

Inscrit Sous le N°: 1163  
Date le: 15/10/05  
Code: .....

Université Abou - Bekr Belkaïd - Tlemcen

Faculté des Sciences  
Département de Physique

Inscrit Sous le N°:  
Date le: 23/10/2011  
Code: 5782

# MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de Magister  
Spécialité : Physique des Plasmas et gaz ionisé

Par

M<sup>lle</sup> KHEDIM Sihem

Inscrit Sous le N°:  
Date le: 14 DEC 2015  
Code: 2002

Sur le Thème

## DIAGNOSTIC OPTIQUE DE DENSITE ET DE TEMPERATURE D'UNE DECHARGE COURONNE BAINANT DANS UN MILIEU GAZEUX

Soutenu le 28 septembre 2005 devant le jury

M.K. INAL	Professeur (Université de Tlemcen)	Président du jury
M.LEMERINI	Maître de Conférences (Université de Tlemcen)	Directeur de Thèse
M.C. MERED	Maître de Conférences (Université de Tlemcen)	Co-Directeur de Thèse
B. BOUHAFS	Maître de Conférences (Université de Tlemcen)	Examineur
B.LIANI	Maître de Conférences (Université de Tlemcen)	Examineur

Année universitaire : 2004/2005

*Pour leur participation précieuse à ma formation personnelle depuis mon jeune âge je tiens à donner toute mon affection et mon amour à mes très chers parents qui n'ont cessé de me soutenir moralement et j'en profite pour les remercier pour leur financement de mon projet de thèse. Je dédie ce mémoire particulièrement à mon adorable petite sœur Sara, à mon frère Zaki, à mes chers grands parents et à M<sup>r</sup> et M<sup>me</sup> Bensmail.*

---

## Remerciements

---

*Ce mémoire a été réalisé au Laboratoire de Physique Théorique (LPT) en collaboration avec le Laboratoire d'Optique à L'Université de Tlemcen. Je voudrais avant tout exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à M<sup>r</sup> C. Merad pour son accueil au sein du Laboratoire d'Optique, pour ses précieux conseils dans le domaine d'optique durant cette année et surtout pour les efforts qu'il a fourni pour mettre au point la manip. Je remercie aussi la directrice de LPT M<sup>lle</sup> F. Ould Kadour de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.*

*Je suis honorée - autant qu'il m'est agréable - d'exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à M<sup>r</sup> M. Lemerini Maître de Conférences à l'université de Tlemcen qui a bien voulu encadrer ce travail. Son soutien et ses conseils durant cette année m'ont permis de continuer à avancer. J'ai apprécié sa gentillesse et la bonne humeur qui ont facilité l'aboutissement de ce travail.*

*J'adresse aussi l'expression de mon grand respect et mes meilleurs remerciements à Monsieur M<sup>r</sup> M. Inal, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire.*

*Je tiens aussi à remercier chaleureusement les membres du jury : M<sup>r</sup> B. Liani Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen, M<sup>r</sup> C. Merad Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen, et M<sup>r</sup> B. Bouhafis Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen pour avoir porté un regard critique sur mon travail.*

*Je désire exprimer toute ma reconnaissance à tous ceux qui ont contribué de loin à la réalisation de la manip et je cite M<sup>r</sup> A. Koukchou Braham, M<sup>r</sup> A. Moussaoui et M<sup>r</sup> R. Bouayed.*

*Cette année au Laboratoire de Physique théorique s'est déroulée dans un environnement très amical, je voudrais donc adresser toute ma sympathie à tous les membres et je leur souhaite une bonne continuation.*

*Je tiens à remercier très particulièrement Bouchefra Yasmina pour son aide et ses conseils, sa relecture impitoyable des articles, chaque discussion avec elle est un remontant idéal contre les baisses de motivation, ta compagnie quotidienne a rempli mon mémoire de souvenirs innoubliables!*

*En dehors de tout cadre professionnel, il y a beaucoup de personnes que je voudrais remercier, pour tout ce qui n'était pas mémoire durant cette année de mémoire, merci Ilhem, Sodfa, Meryem, Lila.*

*Merci à tous ...*

---

# Table des matières

---

<b>Dédicace</b> .....	i
<b>Remerciements</b> .....	ii
<b>Introduction</b> .....	iv
<b>I. Chapitre I : APERCU BIBLIOGRAPHIQUE SUR LES DIAGNOSTICS</b> .....	8
I.1. INTRODUCTION .....	8
I.2. HISTORIQUE.....	8
I.3. LES TYPES DE DIAGNOSTIC .....	9
I.3.1. Les diagnostics à distance .....	9
I.3.1.1. <i>La spectroscopie optique</i> .....	9
I.3.1.2. <i>L'interférométrie</i> .....	10
I.1.3. <i>La fluorescence induit par laser (LIF)</i> .....	11
I.3.2. Les diagnostics locaux .....	11
I.3.2.1. <i>Sondes de Langmuir</i> .....	11
I.3.3. Autres diagnostics locaux .....	12
I.3.3.1. <i>Sondes magnétiques</i> .....	12
I.3.3.2. <i>Analyseurs d'énergie</i> .....	13
I.3.3.3. <i>Sondes de courant</i> .....	13
I.3.3.4. <i>Sondes d'oscillations de plasma</i> .....	14
I.4. CONCLUSION .....	15
<b>II. Chapitre II : L'INTERFEROMETRIE MACH-ZEHNDER</b> .....	16
II.1. INTRODUCTION .....	16
II.2. LES INTERFEROMETRES .....	16
II.2.1. Interféromètres à deux ondes.....	16
II.2.1.1. <i>Interféromètre de Michelson</i> .....	16
II.2.1.2. <i>Interféromètre de Mach-Zehnder</i> .....	17
II.2.2. Les appareils à ondes multiples et à nombre limité de faisceaux .....	18
II.2.3. Les appareils à ondes multiples et à nombre illimité de faisceaux .....	19
<i>L'interféromètre de Fabry et Pérot</i> .....	19
II.3. APPLICATIONS DES INTERFEROMETRES : CONTROLE DES	

SURFACES-DILATATIONS-INDICES.....	21
II.3.1. Etude des surfaces optiques.....	21
II.3.2. Etude des dilatations par la méthode de Fizeau.....	22
II.3.3. Variation avec la température de l'indice d'un solide transparent (Fizeau) ..	23
II.3.4. Mesure de l'indice des gaz. Réfractomètre interférentiel.....	24
II.3.5. Emploi d'un spectre cannelé. Dispersion d'un gaz.....	25
II.4. MESURE PAR INTERFEROMETRIE MACH-ZEHNDER.....	26
II.4.1 Description de la méthode.....	26
II.4.2. Inversion d'Abel.....	28
II.5. CONCLUSION.....	30
<b>III.Chapitre III : MONTAGE EXPERIMENTAL.....</b>	<b>31</b>
IV.2. DESCRIPTION DU MONTAGE DE L'INTERFEROMETRE DE MACH-ZEHNDER.....	31
<b>IV. Chapitre IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX.....</b>	<b>56</b>
IV.1. LES RESULTATS OBTENUS.....	56
IV.2. EVOLUTION SPATIALE DE LA POPULATION DES NEUTRES.....	61
IV.3. DETERMINATION DE LA DENSITE DES NEUTRES.....	61
IV.3.1. La relation de Gladstone-Dale.....	62
III.3.2 Hypothèses de calcul.....	62
IV.4. CALCUL DE L'INDICE DE REFRACTION DU MILIEU.....	64
IV.4.1. Détermination de la déformation des franges d'interférence.....	64
IV.4.2. L'intégrale d'Abel et l'indice de réfraction.....	64
IV.5. EVOLUTION DE LA TEMPERATURE.....	68
IV.6. DISCUSSION.....	70
IV.7. CONCLUSION.....	71
<b>Annexe A : SPECTROMETRIE D'EMISSION OPTIQUE.....</b>	<b>73</b>
III.2. PARAMÈTRES DE PLASMA ET DIAGNOSTIC.....	73
Méthodes spectroscopiques.....	73
III.3. SPECTROMÉTRIE D'EMISSION ATOMIQUE.....	77
Principe de base.....	77
<b>Annexe B : DECHARGE COURONNE.....</b>	<b>73</b>
1. Décharges à courant continu (C.C).....	80
1.1. Configurations d'électrode, propriétés et évolution de la décharge.....	80
1.2. Relations courant tension et consommation de la puissance.....	80
1.3. Charge et transport des particules et des gouttelettes.....	80
2. Décharges couronne pulsées.....	81
3. Applications.....	81
3.1. Dépoussiéreurs électrostatiques.....	82
3.2. Contrôle de la pollution.....	82
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>84</b>

---

# Introduction

---



## Introduction

**D**e nombreuses investigations ont été menées ces dernières années sur les diagnostics des plasmas. Ces études ont apporté de nouvelles connaissances sur les propriétés fondamentales des plasmas dans des conditions extrêmes de température et de densité. Elles ont permis de réaliser plusieurs applications telles que la détermination des paramètres de plasma dans les réacteurs de fusion thermonucléaire, l'étude des plasmas astrophysiques, etc.

Les plasmas sont le quatrième état de la matière, obtenus, par exemple, en portant un gaz à très haute température. L'énergie d'agitation thermique des molécules et atomes constituant le gaz est alors suffisante pour que, lors des collisions entre ces particules, un électron puisse être arraché à l'une d'entre elles. L'ionisation peut également être provoquée par l'impact d'un corpuscule de lumière sur une molécule ou sur un atome. À l'inverse, un électron et un ion peuvent se recombiner lors d'une collision mettant également en jeu une troisième particule, qui encaisse l'excès d'énergie associé à la recombinaison, ou bien simplement lors d'une collision électron-ion avec émission d'un photon. L'ionisation et la recombinaison conduisent ainsi à des gaz partiellement ou presque totalement ionisés, appelés « plasmas ». Composé de particules chargées positivement (ions) et négativement (électrons), et éventuellement de particules neutres, le plasma est en général globalement neutre, en effet toute séparation à grande échelle des charges positives et des charges négatives s'accompagne de l'apparition d'un fort champ électrique qui rappelle les populations ionique et électronique l'une vers l'autre.

Les plasmas nous sont peu familiers sur Terre, ils se produisent naturellement dans des environnements de l'espace puisque les étoiles, la couronne solaire, les espaces interstellaires et intergalactiques sont des plasmas [1]. Plus près de nous, dans l'environnement terrestre, la magnétosphère et l'ionosphère appartiennent également à cette catégorie. Dans la vie quotidienne, on trouve encore des plasmas dans les tubes à décharges électriques (tubes à néon), les arcs électriques, les éclairs atmosphériques, les aurores boréales ou ceux créés dans les laboratoires en utilisant des moyens artificiels. Enfin, les plasmas très chauds, dont la température est de l'ordre de la dizaine ou de la centaine de millions de kelvins, sont étudiés en laboratoire pour réaliser sur Terre de façon contrôlée la fusion thermonucléaire, à l'image de ce qui se passe dans les étoiles [2], où elle est la source qui fournit l'énergie qu'elles rayonnent. Une description classique complète du plasma, se composerait des spécifications

des champs électromagnétiques et la position et la vitesse de toutes les particules dans tout le volume considéré.

Pendant ces dernières décennies la majeure partie de la recherche a été entreprise en physique des plasmas. En conséquence, le champ inclut un corps très substantiel de la connaissance couvrant une grande variété de branches, du plus théorique au plus pratique, en comparaison à n'importe quelle autre sous discipline de la physique. Comme avec n'importe quelle autre science, le progrès a été accompli le plus efficacement quand une confrontation quantitative entre la théorie et l'expérience a été possible. Cette confrontation place des demandes fortes sur la théorie pour faire des calculs dans des configurations et des circonstances réalistes, mais elle exige également que les propriétés des plasmas soient mesurées expérimentalement aussi complètement et exactement que possible. Pour cette raison, beaucoup d'efforts en physique des plasmas expérimentale sont consacrés à concevoir, à développer, et à prouver des techniques pour diagnostiquer les propriétés des plasmas [3].

