre les meilleurs résultats lors du test en tension avec des électrodes de type « B » ($\phi 66\text{mm}$), figure(VI-3). Le courant maximum dans ce cas est de 18kA pour une durée de décharge de 220 μs ($C=1000\mu\text{F}$, $L=3,4\mu\text{H}$, facteur d'amortissement de 58%⁸) et une pression de 0,05Pa.

⁸ On définit le facteur d'amortissement $\xi = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}$

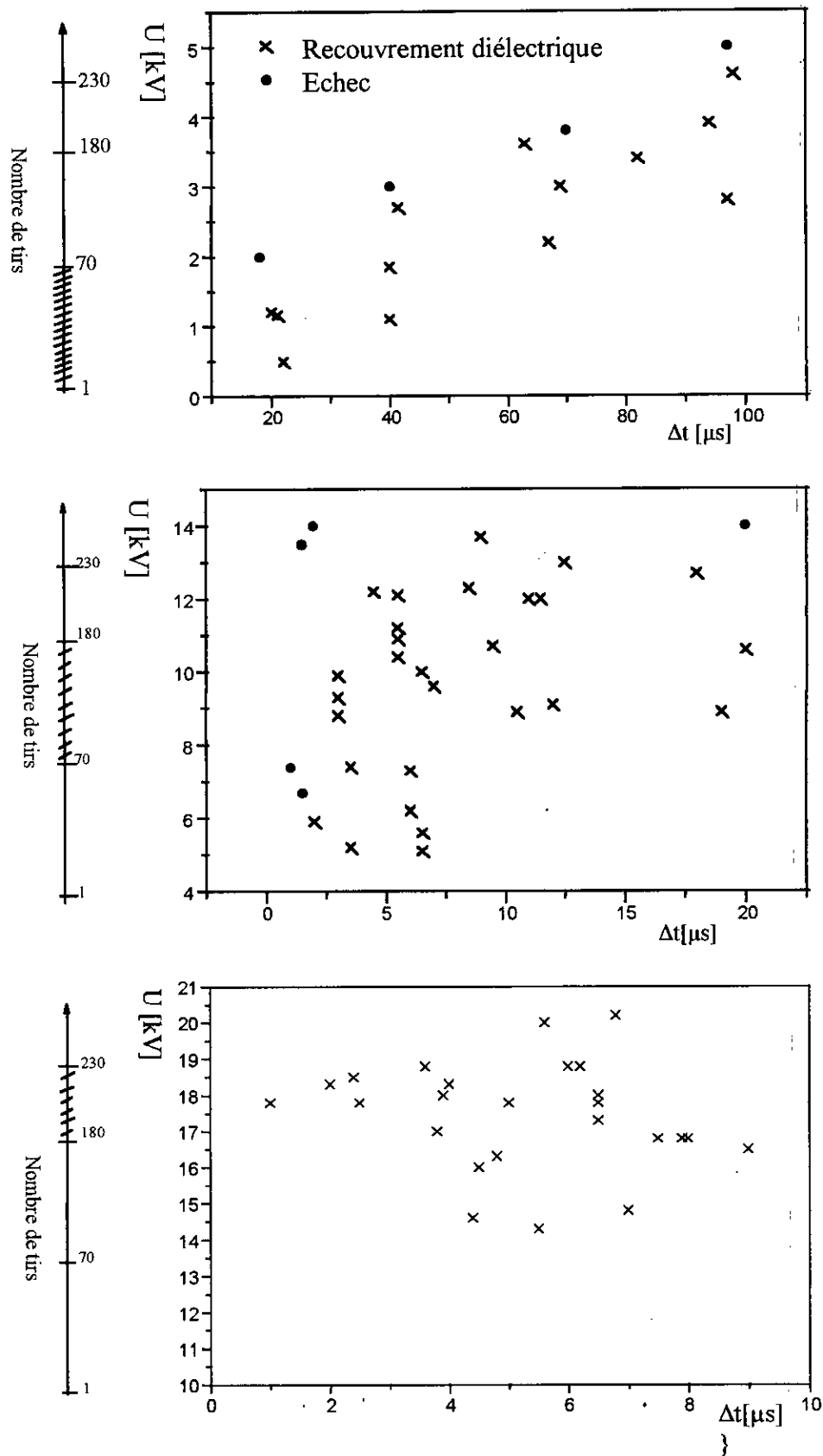


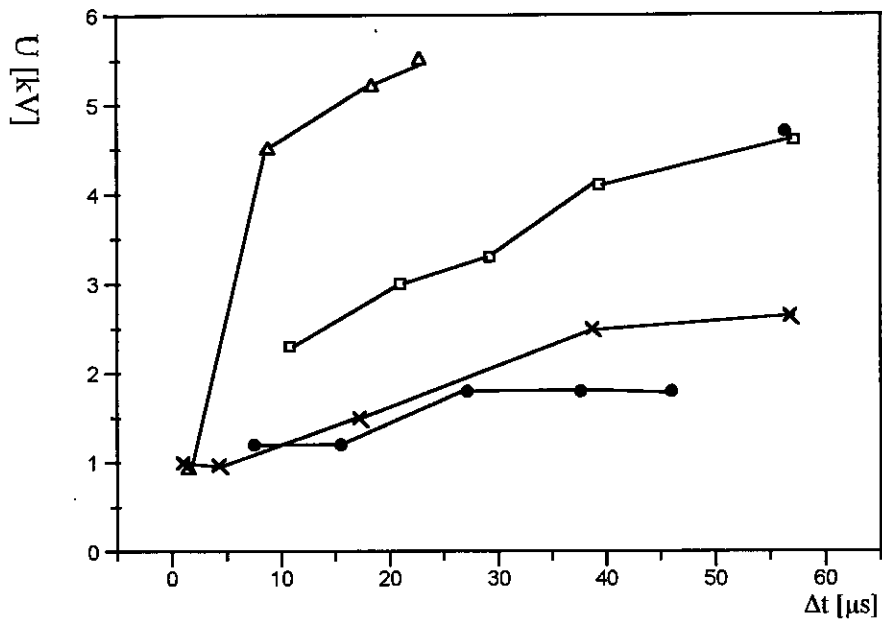
Figure VI-3 Tension test de rétablissement en fonction du retard Δt (polarité positive).

$T/2=220\mu s, \hat{I} \text{ crête}=18kA, P=0,05Pa$

Les traces d'érosion s'étalent sur la surface des électrodes avec le nombre de décharges. Nous n'avons pas retrouvé cette dépendance lors de nos études sur la surtension seuil relative à la limite de bon recouvrement diélectrique. Le courant de décharge mis en jeu pour le test en tension du recouvrement diélectrique est plus faible, on peut donc penser que la densité d'ions est d'autant mieux répartie que le nombre de décharges augmente. On peut envisager l'hypothèse, que pour les courants plus faibles, la cavité anodique perd sa grande sensibilité au champ électrique, et que le claquage, quand il a lieu, se situe en dehors de cette zone. Ceci rejoint nos observations de l'évolution dynamique de la décharge : les trous d'accès aux cavités perdent leur singularité lumineuse lors de la décroissance du courant.