Une force d'entraînement importante derrière la recherche sur les plasmas a été, et l'est toujours, la perspective de développer des quantités de puissance économiquement significatives de fusion thermonucléaire contrôlée. La fusion a ses propres impératifs de la température, densité, confinement, et ainsi de suite, qui fournissent un diagnostic stimulant et approprié à l'environnement des plasmas de fusion. Par exemple, les températures élevées cherchées pour la fusion éliminent fréquemment la possibilité de diagnostic interne par les sondes matérielles.

L'objectif global du diagnostic des plasmas est de déduire des informations sur l'état du plasma à partir des observations pratiques des processus physiques et de leurs effets. Ceci exige habituellement une chaîne plutôt raffinée de déduction basée sur une compréhension des processus physiques impliqués. Dans des situations plus mondaines la même chose est vraie pour d'autres mesures; par exemple, un thermomètre ordinaire de mercure/verre se fonde sur le processus physique de la dilatation thermique du mercure, qui détermine la taille de la colonne de mercure observée. Cependant, puisque les plasmas ont des propriétés qui sont souvent plutôt différentes des états plus familiers de la matière rencontrée dans la vie quotidienne, le raisonnement est parfois plus spécialisé et peut sembler plus obscure, d'autant plus que les diagnostics de plasma sont rarement ordinaires. Ce qui est exigé, alors, pour une compréhension des principes du diagnostic de plasma est une connaissance complète de la physique des plasmas.

Les principales méthodes d'analyse des plasmas sont des méthodes faisant appel au rayonnement électromagnétique. C'est particulièrement vrai pour l'étude des plasmas astrophysiques pour lesquels le rayonnement émis constitue la seule information qui nous parvienne. Plus près de nous, l'étude de l'environnement terrestre fait aussi appel à des mesures in situ, obtenues à l'aide de sondes embarquées sur satellite. Ces sondes peuvent mesurer le champ électrique, le champ magnétique, la densité et l'énergie des particules chargées [4].

Les méthodes électromagnétiques d'analyse des plasmas sont relativement variées : spectroscopie (analyse des intensités des raies émises ou absorbées, pour la détermination des abondances des éléments, de leur élargissement spectral, pour la mesure des températures ioniques, ou de leur décalage en longueur d'onde par effet Doppler, pour la mesure des vitesses d'écoulement), émission, absorption, réfraction, transmission, diffusion Thomson (détermination des densités et des températures des espèces ionique et électronique), interférométrie (mesure de la densité électronique), analyse des changements de polarisation par effet magnéto-optique (mesure du champ magnétique) [5]. Les progrès des années 1990 concernent surtout les résolutions spatiales et temporelles dans l'analyse des processus physiques dans les plasmas, dont on arrive à obtenir l'image avec une précision de l'ordre du micromètre et surtout des temps d'analyse plus petits que la picoseconde.

Il existe différentes manières de grouper les diagnostics. D'abord, nous pourrions les grouper par paramètre de plasma mesuré. Ainsi, nous pourrions considérer séparément des méthodes pour mesurer la densité, la température, et ainsi de suite.

Une deuxième classification possible par une technique expérimentale : cela peut être appris en utilisant un certain instrument de mesure, par exemple un détecteur ou un spectromètre. Telle division est plus appropriée si le traitement souligne les détails de la technique.

Généralement on classe les catégories de diagnostics par processus physique ou propriété du plasma qui est directement mesurée; par exemple l'indice de réfraction du plasma, les ondes électromagnétiques émises par les électrons libres, et ainsi de suite. Ceci diffère en premier lieu de la première option en traitant à la fois les divers paramètres variables du plasma que les mesures d'un processus physique spécifique nous permet d'estimer ; en second lieu en traitant les mesures à la fois des processus spécifiques même par des techniques largement différentes, bien que parfois des mesures séparées faites avec les mêmes instruments.

Naturellement, pas toutes les mesures des processus ne sont possibles avec tous les plasmas. Un exemple déjà mentionné est que la plupart des plasmas chauds de fusion ne peuvent pas être diagnostiqués intérieurement avec les sondes matérielles, de sorte que le flux direct des particules de plasma ne puisse pas être mesuré. Un autre est que les plasmas froids peuvent avoir des réactions nucléaires négligeables. Similairement ; la qualité de l'information peut changer d'un plasma à un autre.

L'objectif de ce mémoire est double :

- réalisation d'un interféromètre de type Mach-Zehnder pour déterminer la densité des neutres dans une décharge couronne baignant dans un gaz d'azote  $N_2$  à la pression atmosphérique à partir de la mesure de l'indice de réfraction,
- déduire à partir de la densité des neutres mesurée la température des neutres dans le plasma créé par la décharge couronne,

Ce travail s'intéresse aussi à la description des méthodes de diagnostic pour mesurer les différents paramètres des plasmas (densité et température des composants, champs électrique et magnétique...etc.).

L'organisation du mémoire s'articule autour de cinq chapitres

Le chapitre I est consacré à une étude bibliographique où nous définissons les différents types de diagnostics, voire les diagnostics à distance et les diagnostics locaux.

Dans le chapitre II, nous donnons un aperçu général sur les différents interféromètres et quelques applications de ces derniers tout en s'intéressant à l'interféromètre de type Mach-Zehnder.

Dans le chapitre III nous présentons le montage expérimental que nous avons réalisé au laboratoire d'optique.

Le chapitre IV est consacré à la discussion des résultats obtenus.

Et en fin, nous terminons ce manuscrit par une conclusion générale et les perspectives envisagées.

---

# Chapitre I

---

# I. APERCU BIBLIOGRAPHIQUE SUR LES DIAGNOSTICS

## I.1. INTRODUCTION

Les diagnostics mesurent la tension, le courant, les champs électromagnétiques internes, les densités et températures d'électron, d'ion et des neutres, le rayonnement optique, les concentrations d'impureté, le mouvement du plasma, l'émission des rayons X, etc. Le diagnostic idéal aurait le bas coût et fournit des données claires résolues en temps et en espace n'exigeant aucune déconvolution. Les diagnostics réels approchent rarement ce cas idéal et il y a habituellement un compromis substantiel entre le coût et l'exécution.

Les diagnostics et les sondes sont tous les deux des méthodes de mesure, mais ils ont différentes connotations. L'équipement diagnostique est utilisé dans le laboratoire sur des dispositifs de recherches et peut être donc complexe, cher, et exige un réglage minutieux. Les sondes, d'autre part, sont utilisées dans la production et doivent donc être simples, petites, discrètes, et indéréglables. Par exemple, *les détecteurs de limite*, qui signalent la fin d'une étape de gravure en détectant une raie spectrale caractéristique de la couche sous-jacente, sont si importants qu'ils soient continuellement améliorés. Les sondes pratiques sont peu nombreuses mais constituent un grand sujet que nous ne pouvons pas couvrir ici.

## I.2. HISTORIQUE

G. Boudebs et al [6] ont utilisé une méthode perfectionnée pour mesurer la non-linéarité d'ordre 3 d'un échantillon de faible qualité optique. Ils ont utilisé une pompe-sonde, un interféromètre Mach-Zehnder couplé à une caméra CCD pour caractériser les échantillons présentant quelques inhomogénéités ou quelques défauts de surface. La méthode consiste à enregistrer les franges d'interférences en absence de la pompe-faisceau ainsi permettant la caractérisation des variations linéaires de la phase et de l'amplitude produites par l'échantillon. Une comparaison avec les franges d'interférences enregistrées avec la pompe-faisceau permet de déduire le décalage de phase non-linéaire sans bruit résultant de l'inhomogénéité de l'échantillon.

C. Champenois et al [7] ont développé une théorie de contraste des franges issues d'un interféromètre atomique Mach-Zehnder à 3 dimensions basée sur un traitement approximatif de Fresnel-Kirchoff de la diffraction.

Tammy Cole et al [8] ont utilisé l'interférométrie Mach-Zehnder pour déterminer l'indice de réfraction local dans des gradients de concentrations macromoléculaires dans un

environnement de protéine croissant, virus et cristaux d'acide nucléique. Cette méthode a donné des résultats précis.

Dachuan Yin et al [9] ont mesuré les concentrations des solutions de protéine sous l'effet d'un fort champ magnétique. L'effet du champ magnétique sur l'évolution temporelle de la concentration durant le processus de croissance du cristal tétragonal des lysozymes est examiné par l'interférométrie Mach-Zehnder pour étudier le profile de concentration in situ outre l'interface solide-liquide durant la croissance du cristal.

P. Mataloni et al [10] ont réalisé la conversion des fréquences non-linéaires des états de superposition de quantum optique dans un interféromètre Mach-Zehnder qui analyse deux fréquences différentes.

### I.3. LES TYPES DE DIAGNOSTIC

Les diagnostics pour déterminer des quantités telles que la densité des neutres  $n$ , la température électronique  $T_e$ , le potentiel de l'espace  $V_s$ , etc. peuvent être à distance ou locaux [11]. Les méthodes à distance n'exigent pas l'insertion d'un objet dans le plasma, mais elles exigent au moins une fenêtre pour l'accès. Les diagnostics locaux mesurent les propriétés de plasma à un point dans le plasma par insertion d'une sonde d'un type ou d'un autre à l'intérieur. Les méthodes à distance dépendent d'une certaine manière du rayonnement, ainsi la fenêtre doit être faite d'un matériau qui est transparent à la longueur d'onde utilisée. Parfois des fenêtres en quartz ou en saphir sont nécessaires. Les sondes, d'autre part, doivent résister au bombardement des particules de plasma et les couches résultantes ou l'échauffement ; encore, elles doivent être assez petites pour ne pas changer les propriétés mesurées.

#### I.3.1. Les diagnostics à distance

##### I.3.1.1. La spectroscopie optique

Un diagnostic à distance très courant est la spectroscopie d'émission optique (S.E.O.), qui est la partie du traitement optique générale du rayonnement. Dans S.E.O., la lumière visible est habituellement rassemblée par un objectif et focalisée sur la fente d'un spectromètre. Le détecteur peut être une photodiode, un photomultiplicateur, ou un analyseur multicanal optique (A.M.O.). Avec une photodiode, des filtres d'interférence sont utilisés pour isoler une raie spectrale particulière. Le rayonnement optique émis par un plasma peut également être étudié en utilisant un filtre interférentiel et une caméra CCD sensible. La

Figure I.1. montre l'émission de l'argon ionisé enregistré avec un filtre à bande étroite pour la raie 488 nm de  $Ar^+$  [11].

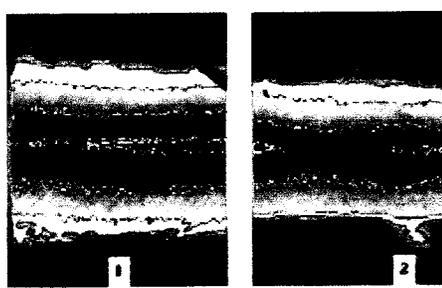


Fig.I.1 : Émission de lumière d'argon ionisé à diverses positions  $z$  dans une décharge helicon [11].

On abordera avec plus de détail cette technique dans l'annexe A.

### I.3.1.2. L'interférométrie

Un autre diagnostic à distance utile est l'interférométrie qui est une technique expérimentale primaire pour mesurer les propriétés réfringentes du plasma. Cette technique est basée sur la mesure de l'indice de réfraction du plasma pour une fréquence appropriée par transmission des ondes électromagnétiques dans le plasma, et par un raisonnement récurrent on déduit alors les valeurs locales de la quantité à étudier à partir des mesures in situ [1]. Ce titre sera traité en détail dans le chapitre suivant.



Fig.I.2 : Exemple de frange d'interférence le long de l'axe peut montrer la forme du plasma [12].