C. EFFET DE LA POLARITE DE LA TENSION DE RETABLISSEMENT :

Le test en tension de la phase de recouvrement diélectrique est réalisé, nous l'avons vu, avec de brèves impulsions de tension appliquées aux bornes du prototype avec un retard sur l'extinction de la décharge contrôlable. Ainsi, à la faible tension résiduelle (négative) du circuit d'alimentation de la décharge, se superpose une surtension test de niveau et de polarité préalablement choisie. La recherche de la limite du claquage nous montre que la polarité négative (ex anode en potentiel négatif par rapport à l'ex cathode) est la configuration la plus défavorable pour les deux pressions initiales de l'air résiduel considérées ici, figure(VI-4).



- P= 1Pa - \hat{I} =5kA tension test positive
- P=1Pa - \hat{I} =5kA tension test négative
- △ P=0,05Pa - \hat{I} = 10kA_ tension test positive
- × P= 0,05Pa - \hat{I} =10kA tension test négative

Figure VI-4 Tension seuil de rétablissement en fonction du retard Δt . Electrode B(ϕ 66mm). Nombre de tirs par pression =70, T/2=220 μ s

Au cours de l'intervalle de temps qui sépare l'extinction de la décharge et le test en tension proprement dit, nous avons formation d'une gaine anodique sous l'effet de la tension résiduelle négative du circuit d'alimentation. Durant ce temps, il y a donc désertion des électrons de la zone proche de l'anode et appauvrissement en ions de la zone proche de la cathode. L'application d'une surtension positive inverse brusquement cet agencement, contrairement à une surtension de polarité négative qui le renforcerait (la durée de la surtension est suffisamment importante 6,5 μ s pour apporter ces modifications)

Les ions lourds dotés de vitesses globalement orientées vers l'anode, (polarisation négative des électrodes) continuent leur trajectoire alors que les électrons sous l'impulsion de cette surtension positive désertent rapidement la zone cathodique et laissent donc un espace très appauvri en charges. Ceci n'est plus vrai côté anode, lors de l'application d'une surtension négative qui renforce en fait les processus en cours.

Nous retrouvons sur les niveaux de surtension admissibles relatifs à chacune des polarités le reflet de cette dissymétrie de comportement. L'ampleur de cette différence peut souligner un

écart important de la distribution des ions présents au voisinage des deux électrodes au moment du test.

La persistance de ces écarts au delà de la trentaine de μs , pose question sur la contribution des ions. Leurs constantes de temps de recombinaison sont de l'ordre de quelques $10\mu\text{s}$, et leur rôle est primordial dans le recouvrement diélectrique. Il faut donc admettre l'existence d'autres sources d'ions. Les différences révélées par les tests réalisés à deux pressions différentes montrent que l'air résiduel contribue à la création d'un plus grand nombre d'ions, tant au niveau anode qu'au niveau cathode et d'ailleurs plus particulièrement au niveau cathode.

Si à $0,05\text{Pa}$ le rôle de l'air résiduel devient effectivement mineur, l'écart important entre les tests en tension des deux polarités, ne peut se justifier que si la zone anodique est particulièrement riche en ions, ou encore si elle conserve une activité due à une montée en température excessive en quelques points singuliers de l'anode. On peut justifier ainsi la persistance dans le temps de cet écart de performances.

Pour accroître les niveaux de tension admissibles, il faut réduire la densité d'ions présente dans l'espace inter-électrodes au moment de l'extinction de la décharge et plus particulièrement dans les zones voisines de l'anode et de la cathode. Lors de nos tests sur l'extinction définitive des décharges pseudospark, nous avons vu que le matériau fritté cuivre chrome (CuCr) permet d'accroître fortement la surtension seuil qui apparaît au moment de l'extinction de la décharge et ainsi le niveau de courant de décharge admissible pour l'obtention de l'ouverture définitive du circuit (sous basse tension).

Nous réalisons dans ce qui suit nos tests en tension avec des électrodes en cuivre chrome (75%Cu, 25%Cr)

D. ELECTRODES EN CUIVRE CHROME TEST EN TENSION :

De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude de la phase d'ouverture consécutive à des décharges d'arc sous vide entre électrodes en cuivre chrome, matériau très utilisé dans les disjoncteurs sous vide. Il a pu être démontré qu'avec des électrodes 75% de cuivre et 25% de chrome (de 40mm de diamètre) la tension de rétablissement était tributaire du taux de décroissance des ions chrome dans l'espace inter électrodes [67].

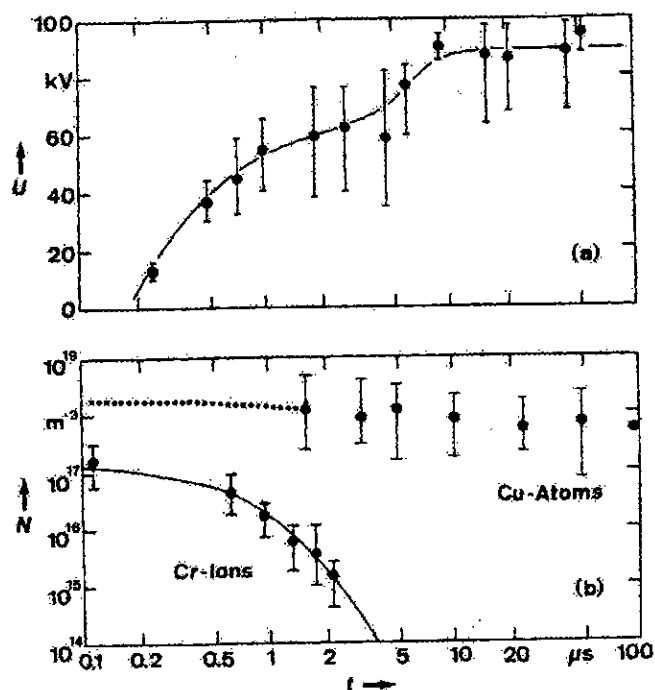


Figure VI-5, [67] :

(a) Test en tension de rétablissement (essai synthétique) après le passage d'un courant de 200A

(b) Evolution de la densité des ions de chrome et des atomes de cuivre neutre au cours du recouvrement diélectrique.

La densité d'atomes de cuivre ne joue plus ici aucun rôle dans le recouvrement diélectrique au delà de $2\mu\text{s}$, figure(VI-5). Pour être perturbatrices, ces vapeurs doivent être ionisées (partiellement) ce qui suppose soit des électrodes (anode) localement chaudes (points de fusion), soit leur bombardement par les électrons secondaires issus de choc des ions de la gaine anodique sur la surface de l'anode.

Les essais de test en tension (polarité négative) réalisés au laboratoire, figure(VI-6), mettent en jeu des électrodes de 70mm de diamètre (type « C »), une pression de l'air résiduel de 0,01Pa et des durées de décharges de $180\mu\text{s}$. Rappelons que le courant seuil admissible à l'extinction définitive de la décharge dans ce circuit oscillant faiblement amorti ($C=1000\mu\text{F}$, $L=3,4\mu\text{F}$, $\xi=37\%$) est de 19,5kA.

Nous considérons des courant réduits de 23% et 38,5% par rapport à ce courant de référence, soit 15kA et 12kA, toujours avec le même circuit électrique de décharge.

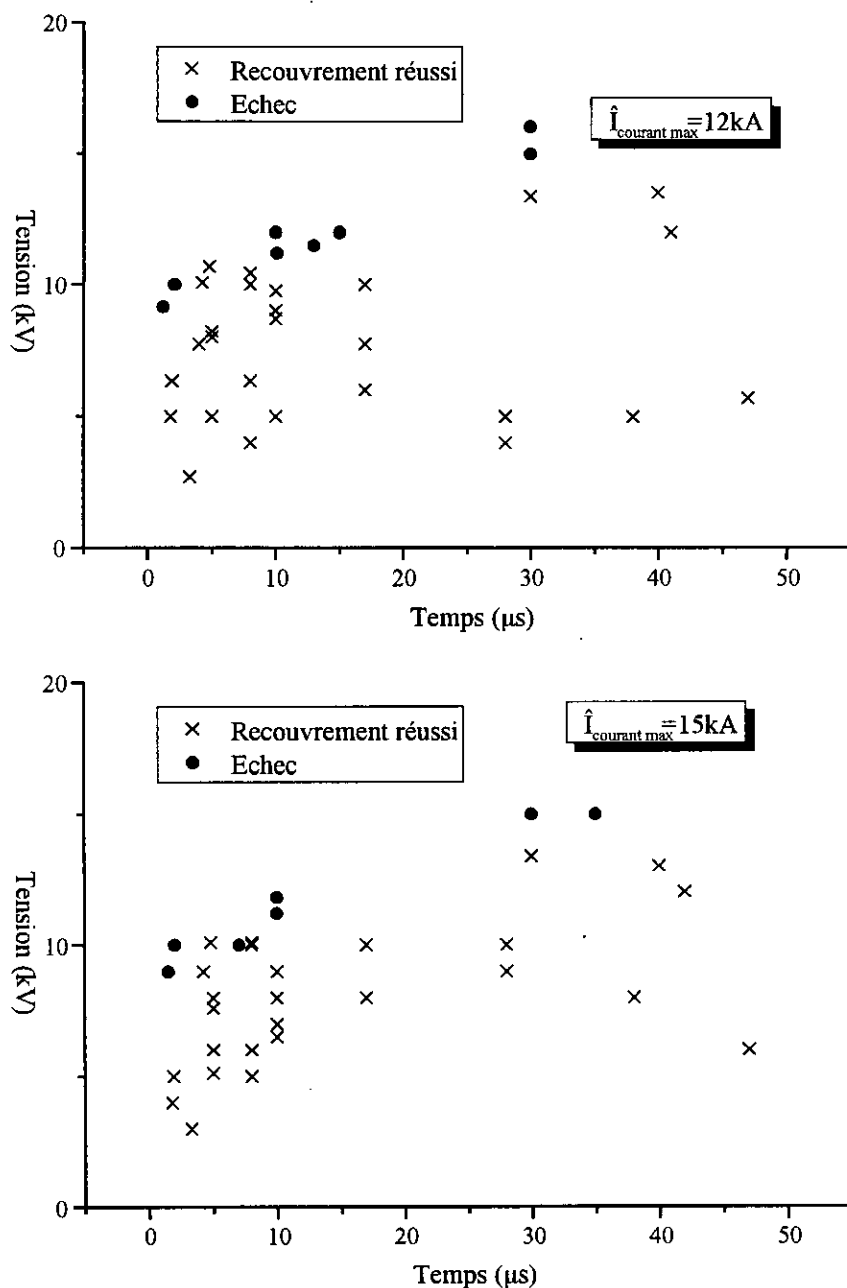


Figure VI-6 Tension test de rétablissement en fonction du retard (polarité négative).

$T/2=180\mu\text{s}$, \hat{I} crête =12kA et 15kA, $P=0,01\text{Pa}$. Les 70 premiers tirs

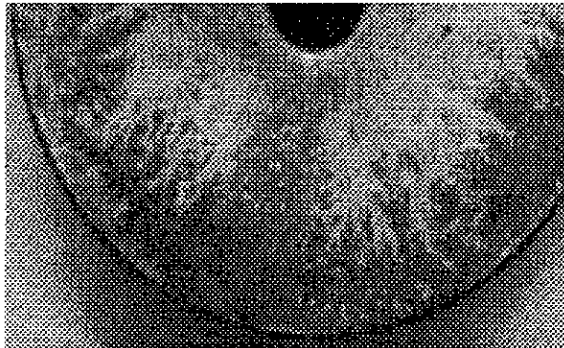
Pour les courants choisis, les dI/dt et les tensions pics au passage du courant par zéro pour les deux courants sont respectivement de $-196\text{A}/\mu\text{s}$, $-240\text{A}/\mu\text{s}$ et -1kV , $-1,14\text{kV}$.

Les résultats obtenus dans ces deux configurations sont très proches. Il n'y a pas grande sensibilité des résultats sur le niveau de courant de décharge. On peut comparer les résultats obtenus avec le cuivre chrome avec les électrodes en cuivre. Notons tout d'abord que le même circuit électrique d'alimentation ne nous permet pas d'obtenir l'extinction définitive de la

décharge au delà d'un courant crête de 6,5kA (électrodes en cuivre, 66mm de diamètre, type « B ») toujours pour la même pression 0,01Pa de l'air résiduel.

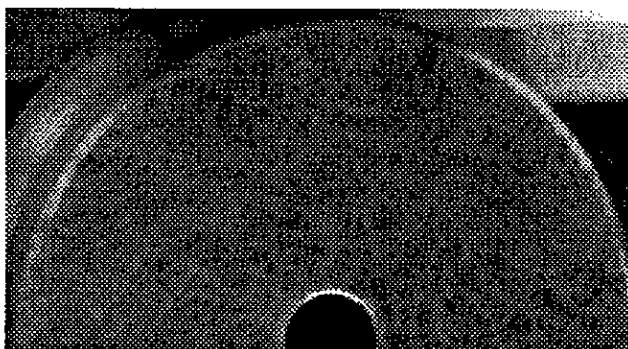
Pour accroître ce courant seuil, il faut introduire une résistance d'amortissement dans le circuit oscillant. On peut ainsi atteindre un courant crête de 30,2kA, avec un facteur d'amortissement de 58%. La durée de la décharge est alors de 216 μ s. Si maintenant on réalise un test en tension pour un courant de décharge de 10kA délivré avec ce même circuit de décharge (soit une réduction de 67% sur le courant seuil) on trouve que la tension limite admissible sur les premiers 70tirs est de 1,5kV au bout de 20 μ s après l'extinction de la décharge figure(VI-4) avec les électrodes en cuivre chrome (75Cu, 25Cr) cette tension admissible atteint 10kV au bout de 2 μ s, les différences sont énormes. Un tel écart a plusieurs origines possibles

- Une bien meilleure diffusion de la décharge avec les électrodes cuivre chrome. Ceci peut être étayé d'une part par le fait que nous n'avons constaté aucune dépendance des résultats obtenus avec le nombre de décharges ou d'essais réalisés, et d'autre part, par l'observation d'un étalement de traces d'érosion sur une plus grande surface pour les électrodes en cuivre chrome (70 décharges), figure(VI-7).