### I.1.3. La fluorescence induit par laser (LIF)

Ce diagnostic est à la fois non envahissant et local parce qu'il utilise des chemins de faisceaux intersectés. En outre, c'est la seule manière de mesurer  $T_i$  sans utiliser un grand analyseur d'énergie. Un laser, accordé à une transition particulière, est utilisé pour soulever des ions à un état excité le long du chemin à travers le plasma. Les ions excités entrent en fluorescence, dégageant la lumière à une autre fréquence, et cette lumière est collectée par un objectif focalisé à une partie du chemin, fournissant la localisation. L'élargissement Doppler de la raie donne la vitesse des ions diffusés dans une direction particulière. L'équipement est cher, et difficile à installer, de sorte qu'il soit relativement peu disponible dans les laboratoires. Le schéma 3 montre une installation typique de LIF.

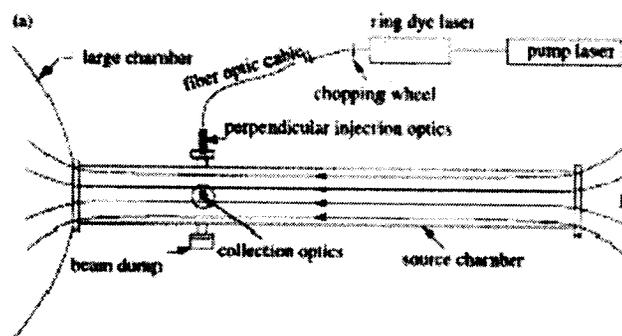


Fig.I.3 : Alignement perpendiculaire d'injection de laser et de collection de système optique [13].

## I.3.2. Les diagnostics locaux

### I.3.2.1. Sondes de Langmuir

Une sonde de Langmuir est un petit conducteur qui peut être introduit dans un plasma pour collecter les courants d'ion ou d'électron qui circulent à l'intérieur à différentes tensions [14]. Le courant en fonction de la tension, appelée la caractéristique  $I-V$ , peut être analysée pour indiquer des informations sur  $n$ ,  $T_e$ ,  $V_s$  (potentiel de l'espace), et même la fonction de distribution  $f_e(v)$ , mais pas la température d'ion. Puisque la sonde est immergée dans un environnement dur, des techniques spéciales sont utilisées pour la protéger du plasma et vice versa, et pour s'assurer que les circuits donnent les valeurs correctes de  $I-V$ . Le bout de la sonde est fait d'un matériau à haute température, habituellement une tige ou un fil de tungstène de 0.1 à 1 mm de diamètre. La tige est filetée dans un tube mince de céramique, habituellement l'alumine, pour l'isoler du plasma exceptée une longueur courte du bout qui reste exposée, environ 2 à 10 mm de long. Ces matériaux peuvent être exposés aux plasmas de laboratoire à basse température sans qu'ils soient fondus ou pulvérisés excessivement.

Quelques sondes de Langmuir commerciales utilisent un tube plutôt épais en métal pour soutenir le bout de sonde, et ceci peut modifier les caractéristiques de plasma à moins que la densité soit très basse. Dans les plasmas denses la sonde ne peut pas résister à la chaleur à moins que les plasmas soient pulsés ou la sonde est mécaniquement déplacée dans et hors du plasma en moins d'une seconde. Une exécution d'un bout de sonde est montrée dans Fig.I.4.

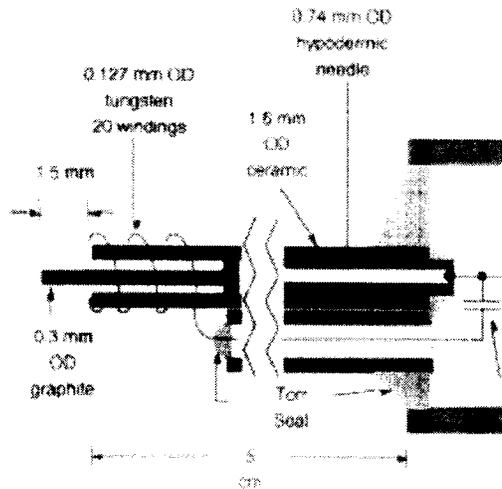


Fig.I.4 : Un bout de sonde de carbone avec des circuits de compensation rf [15].

### I.3.3. Autres diagnostics locaux

#### I.3.3.1. Sondes magnétiques

Les champs magnétiques le plus souvent sont mesurés par des petits enroulements de diagnostic qui sont insérés dans le plasma ou bien sont situés à la frontière du plasma [16]. La figure.I.5. montre une sonde magnétique typique. La sonde se compose de  $N$  tours d'un fil de petit diamètre ; 2 mm environ, chaque tour de rayon  $a$  et se liant au champ magnétique  $B$  à mesurer de sorte que le flux lié net soit  $\Phi = N B \pi a^2$ . La mesure de  $\Phi$  peut donc être utilisée pour déterminer  $B$ . Elle est couverte par un tube de verre ou de céramique afin d'être protégée contre l'exposition directe aux particules chargées. Si l'axe de l'enroulement est parallèle au tube, la composante parallèle de  $B$  à l'axe sera mesurée. Si l'axe d'enroulement est perpendiculaire à l'axe, on peut mesurer le changement de  $B_r$  à  $B$  en tournant l'axe de  $90^\circ$ . Parfois trois enroulements sont montés dans le même axe pour mesurer chacune des trois composantes de  $B$  en même temps.

### I.3.3.2. Analyseurs d'énergie

Des analyseurs d'énergie à grilles sont utilisés pour obtenir de meilleures données pour des distributions d'énergie d'ion et d'électron qui peuvent être obtenues avec les sondes de Langmuir [11]. Cependant, ces instruments sont nécessairement grands au moins  $1 \text{ cm}^3$  de volume, qui vont perturber le plasma. Un analyseur à grille standard à quatre grilles :

1. une grille externe pour isoler l'analyseur du plasma,
2. une grille avec un potentiel positif ou négatif pour repousser les espèces non désirées,
3. un collecteur solide avec un potentiel variable relié à l'instrument de mesure du courant
4. une grille filtre devant le collecteur pour repousser les électrons secondaires.

La figure I.5. illustre un analyseur d'énergie typique à quatre grilles.

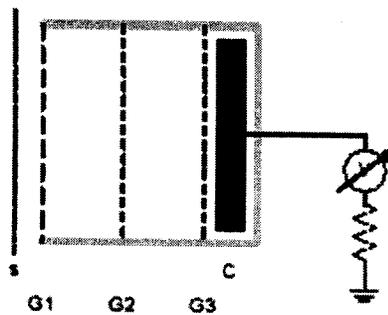


Fig.I.5 : Analyseur d'énergie à grilles [17].

### I.3.3.3. Sondes de courant

Le courant électrique est typiquement mesuré par une sonde parfois appelé enroulements de Rogowski [18]. La figure.I.6 montre la géométrie d'un enroulement de Rogowski ; notons que le raccordement de retour est ficelé toroïdalement en arrière par les enroulements poloïdals afin d'éviter d'avoir un tour toroïdal net. Le courant  $I$  à mesurer passe par le trou dans le tore et produit un champ toroïdal  $B_\phi = \mu_0 I / 2\pi R$  au centre de chaque tour poloïdal. Le flux lié par l'enroulement de  $N$  tours est donc  $\Phi = \mu_0 N I a^2 / 2R$ , et ainsi la mesure de  $\Phi$  peut être utilisée pour déterminer  $I$ .

Martin et al. [19] décrit une sonde combinée Rogowski-magnétique qui a mesuré  $J_z$  et  $B_z$  le long de l'axe d'enroulement et ainsi la détermination est permise de  $\lambda = \mu_0 J_z / B_z$ .

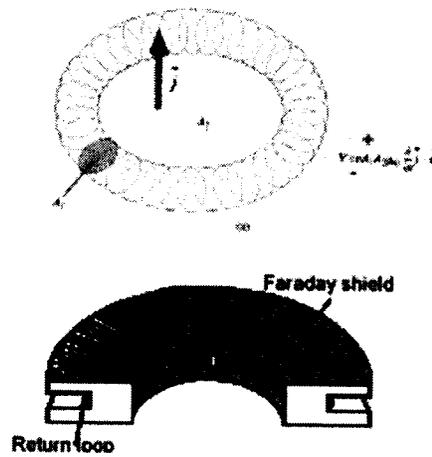


Fig.I.6 : Construction d'une sonde de courant [11].

#### I.3.3.4. Sondes d'oscillations de plasma

Quand on utilise dans un plasma de traitement un réacteur, les sondes de Langmuir tendent à se couvrir de couches isolantes de sorte qu'elles ne puissent plus mesurer le courant C.C correctement. Une sonde d'oscillation de plasma évite ceci en mesurant seulement les signaux C.A, qui peuvent passer capacitivement par les couches [11]. Un filament, comme une sonde chaude (Fig.I.7.), est chauffé jusqu'à l'émission et polarisée négativement à  $\sim 100$  V pour envoyer un faisceau d'électrons dans le plasma. Un tel faisceau excite les ondes de plasma près de  $\omega_p$ . Ces oscillations de fréquence élevée sont prises par une sonde et observées sur un analyseur de spectre.

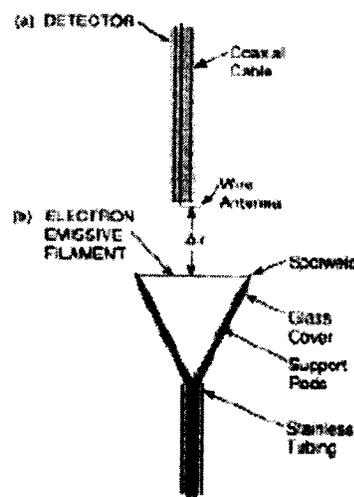


Fig.I.7 : Schéma d'une sonde d'oscillation de plasma [20].

Si une crête dans la réponse peut être détectée, on sera probablement proche de  $\omega = \omega_p$ , et ceci donne la densité du plasma. Les divers faux effets, tels que les crêtes multiples ou les

ondes surfacique, peuvent faire différer  $\omega$  de résonance de  $\omega_p$ , mais quand le signal n'est pas bruité, une bonne évaluation de  $n$  peut être obtenue.

#### I.4. CONCLUSION

Dans beaucoup de plasmas il est insuffisant d'utiliser les sondes matérielles pour déterminer les paramètres internes du plasma, ainsi nous avons besoin de méthodes non perturbantes pour le diagnostic. Les inconvénients des méthodes de sonde sont les suivants :

- . Le traitement informatique des données de la méthode de sonde (visant la détermination des paramètres de plasma) dépend des paramètres mesurés.
- . Le plasma entourant la sonde est perturbé par le drain des porteurs de charge à la sonde.
- . La présence de la sonde dans le plasma peut engendrer des inhomogénéités dans le plasma.
- . L'application de la méthode de sonde est difficile ou même impossible dans un plasma contenant des fluctuations, des oscillations et des ondes.
- . Il est très difficile d'évaluer l'effet des électrons secondaires et la photoémission des électrons à partir de la surface de la sonde aussi bien que l'effet de la réflexion des porteurs de charge à partir de cette dernière.
- . Les particules lourdes peuvent causer la création/destruction des couches minces sur la surface de la sonde pendant les mesures qui changent ses propriétés, ceci rend l'interprétation des données de la sonde difficile ou impossible.
- . Le fait que la sonde est en contact direct avec le plasma étudié limite son utilisation sensiblement au plasma à basse température (thermique ou non-thermique). L'utilisation des sondes pour le diagnostic dans les réacteurs plasmas à hautes températures tels que les tokamaks et les sphéromaks est limitée aux parties périphériques du plasma, appelées scrape-off layer (SOL).