Cathode en cuivre après 70 décharges

$\hat{I}=10\text{kA}$, $P=0,01\text{Pa}$, $T/2=220\mu\text{s}$



Cathode en cuivre chrome après 70 décharges

$\hat{I}=12\text{kA}$, $P=0,01\text{Pa}$, $T/2=180\mu\text{s}$

Figure VI-7 Aspect de la cathode pour l'électrode en cuivre et en cuivre chrome après 70tirs

- Les densités d'ions mis en jeux lors du recouvrement diélectrique sont plus importantes avec les électrodes en cuivre. Cela peut être lié à la plus faible diffusion de la décharge dans ce cas, mais aussi à la mise en jeu d'une plus grande quantité de matière compte tenu de la plus faible température de fusion et d'ébullition du cuivre.
- La recombinaison des atomes de chrome est plus rapide que celle du cuivre (quelques μs pour la chrome à la place de quelque $10\mu\text{s}$ pour le cuivre) les densités d'ions dans la gaine décroissent donc beaucoup plus rapidement.

E. DECHARGE DE 820 μs TEST EN TENSION :

1. ELECTRODE NUES

Nous n'avons considéré jusqu'ici que des tests en tension mettant en jeu des décharges de courte durée ($\sim 220\mu\text{s}$). L'élargissement des essais à des durées de décharge plus grandes, 1ms voire 10ms, doit nous permettre de poursuivre l'évaluation des potentialités de disjonction contenues dans cette configuration de décharge, mais aussi de caractériser l'évolution du comportement de la décharge lorsque nous avons un accroissement important de la charge transférée.

Nous avons déjà vu que les limites d'accès à l'extinction définitive de la décharge (sous faible tension de rétablissement $< 1000\text{V}$), repéré par la surtension seuil qui apparaît lors de l'extinction de la décharge, subissaient quelques altérations. Si on prend comme repère une pression de l'air résiduel de $0,01\text{Pa}$, nous avons passage de cette surtension de -755V à -300V lorsque la durée de la décharge croit de $180\mu\text{s}$ à $820\mu\text{s}$

Notons tout de même que la charge transférée passe de $0,37\text{C}$ à $3,65\text{C}$ ou encore que les niveaux de courants correspondants vont de $5,5\text{kA}$ à 14kA .

Qu'en est il de la tension de rétablissement, après cet accroissement substantiel d'activité à la surface des électrodes ?

Les essais ont été réalisés avec des électrodes en cuivre de diamètre 66mm type « B » avec une cathode sablée. Les études réalisées au laboratoire par Bendiab, [03], ont montré qu'il était possible de s'affranchir du grand nombre de décharges de conditionnement pour

atteindre les tensions tests maximales en sablant la cathode. On obtient dès les 20 premiers essais les meilleurs résultats⁹.

Le courant dans cet essai est de 8kA, soit une réduction de 43% sur le courant seuil (14kA) à 0,01Pa, figure(VI-8).

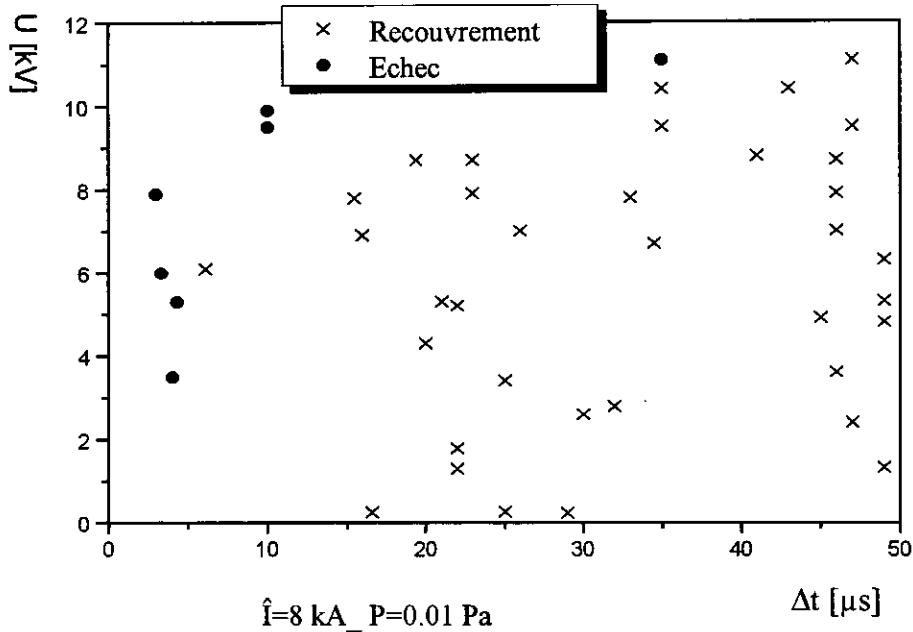


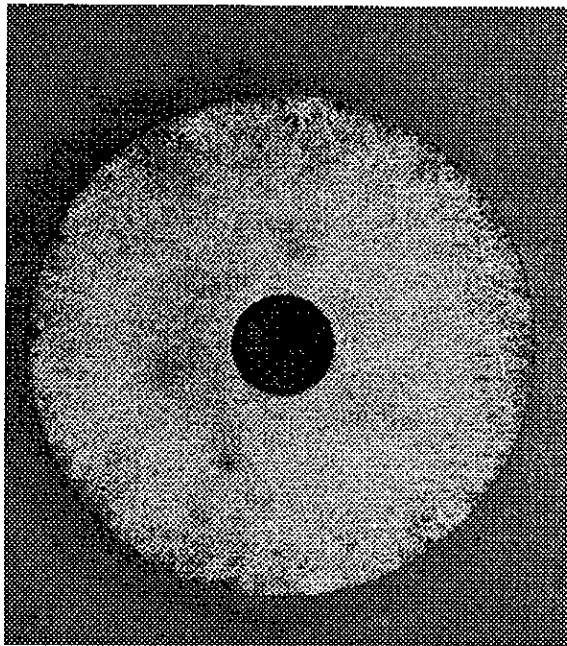
Figure VI-8 Tension test de rétablissement en fonction du retard Δt (polarité négative).

$T/2=820\mu s, \hat{I} \text{ crête}=8\text{kA}, P=0,01\text{Pa}$

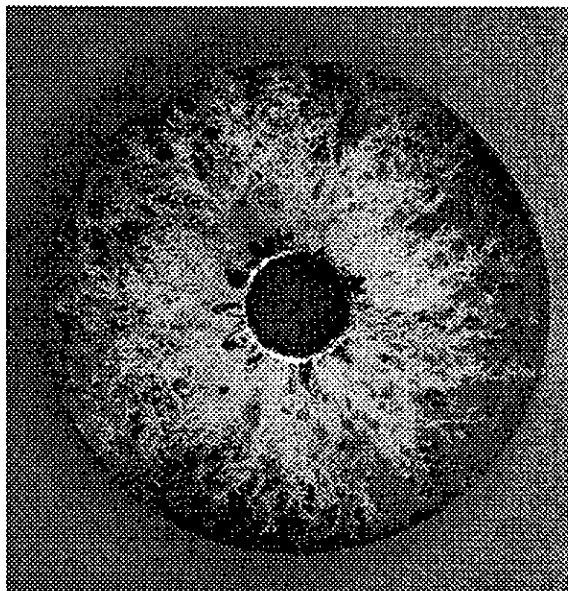
La tension de rétablissement ne peut excéder 10kV au bout de 5 μs . Nous avons ici une moins grande dynamique au recouvrement diélectrique que pour les décharges fortement amorties à 220 μs réalisées à des niveaux de courant de 20kA, où nous avons atteints les limites du banc d'essai. Compte tenu du fort amortissement, la comparaison n'est pas aisée.

L'observation des traces d'érosion sur les électrodes après 100 décharges nous montre une cathode uniformément érodée, (contribution du sablage à la diffusion de la décharge), mais par contre une anode partiellement touchée par l'activité anodique. L'arête du trou anodique est manifestement une zone très sensible (signes apparents de fusion). Nous n'avons toutefois plus du tout les longues coulures radiales de fusion que nous avons relevées avec les décharges de 220 μs , figure(VI-9).

⁹ Ce sablage perd toute son efficacité lorsqu'on réalise des décharges de courte durée ($\sim 200\mu s$ au moins). L'accès à la décharge diffuse est ici plus problématique.



Cathode sablée après une série de test à 820 μ s et une pression de 0,01Pa \hat{I} =8kA



Anode après une série de test à 820 μ s et une pression de 0,01Pa \hat{I} =8kA

Figure VI-9 Aspect de la cathode et de l'anode après une série de tirs

2. ANODE RECOUVERTE D'UNE GRILLE

Nous avons noté une importante remontée de niveau de notre indicateur (surtension seuil) lorsqu'on recouvrait l'anode d'une grille. Cette surtension seuil croissait et passait, pour une décharge de 820 μ s et pour une pression de l'air résiduel de 0,01Pa , de -300V à -650V.

Pour éviter le long conditionnement des électrodes (grand nombre de décharge) la cathode est ici sablée (aspérité <1/10mm), [69].

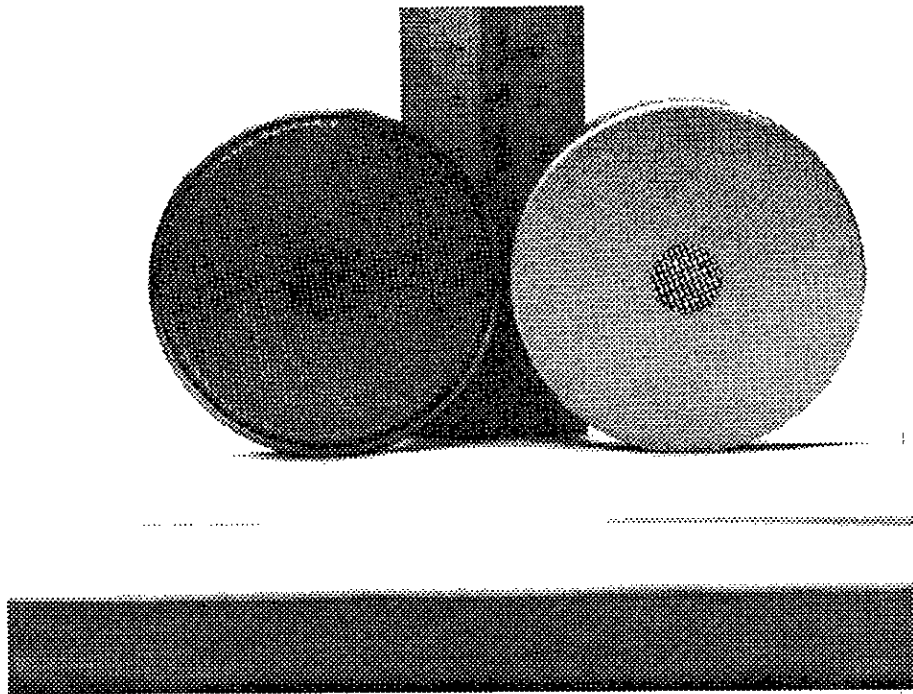


Figure VI-10 Electrodes type "B" Anode avec grille et cathode sablée (avant les essais)

Les tests en tension ont été réalisés comme précédemment après des décharges de $820\mu\text{s}$, et d'un niveau de 10kA , proche de celui considéré (8kA) avec une anode nue (sans grille). Ce niveau de courant sous-entend une réduction de 60% du courant limite admissible ($25,5\text{kA}$) dans ce circuit électrique (une surtension seuil correspondante de -652V)

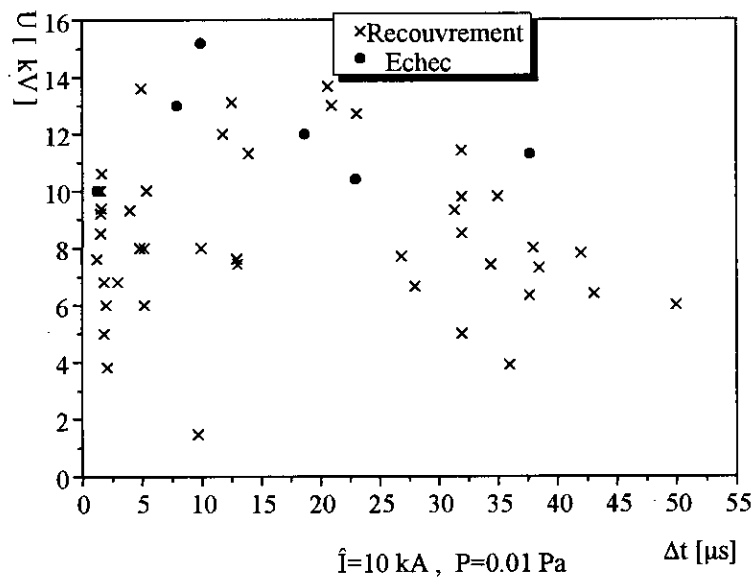


Figure VI-11 Tension test de rétablissement en fonction du retard Δt (polarité négative).

$T/2=820\mu\text{s}$, \hat{I} crête = 10kA , $P=0,01\text{Pa}$

Nous obtenons des niveaux admissibles de la tension test supérieures à 10kV. Ce niveau peut être atteint après un retard de 1,5 μ s (vitesse de croissance de cette tension 6,5kV/ μ s), figure(VI-11).

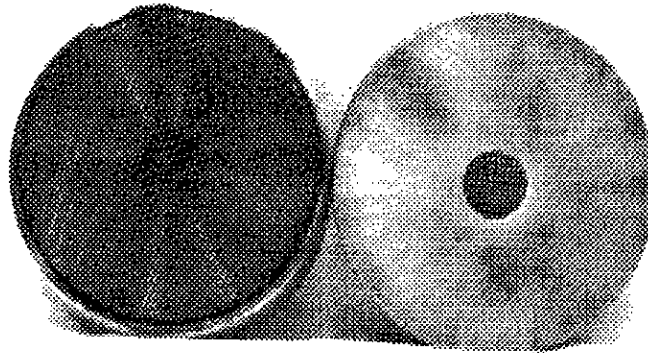


Figure VI-12 Electrodes après 150 tirs, $I_{max}=10$ kA, $P=0.05$ Pa, $T/2=820$ μ s durée de décharge (charge totale transférée supérieure à 600 C)

L'observation des électrodes après une campagne d'essais (charge totale transférée supérieure à 600C) nous permet de constater, figure(VI-12) :

- Les claquages consécutifs à un échec du test en tension ont lieu à la périphérie des électrodes sur l'anneau de maintien de la grille qui recouvre l'anode.
- Nous n'avons plus aucune trace d'érosion à la surface de l'anode. La cathode est uniformément touchée par la décharge et laisse penser à un ratissage de toute la surface par les spots cathodiques.