---

## Chapitre II

---



## II. L'INTERFEROMETRIE MACH-ZEHNDER

### II.1. INTRODUCTION

Dans beaucoup de plasmas il est insuffisant d'utiliser les sondes matérielles pour déterminer les paramètres internes du plasma, ainsi nous avons besoin des méthodes non perturbantes pour le diagnostic. La partie la plus réussie et précise de celles-ci utilise les ondes électromagnétiques comme sonde dans le plasma [21]. Si leur intensité n'est pas trop grande, de telles ondes causent une perturbation négligeable au plasma, mais peuvent fournir des informations sur les propriétés internes du plasma avec une résolution spatiale tout à fait bonne. L'interférométrie est l'une de ces méthodes. C'est une technique expérimentale primaire pour mesurer les propriétés réfringentes du plasma et nous discutons les principes de son utilisation comme certains des détails pratiques qui dominent les applications de diagnostic du plasma.

### II.2. LES INTERFEROMETRES

#### II.2.1. Interféromètres à deux ondes

Un interféromètre est essentiellement un appareil interférentiel qui permet, par un pointage précis des franges, de mesurer une différence de marche ou un chemin optique [22]. Il en existe une très grande variété ; nous nous limitons pratiquement à deux appareils particulièrement importants :

- appareil à deux ondes : l'interféromètre de Michelson, l'interféromètre de Mach-Zehnder;
- appareil à ondes multiples : l'interféromètre de Fabry et Pérot.

##### II.2.1.1. *Interféromètre de Michelson*

L'interféromètre de Michelson utilise deux faisceaux cohérents qui, sur une partie de leur trajet, sont très largement séparés; on peut alors agir indépendamment sur l'un ou l'autre faisceau.

Sur la figure II.1 est schématisé un montage interférométrique à faisceaux séparés ; nous supposons ici que les faisceaux monochromatiques 1 et 2 sont parallèles, et se propagent dans le vide; on observera à la sortie de l'appareil un champ de franges et on pourra pointer



---

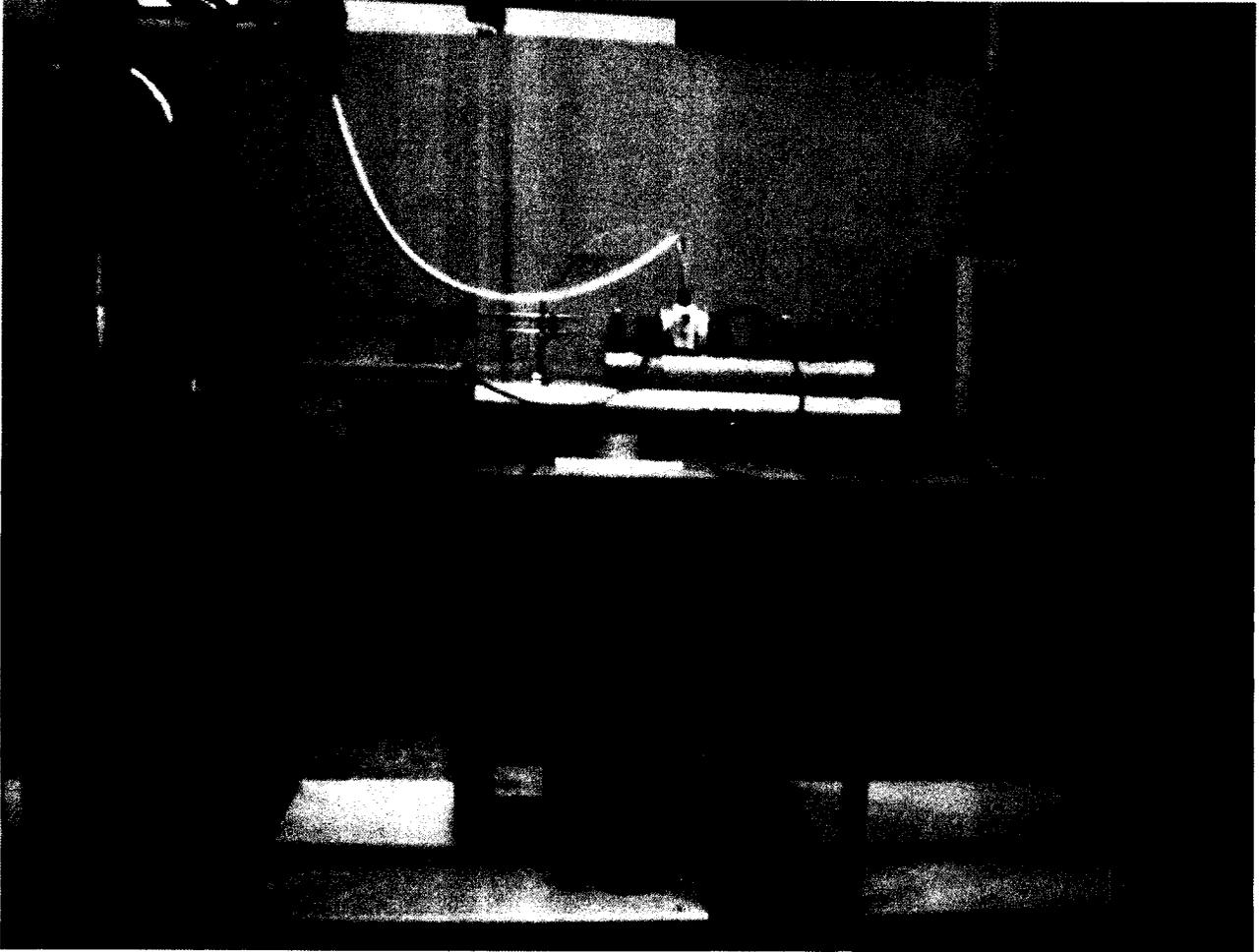
## Chapitre III

---



### III. MONTAGE EXPERIMENTAL

#### DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL



**Photo n° 1 :** *Vue d'ensemble du dispositif interférométrique Mach Zehnder (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*

L'expérience est réalisée au laboratoire d'optique (Université de Tlemcen).

La configuration expérimentale est présentée sur la figure 1.

Un faisceau laser He-Ne rouge ( $0.6328 \mu\text{m}$ ) est élargi (environ 6 mm de diamètre) à l'aide d'un collimateur, puis séparé en deux faisceaux dans l'interféromètre de Mach-Zehnder à l'aide d'une lame séparatrice. Nous plaçons, à la sortie du laser, un

filtre spatial qui nous permet d'obtenir un faisceau filtré propre et très proche d'une onde plane. Nous veillons à ce que les deux faisceaux obtenus soient rigoureusement identiques, en largeur et en intensité. Les électrodes sont, de plus, visibles sur l'interférogramme, la distance interélectrodes est mesurée à l'aide de la mire.

L'image de la décharge du gaz est enregistrée avec une caméra CCD. La pression de la bouteille d'Azote est mesurée à l'aide d'un détendeur d'environ 150 bars. La pression résiduelle dans la chambre à vide est inférieure à  $10^{-4}$  mbar. L'électrovanne est ouverte pendant un court temps, assurant un écoulement stationnaire. Un interrupteur électrique est utilisé et nous permet de suivre l'histoire de l'écoulement du gaz d'Azote. Un filtre interférentiel centré à 632.8 nm permet aussi de réduire la lumière. Un traitement mathématique nous permet d'extraire directement, à partir de l'interférogramme, une cartographie de la variation de phase introduite par la décharge couronne. L'inversion d'Abel est maintenant partie intégrante de ce programme et nous permet d'avoir directement les profils de densité du gaz.

Les différents éléments essentiels pour la réalisation de l'interféromètre sont donnés dans les photos n° 2 à 25.

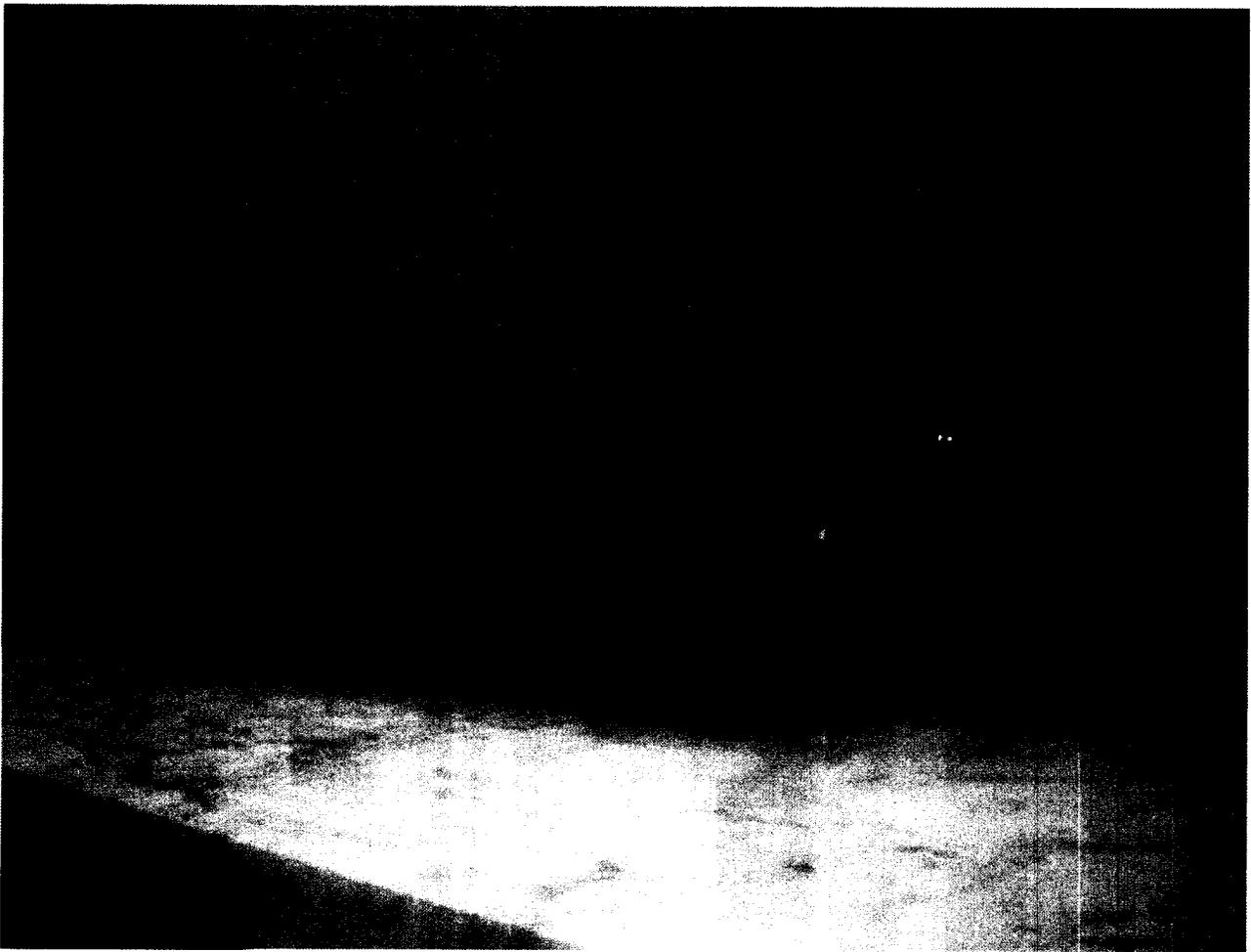
Notre système de décharge est constitué de deux électrodes, une pointe et un plan, en acier inoxydable. Le rayon de courbure de la pointe est de 50  $\mu\text{m}$  et le diamètre du plan est de 25 mm. La distance interélectrodes  $d$  peut varier entre 4 et 10 mm, nous avons pris  $d = 5.8 \text{ mm}$ .

Cette décharge couronne pointe-plan présente une symétrie cylindrique, elle est étudiée en régime stationnaire dans deux montages électriques différents :

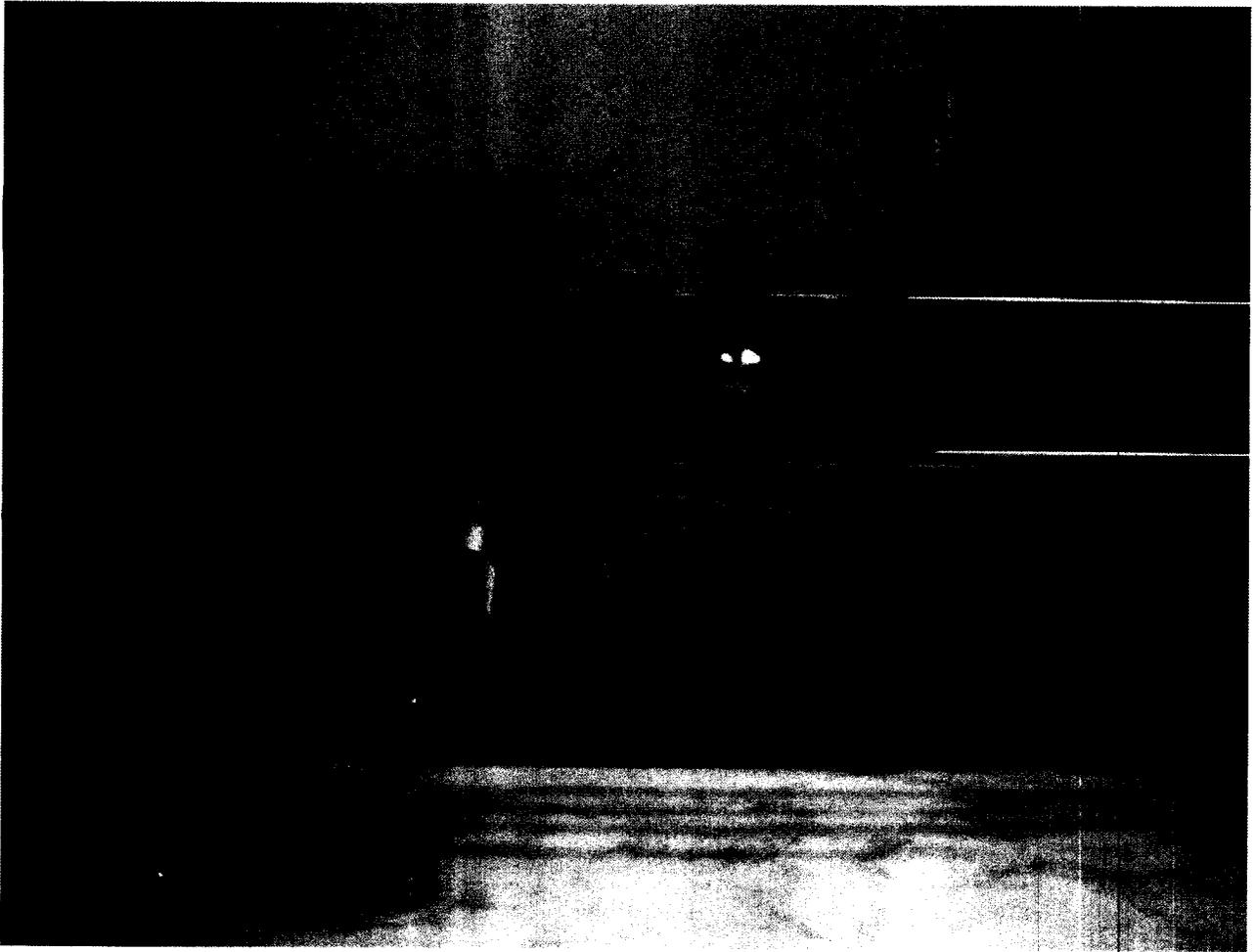
- Dans le premier montage, la pointe est reliée à la masse et le plan à la haute tension positive. C'est la décharge couronne négative.
- Dans un deuxième montage, la pointe est reliée à la haute tension positive, tandis que le plan est relié à la masse. C'est la décharge couronne positive.

Pour alimenter ces systèmes, nous disposons d'un générateur haute tension avec un courant pouvant varier de 0 à 1 mA et une tension variant de 0 à 30 kV. Ce générateur est stabilisé en courant. Il est relié à la décharge par l'intermédiaire d'une résistance de 10 MOhms.

En fin le gaz baignant dans la décharge couronne est celui d'Azote :  $\text{N}_2$ .



**Photo n°1 :** *Vue de la Source laser HeNe  $0.6328\mu\text{m}$  (objectif et trou source)  
et du système de filtrage du faisceau ( lentille collimatrice)  
(Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*

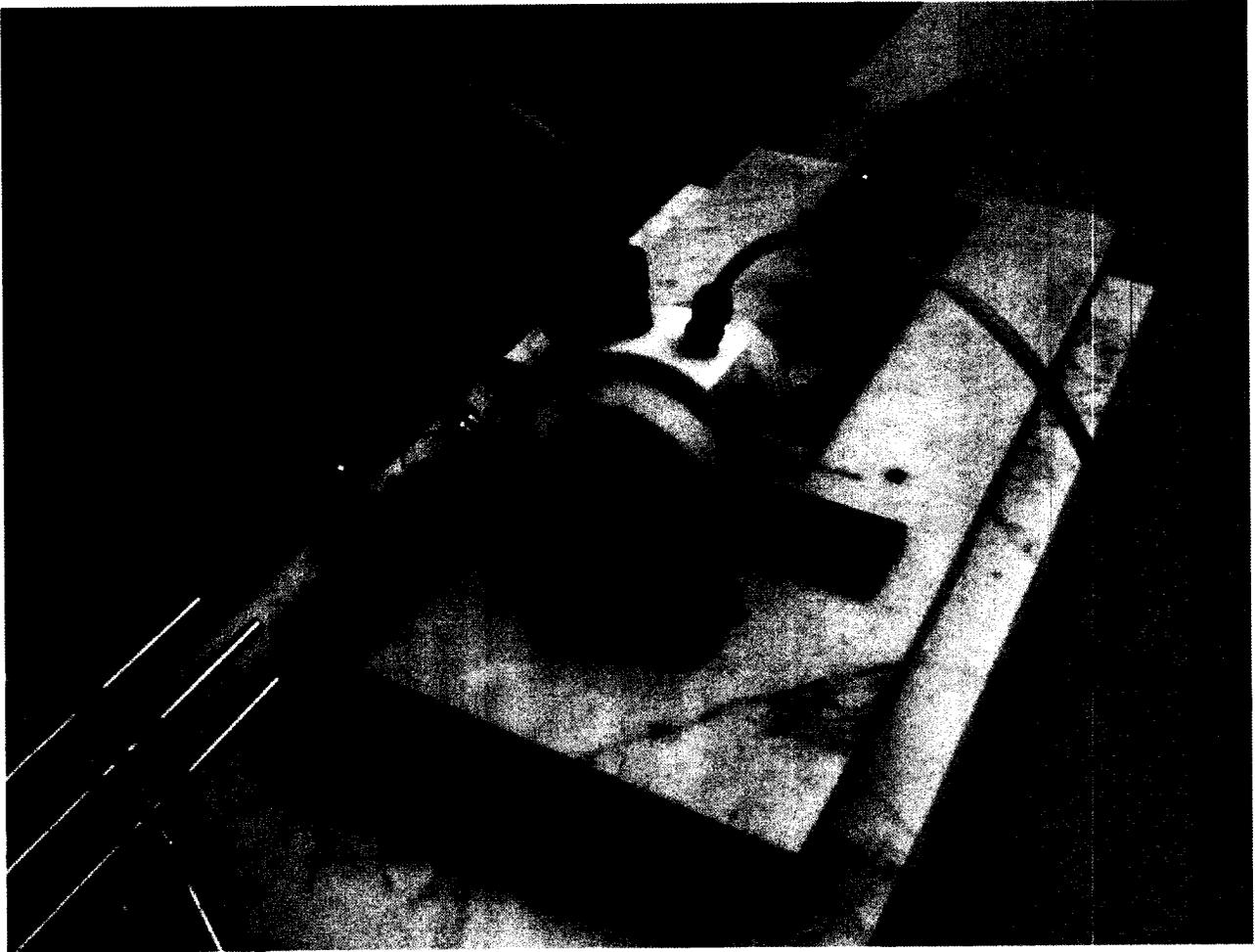


**Photo n° 2 :** *Vue détaillée du laser et de son système de filtrage  
(Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*



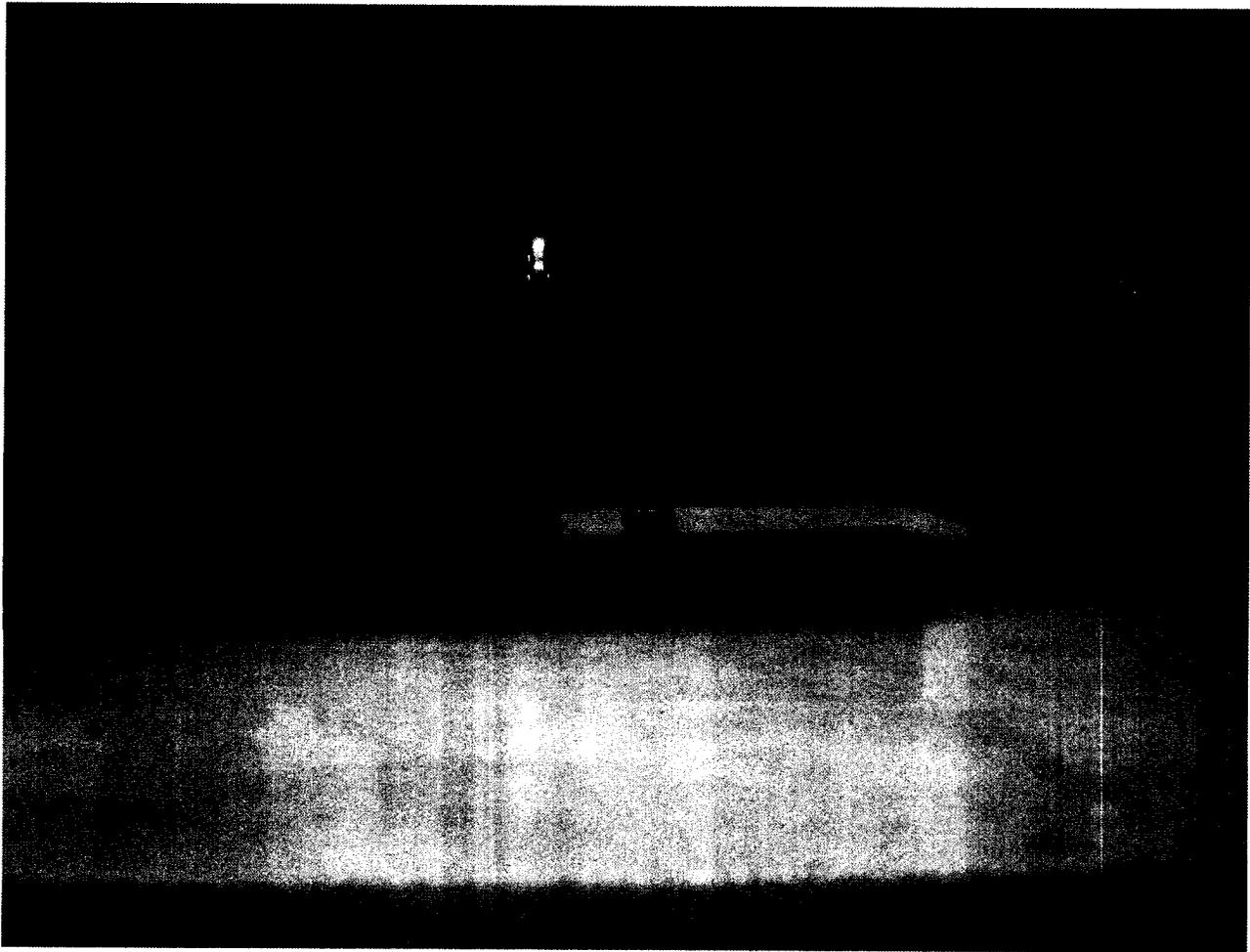


**Photo n° 3 :** *Vue d'un bras de l'interféromètre Mach-Zehnder  
De gauche à droite : le collimateur, la lame séparatrice,  
la lame compensatrice, le miroir semi réfléchissant.  
(Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*