Le premier point, relatif au niveau de la tension test de 10kV rencontré dans les deux cas de figures avec et sans grille anodique, incite à penser ici aussi à l'existence d'une zone sensible au champ électrique au niveau de l'arête externe de l'anode. Le point deux nous indique qu'il n'y a plus de spots anodiques de fixation de la décharge. Le plasma conducteur, à l'instar des spots cathodiques, se déplace vers les zones de bordure des électrodes au cours de la décharge, et c'est à ce niveau qu'il sera le plus dense au moment de l'extinction.

F. CONCLUSION :

Que ce soit avec les matériaux du type cuivre chrome (Cu75Cr25), ou encore avec une anode de cuivre recouverte d'une grille, la décharge pseudospark (en fait la décharge entre électrodes de structure type pseudospark) atteint des qualités de diffusion et de faible taux

d'érosion, impossibles à atteindre avec des décharges d'arc sous vide entre électrodes planes de même configuration géométrique.

Ces qualités de décharges ne se traduisent pas directement sur les niveaux des tensions de rétablissement possibles. Il paraît nécessaire pour cela de réduire la zone sensible située maintenant sur le bord externe des électrodes. Cette opération paraît possible en aménageant différemment l'espace extérieur aux électrodes, dans ce cas trop large (distance anode enceinte 12mm) et trop exposé à une amplification de champ électrique, à l'interface plasma – espace vide de l'enceinte.

VII. CONCLUSION GENERALE

Les travaux que nous avons réalisés avaient deux buts principaux : d'abord préciser les grandeurs qui interviennent dans les limitations d'accès à l'extinction définitive d'une décharge pseudospark, ensuite déterminer les niveaux de tension de rétablissement que peut tenir le pseudospark après une disjonction réussie. Pour cela nous avons été conduit à analyser l'évolution dynamique de la décharge au cours de son développement pour déterminer à quoi peut être rattaché son caractère diffus qui permet d'envisager l'utilisation du pseudospark en disjoncteur .

Dans un premier temps, il nous a été possible de substituer à l'ancien système de déclenchement par électrode auxiliaire, un système de déclenchement à effet couronne, beaucoup plus fiable, moins gourmand en énergie, et apte à assurer un déclenchement jusqu'à une pression de l'air résiduel de 10^{-4} Pa.

Dans un deuxième temps, nous avons pu démontrer, que les limites d'accès à l'extinction définitive de la décharge ne pouvaient être portées par aucune grandeur caractéristique particulière comme la charge transférée, la vitesse de décroissance du courant à l'ouverture ou même le niveau de courant de décharge. Seule la surtension qui apparaît à l'extinction de la décharge est invariante pour une durée de décharge et une pression de gaz résiduel donnée.

A 1Pa et pour des durées de décharge de 100 à 230 μ s, cette surtension est de -520V indépendamment du diamètre des électrodes (ϕ 40mm et ϕ 70mm). Cette valeur de la surtension augmente à -750V lorsque la pression de l'air résiduel est ramené à 0,01Pa.

Une modélisation est en cours de réalisation, pour déterminer les paramètres physique qui interviennent lors de l'extinction de la décharge, au CPAT de Toulouse (Pitchford).

Pour des durées de décharge plus longues (820 μ s), la surtension n'est plus que de -280V à 1Pa. Cette chute de tension est due probablement à l'augmentation de la densité et du volume de la décharge pour une même surface mise en jeu. Mais on peut augmenter cette surtension seuil, et donc le niveau de courant admissible, en recouvrant l'anode d'une grille qui, soit réduit les singularités électriques du trou d'accès à la cavité anodique, soit apporte un accroissement substantiel de la surface réceptrice de charge (la surface anodique mise en jeu a été augmentée de 3 fois environ).

L'utilisation de matériaux semi-réfractaires comme le cuivre chrome (Cu75Cr25) apporte un fort accroissement de cette surtension seuil révélatrice de la limite du bon recouvrement

diélectrique, ou encore du courant admissible d'un facteur 1,9 pour des conditions et structures géométriques similaires en cuivre à la même pression.

Cela pose question sur la densité du résidu de la décharge mise en jeu et de sa distribution à l'extinction du courant en particulier autour du trou d'accès à la cavité anodique. Des études sur cet axe nous semblent nécessaires pour comprendre le phénomène de claquage.

Des études sont actuellement en cours au laboratoire sur l'évolution dynamique de la décharge et les capacités d'accès à la disjonction pour les fréquences industrielles (8ms) en collaboration avec EDF. Une inductance a été construite afin de répondre aux contraintes de courant admissible.

Une analyse de l'évolution dynamique de la décharge, nous montrent, que c'est dans la phase décroissante du courant ($dI/dt < 0$) qu'elle acquiert cet état diffus, et que les singularités lumineuses des spots cathodiques disparaissent pour laisser place à un continuum. Notons que le profil lumineux de la décharge est plus intense à 1Pa qu'à 0,01Pa, pression qui offre de plus hauts niveaux de tension de rétablissement.

Les tests en tension de rétablissement diélectrique montre toutefois qu'il existe une limite pour les décharge de longues durées de l'ordre de 12kV, identique avec les électrodes en cuivre et anode recouverte d'une grille, imputable aux lignes de champs extérieures aux électrodes (effet de bords). Une amélioration paraît possible avec une grille disposée à la même distance que la distance inter-électrodes. Pour accéder à un recouvrement diélectrique rapide en quelques μs nous devons avoir:

- ◆ Une pression de l'air résiduel de 0,01Pa, qui nous renseigne sur le rôle du gaz sur le comportement général de la décharge.
- ◆ Un conditionnement des électrodes, qui est obligatoire pour des durées de 200 μs (>100tirs). Cela permet d'avoir une décharge occupant toute la surface mise en jeu. Pour des décharges de longues durées >800 μs , un sablage de la cathode permet d'éviter le conditionnement.
- ◆ Un matériau fritté : choisir des matériaux dont les constantes de temps de recombinaison des ions soient faibles sans que ce soit des matériaux thermo-émissifs, le cuivre chrome répond à cette exigence.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