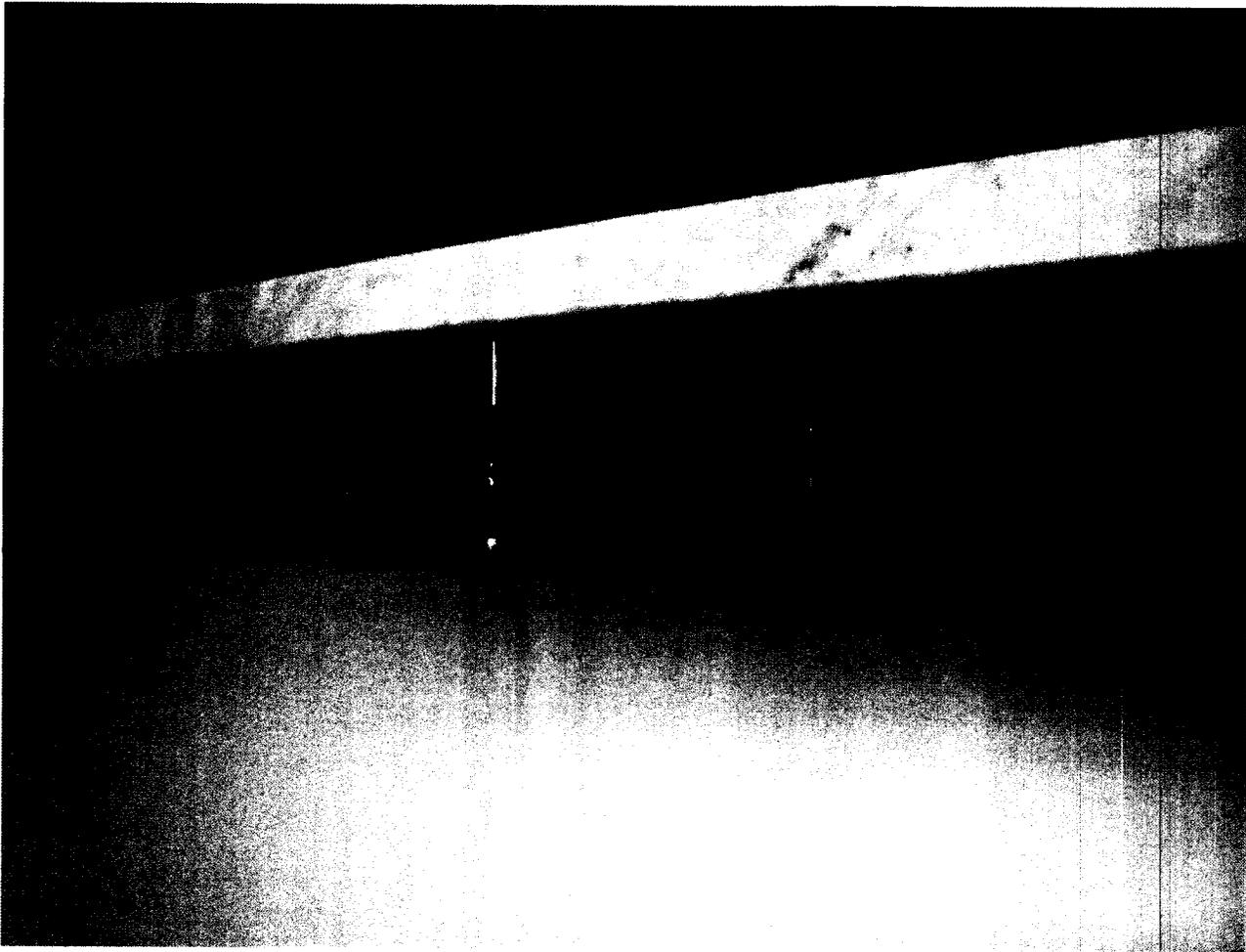
**Photo n° 4 :** *Vue du dessus de l'interféro (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*





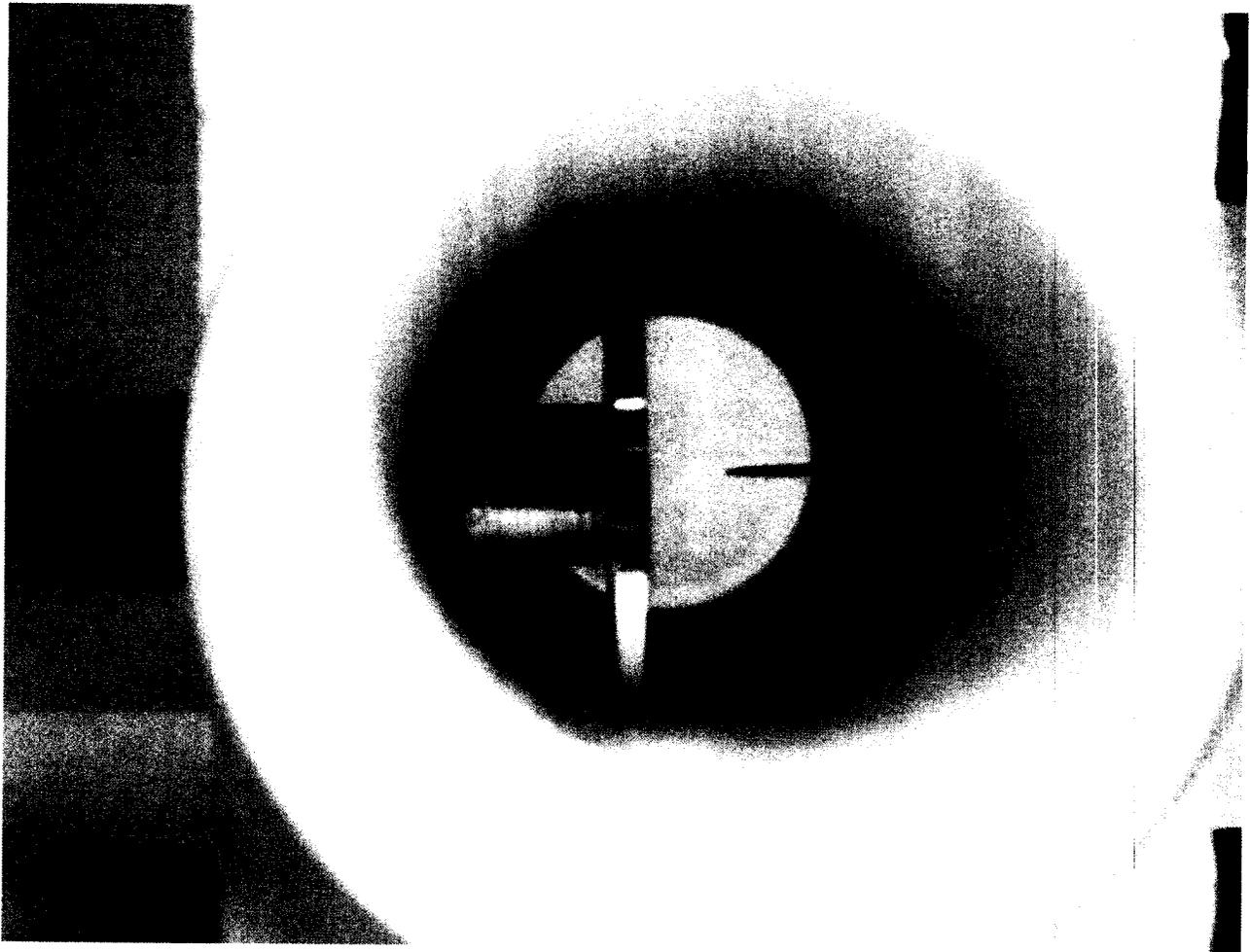
**Photo n° 5 :** *Caméra CCD avec lentille d'imagerie (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*





**Photo n° 6 :** *Vue des supports anti vibration avec les coupelles en caoutchouc  
(Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*



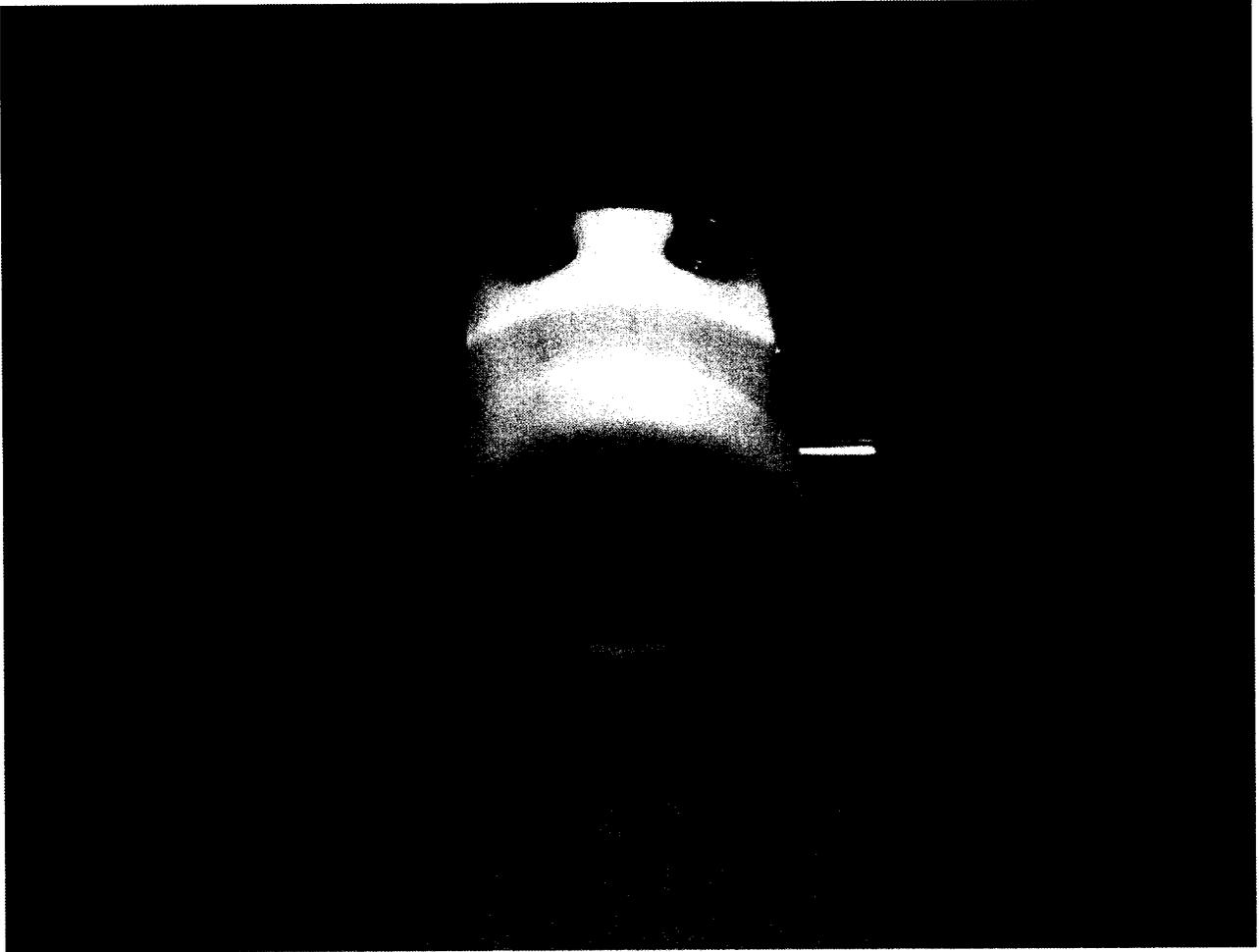


**Photo n° 7 :** *Vue interne de la chambre à décharge avec le plan (diamètre 5cm), la pointe en acier inox et du joint torique. (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*