- [01] "Gas discharge closing switches"
G.Schaefer, M.Kristiansen, A.Guenther
ADVANCES IN PULSED POWER TECHNOLOGY. Volume2. Edition:1990 Plenum Press,
New York.
- [02] "Contribution à l'étude des décharges Pseudospark impliquées dans la réalisation de
conjoncteur disjoncteur".
G.Bauville
Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1994.
- [03] "Etude de la disjonction des commutateurs pseudospark"
F.Bendiab
Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1996.
- [04] "Etude de la disjonction sous vide de courants intenses"
C.K.Berthe.
Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1996.
- [05] "Opening Switches"
A.Guenther, M.Kristiansen, and T.Martin
ADVANCES IN PULSED POWER TECHNOLOGY. Volume 1. Edition:1990 Plenum Press,
New York.
- [05] "Progress in plasma erosion opening switch research at the Naval Research Laboratory"
B.V.Weber, J.R.Boller et al
5th IEEE PULSED POWER CONFERENCE Arlington Virginia (1985), p440-443, M.F Rose
and P.J. Turchi edition.
- [06] "Production of high current particles beams by low pressure spark discharges"
J.Christiansen and C.Schultheiss
Z.Physik Vol A290, P35 (1979).
- [07] " Investigation of the Different Discharge Mechanisms in Pseudospark Discharges"
M.Stetter, P.Felsner, J.Christiansen, K.Frank, A.Görtler, G.Hintz, R.Stark and R.Tkotz.
IEEE Trans on Plasma Science, Vol.23, No. 3, P283, 293 (1995).
- [08]"Spatial and Time Characteristics of High Current, High Voltage Pseudospark
Discharges"
K.Frank, R.Stark, J.Christiansen, P.Felsner, A.Görtler, D.H.H.Hoffmann, U.Prucker,
A.Schwandner, M.Stetter, R.Tkotz, and J.Urban.
IEEE Trans. on Plasma Science, Vol.25, No. 4, P740-747 (1997).

- [09] "Simulation numérique de la phase d'initiation d'une décharge à cathode creuse de type pseudospark"
N.OUADOUDI.
Thèse du doctorat de l'Université de Paul Sabatier TOULOUSE 1994.
- [10] "Electrical and optical studies of a pseudospark switch"
C.Vennin, F.Hatterer, P.Bayle, A.Gibert and G.Hartmann.
J. Phys. D: Appl. Phys. Vol27, P1887-1893. (1994).
- [11] "High power pseudospark and BLT switches"
K.Frank, E.Boggash, J.Christiansen, A. Goertler, W. Hartman, C. Kozlik, G.F.Kirkman, C. Braun, V. Dominic, M.A Gundersen, H. Riege and G.Mechtersheimer.
IEEE Trans. Plasma. Sci. Vol16, P317 (1988).
- [12] "First experimental observation of the ignition of a "superdense glow" before the glow-to-arc transition in a pseudospark discharge".
M.Stetter, P.Felsner, J.Christiansen, K.Frank, T.Mehr, J.Stenzenberger, and R.Tkotz.
J.Appl.Phys. Vol76 n°3, P631-636, 15 (1996).
- [13] " The Pseudospark And Its Applications As A High Power Switch"
J.Christiansen and R. Tkotz.
Proceedings of XIXth International Conference Phenomena Ionised Gases, Belgrade, P292-298 (1989).
- [14] "The hollow cathode phase of pseudospark operation"
L.C.Pitchford, J.P.Bœuf, V.Puech, R.L.Liou and M.A. Gundersen .
IXth Pulsed Power Conference, Albuquerque, USA (1993), P376-379 K.Prestwich and W. Baker Edition.
- [15] "Pseudospark discharge via computer simulation"
J.P.Bœuf and L.C.Pitchford
IEEE Trans on Plasma Science, Vol.19, P286, (1991).
- [16] "The bottleneck in pseudospark discharges"
T.Mehr, R.Tkotz, J.Stenzenberger, G.Hintz, J.Christiansen, P.Felsner, K.Frank, and M.Stetter.
J.Appl.Phys. Vol79, n°2, P625-630 , (1996).
- [17] "Origin of anomalous emission in super-dense glow discharge"
W.Hartmann and M.Gundersen.
Phys.Rev.Lett. Vol60, n°23, P1371, (1988).
- [18] "Modes of micro-plasma without and with ambient interactions"
G.Ecker.
14th Int. Symp. Disch. Electr. Insul. in Vacuum, Santa Fe, USA, p421-427, (1990)
R.W.Stinnett Edition.
- [19] "On mechanism of emission in pseudosparks"
G.A.Mesyats and V.F Puchkarev
15th Int. Symp. Disch. Electr. Insul. in Vacuum Darmstadt, RFA. P488-489 (1992).

- [20] "Electron emission from pseudospark cathodes"
A.Anders, S.Anders and M.A.Gundersen .
J.Appl.Phys. Vol76, n°3, P1494-1502 (1994).
- [21] "Fast processes on cathode surface resulting in pseudospark discharge"
V.F.Puchkarev.
IEEE Trans on Plasma Science, Vol.21, P725-730 (1993).
- [22] "Self-Sustained Self-Sputtering: A Possible Mechanism for the Super-dense Glow Phase of a pseudospark"
A.Anders, S.Anders, M.A.Gundersen, and A.M.Martsinovskii.
IEEE Trans on Plasma Science, Vol.23, No. 3, P275, 282.(1995).
- [23] "Investigations of cathode phenomena in pseudospark discharges"
P.Felsner, M.Stetter, W.Hartmann, A.Linsenmeyer, J.Christiansen, and K.Frank.
J.Appl.Phys. Vol76, n°10, P5661-5665 (1994).
- [24] "An Investigation of the Temporal Development of the Pseudospark Discharge"
R.Stark, O.Almen, J.Christiansen, K.Frank, W.Hartmann, and M.Stetter.
IEEE Trans on Plasma Science, Vol.23, No. 3, P294, 299 (1995).
- [25] "Etude expérimentale et modélisation des pseudospark"
V. Puech, M. Legentil, C. Postel et J.C. Thomaz
Rapport final contrat DRET document interne LPGP, Mars 1994
- [26] "Triggered low pressure pseudospark based high-power switch"
C.Kozlik, K.Frank, O.Almen, J.Christiansen, A.Görtler, W.Hartmann, A.Tinschmann, and R.Tkotz .
IEEE Trans on Plasma Science, Vol.17, P758 (1989).
- [27] "High brightness pseudospark produced electron beam"
E.Boggash et M.J.Rhee
Appl. Phys. Lett. 56, P1746, (1990).
- [28] "High-power, high-current pseudospark switches"
H. Riege, P. Ekkehard and P. Boggasch
IEEE Trans on Plasma Science, Vol17, P775, (1989).
- [29] "Plasma in High-current Pseudospark Switches"
A.Görtler, K.Frank, S.Insam, U.Prucker, A.Schwandner, R.Tkotz, J.Christiansen, and D.H.H.Hoffmann.
IEEE Trans on Plasma Science, Vol.24, No. 1, P51. (1996).
- [30] "The triggering of high current pseudo-spark switch"
E.Boggash
Proc. of the IEEE XVIIIth Pulsed Power int. Conf. Vol9 P567. (1985).
- [31] "Low jitter, low inductance, electrically triggered spark gap"
L.L.Small
Rev Sci Instr. Vol55 P1084. (1984).