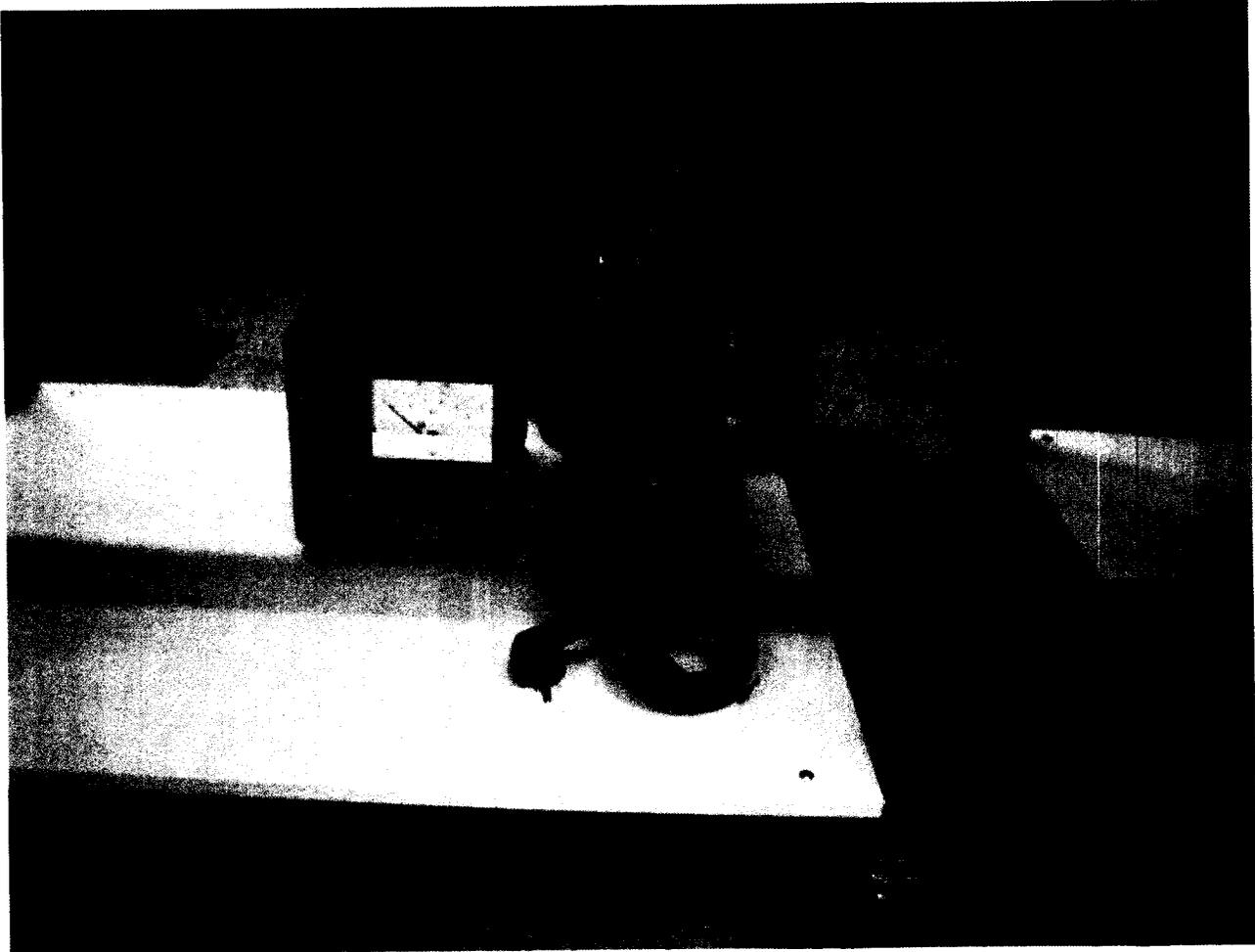


**Photo n° 8 :** *Vue de la chambre à décharge avec une fenêtre enlevée  
(Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*





**Photo n° 9 :** *Image de la chambre à décharge en Téflon avec le tube d'entrée du gaz et le tube de sortie vers la pompe à vide, les électrodes en acier inox pointe – plan, les fenêtres, les supports de la pointe et du plan. (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*



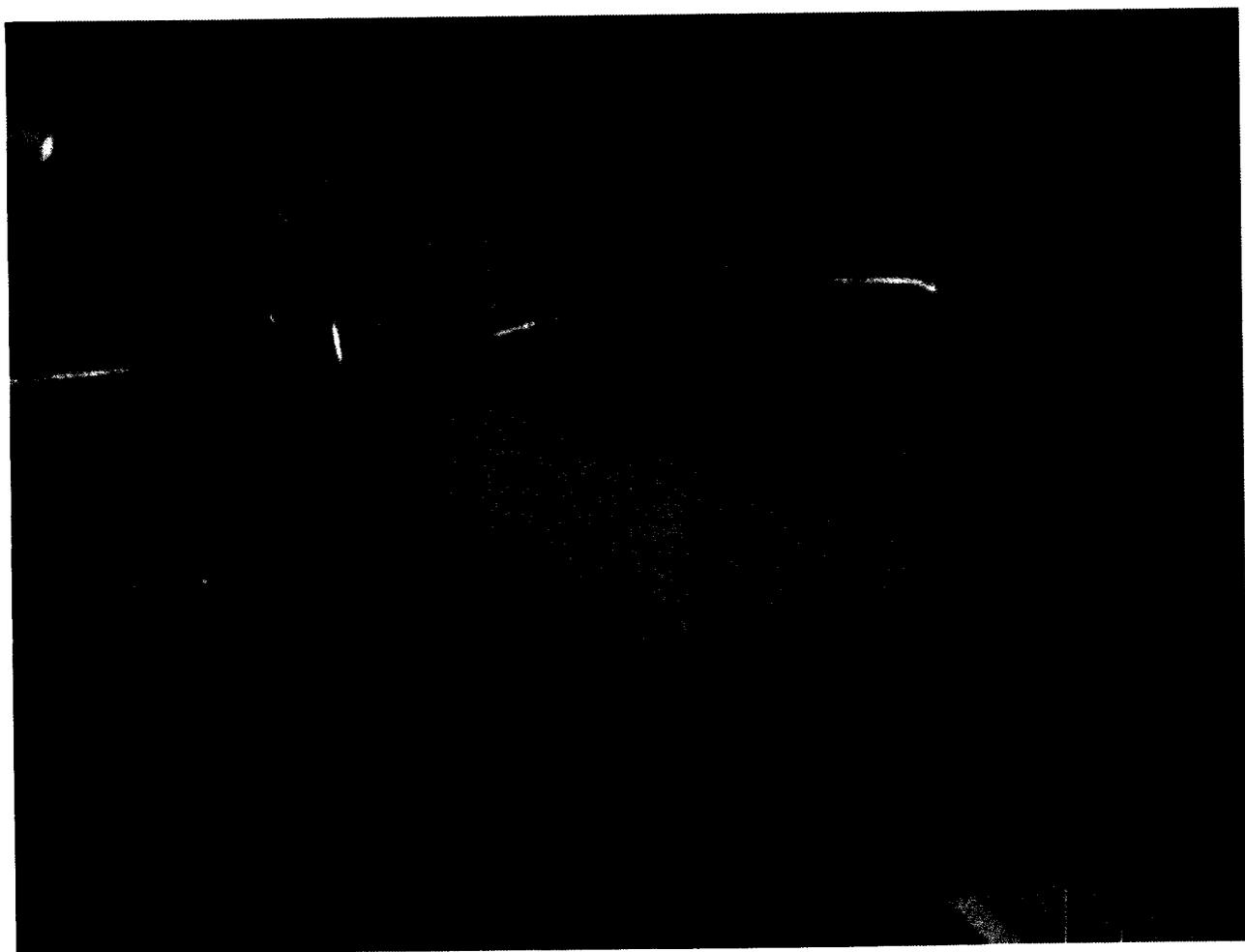
**Photo n° 10 :** *Vue du groupe de pompage et son dispositif de mesure de pression (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*





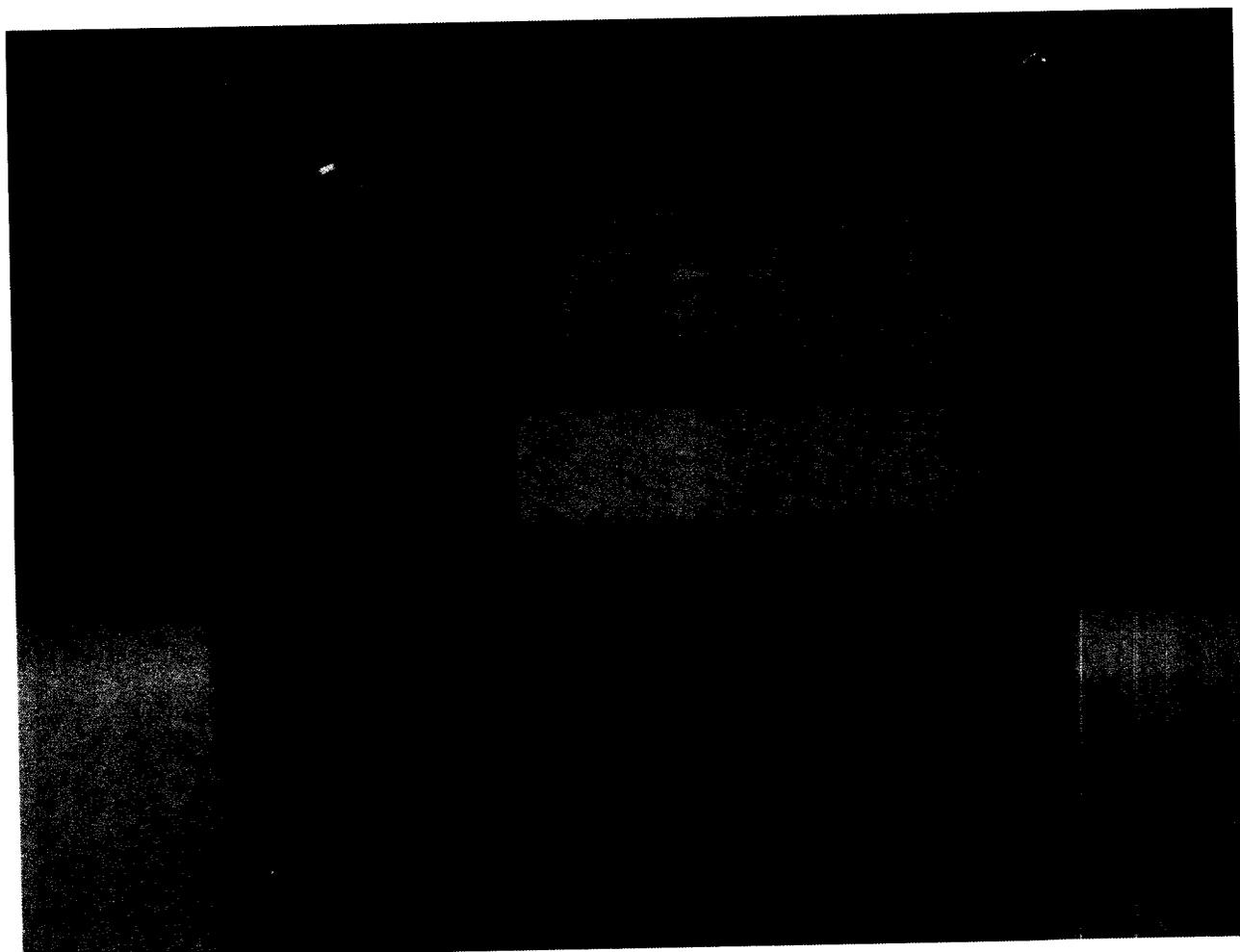
**Photo n° 11 :** *Vue d'ensemble du dispositif interférométrique Mach-Zehnder avec le groupe pompe à vide, la bouteille à gaz et le micro ordinateur (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*