- [32] "The triggered pseudospark chamber as a fast switch and as a high intensity"
D.Bloess
Nucl Instr Method. Vol 205 P173-184. (1983)
- [33] "High repetition rate, fast current rise, pseudospark switch"
G.Mechtersheimer, R.Kohler, T.Lasser and R.Meyer
J.Phys.E: Instrum. Vol19, P466, (1986).
- [34] "Recent experimental studies of the BLT switch."
G.Kirman, T.Y Hsu, R.L. Liou and M.A. Gundersen
Proc. Of the IEEE VIIth Pulsed Power int. Conf. P1-4. (1989).
- [35] "High power hollow electrode thyatron type switch"
K.Frank
Proc. Of the IEEE VIth Pulsed Power int. Conf. p 213-216. 1987.
- [36] "A low pressure light initiated, glow discharge switch for high power applications."
G.F.Kirkman and M.A Gundersen
Appl.Phys.Lett. Vol 49 P494. (1986)
- [37] "Pseudospark switches"
P.Billault, H.Riege and M.Van Gulik
CERN, décembre (1987).
- [38] "Corona plasma triggered pseudospark discharges "
M.Legentil, C.Postel, J.C.Thomaz Jr and V.Puech
IEEE Trans Plasma Science, Vol23, No3, (1995).
- [39] "Etude expérimentale d'une décharge pseudospark"
J.C.Thomaz Jr.
Thèse de Doctorat de l'Université ParisXI 1995.
- [40] "Physics and Applications of Pseudospark"
G.F.Kirkman, R.L Liou, T.Y Hsu and M.A.Gundersen,
NATO ASI B219, ed. M.A.Gundersen et G Schaefer, Plenum Press, New York, (1990).
- [41] "Etude de la conjonction- disjonction sous vide applicable aux transferts rapides d'énergie"
N.Haddad.
Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, (1989).
- [42] "Large area pulsed electron sources"
S.Humphries Jr, J.J.Ramirez and M.G.Wilde
IEEE Trans Sci. Vol8, n°4, P517, (1980).
- [43] "Use of an axial magnetic field to improve high current vacuum interrupters"
S.Yanabu, M.Okawa, et Al
IEEE Trans. on Plasma Science, Vol.15, N°5, P524-532, (1987).

- [44] "Long pulse switching properties of pseudospark switches"
W. Hartmann, O. Almen, K. Frank, R. Kowalewicz, C. Kozilik, A. Görtler, and J. Christiansen.
7th IEEE Pulsed Power Conference pp 5-8 Monterey, Ca. USA (1989). R. White and B.H. Bernstein editors.
- [45] "The spontaneous formation of cathode spots in high current triggered vacuum switches and an estimate of the cathode spot current density on copper"
J.C. Sherman et al
J. Phys. D. :Appl. Phys, Vol8, P696-702, (1975).
- [46] "Pulsed electrical discharge en vacuum"
G.A. Mesyats and D.I. Proskurovsky
Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1989)
- [47] "Events associated with zero current passage during the rapid commutation of a vacuum arc"
S.E. Childs, A.N. Greenwood, and J.S. Sullivan
IEEE Trans. Plasma. Sci., Vol. 11, N°3, P181-188, (1983).
- [48] "Numerical simulation of high current vacuum arc"
M. T. Glinkowski, A. Greenwood and P. Stoving
Proceeding XVIth ISDEIV Conference SPIE Vol. 2259 P153-159, (1994) Moscow- St. Petersburg, Russia
- [49] "Computer simulation of post arc plasma behavior at short contact separation in vacuum".
M. T. Glinkowski and A. Greenwood,
IEEE Trans. On. Plasma. Science, Vol. 17, N° 1, P45-50, (1989).
- [50] "Measurement and modelling in the current zero region of vacuum circuit breakers for high current interruption"
J. Kaumanns
IEEE Trans. On. Plasma. Science, Vol. 25, N° 4, P632-636, (1997).
- [51] "Sheath Growth in a low pressure plasma,"
J. G. Andrews and R. H. Varey
Phys. Fluids, Vol. 14, P339-343, (1971).
- [52] "Spatial and time characteristics of short gap, high di/dt discharges"
M. Glinkowski and E.-D. Wilkening
Proceeding XVth Intern. Symposium DEIV, Darmstadt, P449-453, (1992).
- [53] "Dielectric recovery of vacuum arcs after strong anode spot activity"
E. Dullni, E. Shade and B. Gellert
Proceeding XIIth ISDEIV, P214-218, (1986).
- [54] "Recovery of dielectric strength after current interruption in vacuum"
G. A. Farrall,
IEEE Trans. On. Plasma. Science, Vol. 6, N° 4, P360-369, (1978).

- [55] "Product-orientated research in industry : Investigation of the high current interruption of vacuum circuit breakers"
E. Dullni and E. Shade
Proceeding XVth ISDEIV, Darmstadt, P279-288, (1992).
- [56] "Dielectric recovery of copper chromium vacuum interrupter contacts after short circuit interruption",
E. Huber, K. Fröhlich and R. Grill
IEEE Trans. on. plasma. Science, Vol. 25, N°4, P642-646, (1997).
- [57] "Techniques de l'ingénieur"
P. Ségur
D2530-D2531.
- [58] "Etude générale des sondes de mesure inductive de courant"
F. Rioux-Damidau et C. Rioux
Rev. Phys. App., Vol 7, (1972).
- [59] "Contribution à l'étude de la disjonction sous vide de courants intenses et pulsés"
P. Lequitte.
Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, (1992).
- [60] "Neutral copper vapor density and dielectric recovery after forced extinction of vacuum arcs"
G. Lins, I. Paulus and F. Pohl
IEEE Trans. on. plasma Science, Vol17, N°5, P676-678, (1989).
- [61] "The anode surface temperature of CuCr contacts at the limit of current interruption"
K. Watanabe, J. Sato et al
IEEE Trans. on. plasma. Science, Vol. 25, N°4, P637-641, (1997).
- [62] "Post arc current of vacuum interrupters"
S. Yanabu, M. Homma, E. Kaneko and T. Tamagawa
IEEE Trans. on. Power Apparatus and Systems, Vol. 104, N°1, P166-172, (1985).
- [63] " An analytical and experimental study of post arc phenomena in vacuum"
Hermant K. Mody and A. Greenwood
IEEE Trans. on. plasma. Science, Vol.14, N°4, P503-514, (1986).
- [64] "Some interruption criteria for short high frequency vacuum arcs"
M. Glinkowski and A. Greenwood
IEEE Trans. on. plasma. Science, Vol.17, N°5, P741-743, (1989)
- [65] "Contact materials for vacuum interrupteurs "
P. G. Slade,
IEEE Trans. Parts, Hybrids Packag , Vol.10, P43-47, (1974).
- [66] "The investigation of copper chromium contacts in vacuum interrupters subjected to an axial magnetic field"
M. Okawa, S. Yanabu and E. Kaneko
IEEE Trans. on. plasma. Science, Vol.15, N°5, P533-537, (1987).

[67] "Influence of electrode separation on ion density in the vacuum arc"

G. Iins

IEEE Trans. on plasma. Science, Vol. 19, N°5, P718-724, (1991).

[68] "New investigation on pseudospark discharge and quenching phenomenon at zero current".

G. Bauville, F.Bendiab, Y.Meslem, and A.Delmas.

XVIIth ISDEIV Berkely, Ca. USA. Vol 2, P991, (1996).

[69] "Investigation on pseudospark recovery voltage"

Y.Meslem, G.Bauville, F.Bendiab and A.Delmas.

11th IEEE. International Pulsed Power Conference, Baltimore, Ma. USA. Vol 2, P923-928. G. Cooperstein and I. Vitkovitsky editors, (1997).