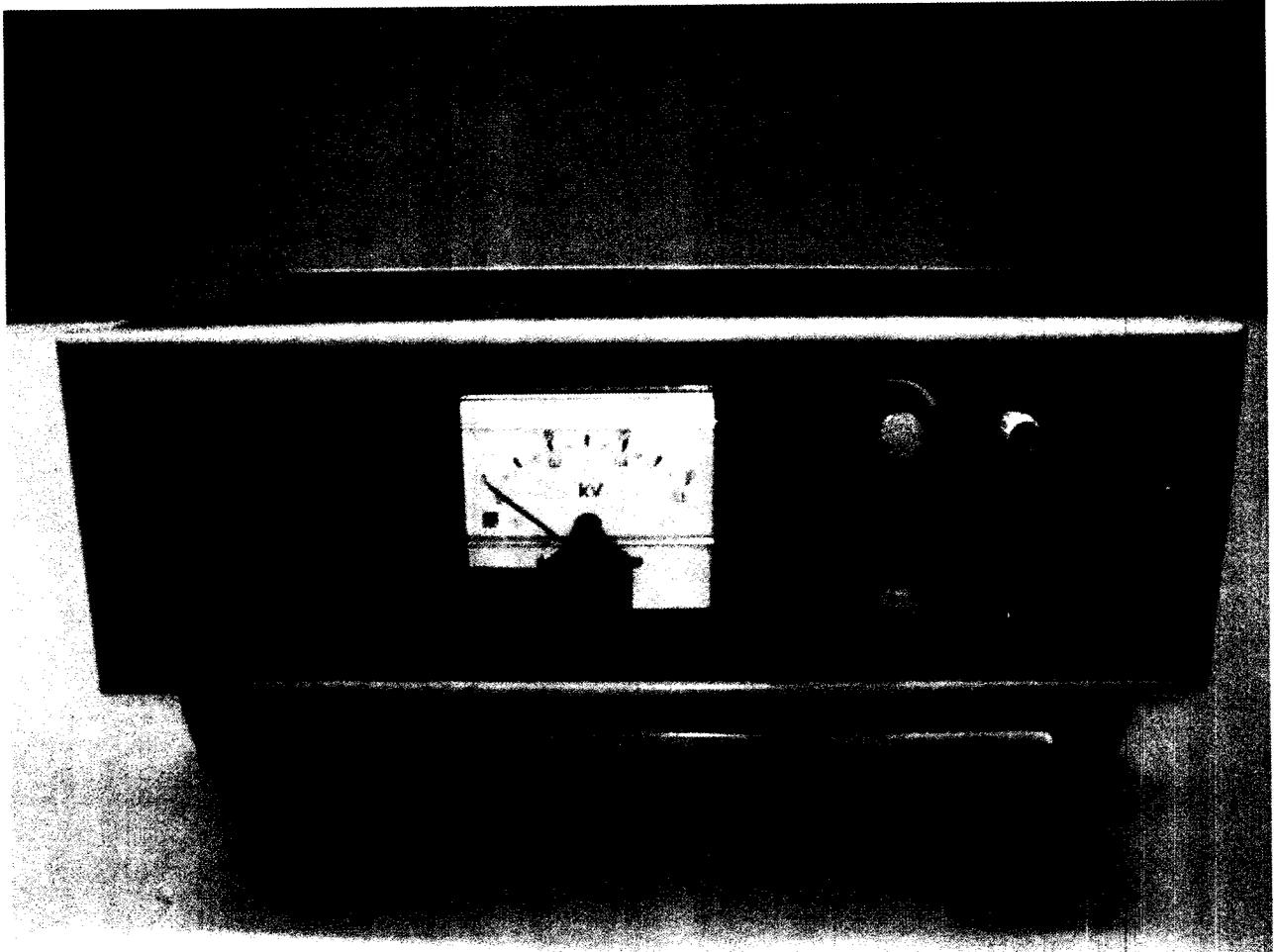
**Photo n°12 :** *Vue de la vanne et de la jauge pirani qui peut aller jusqu'à  $10^{-2}$  mb (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*





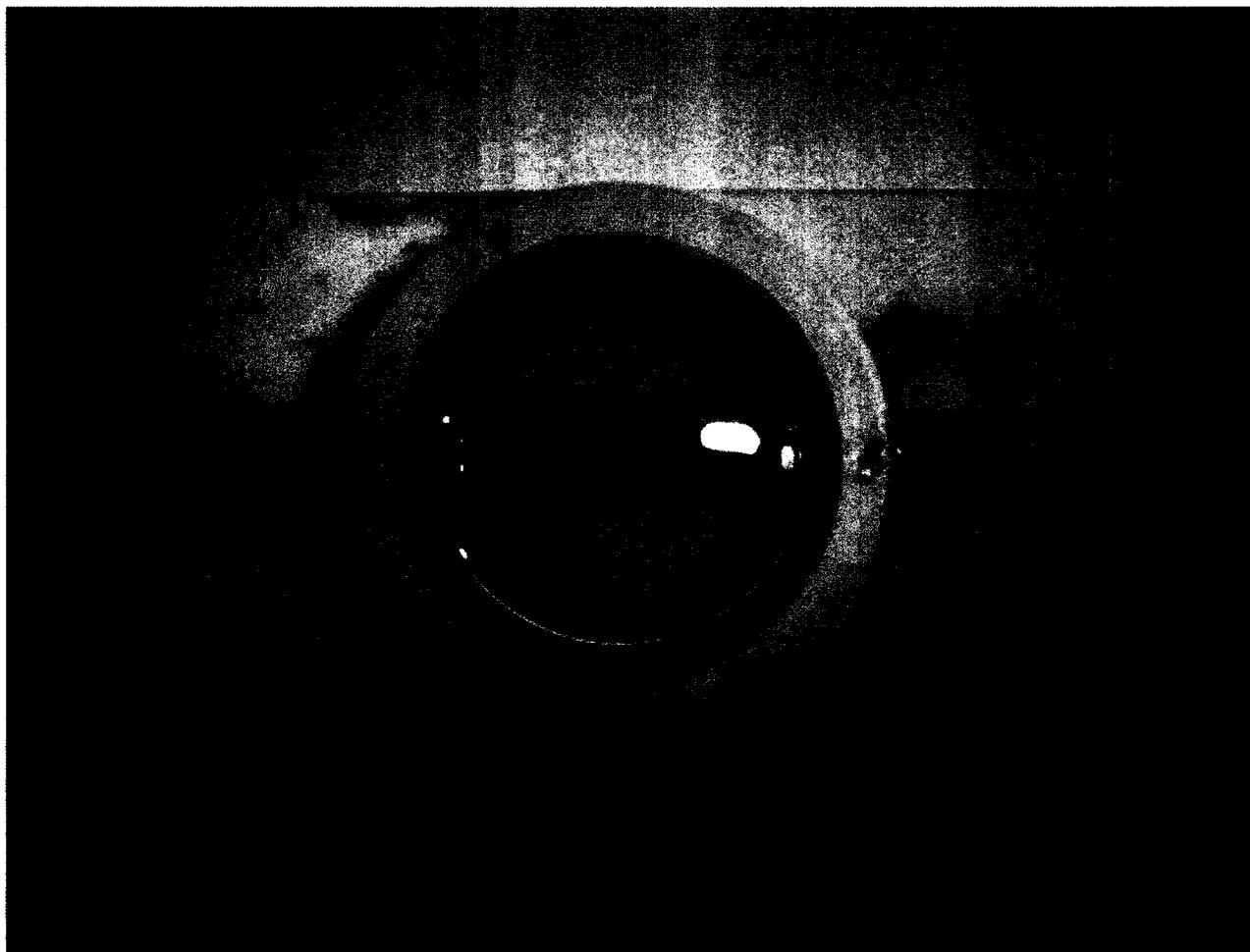
**Photo n° 13 :** *Dispositif de lecture de la jauge pirani (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*





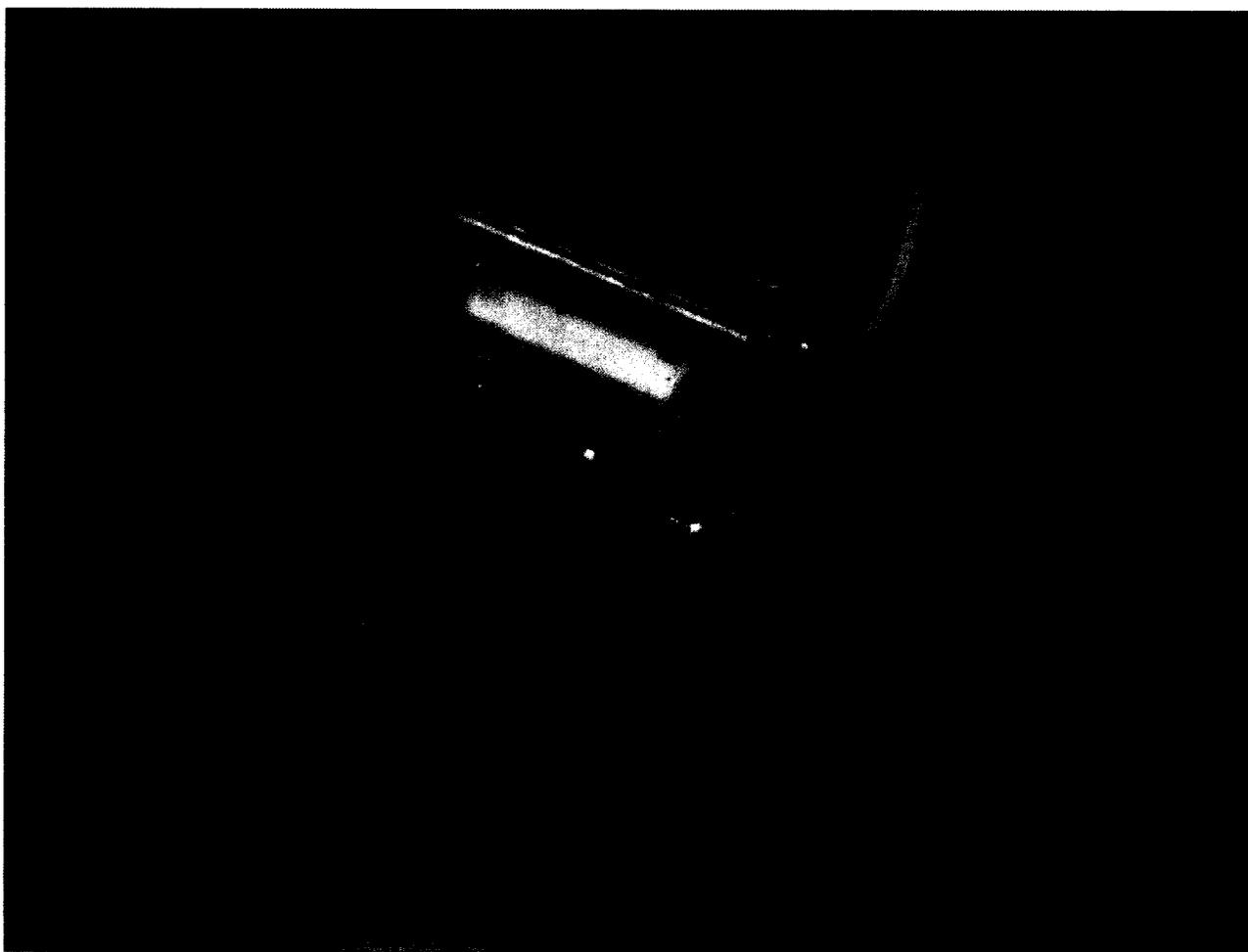
**Photo n° 14 :** *Générateur de tension 0 – 30 kV (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*





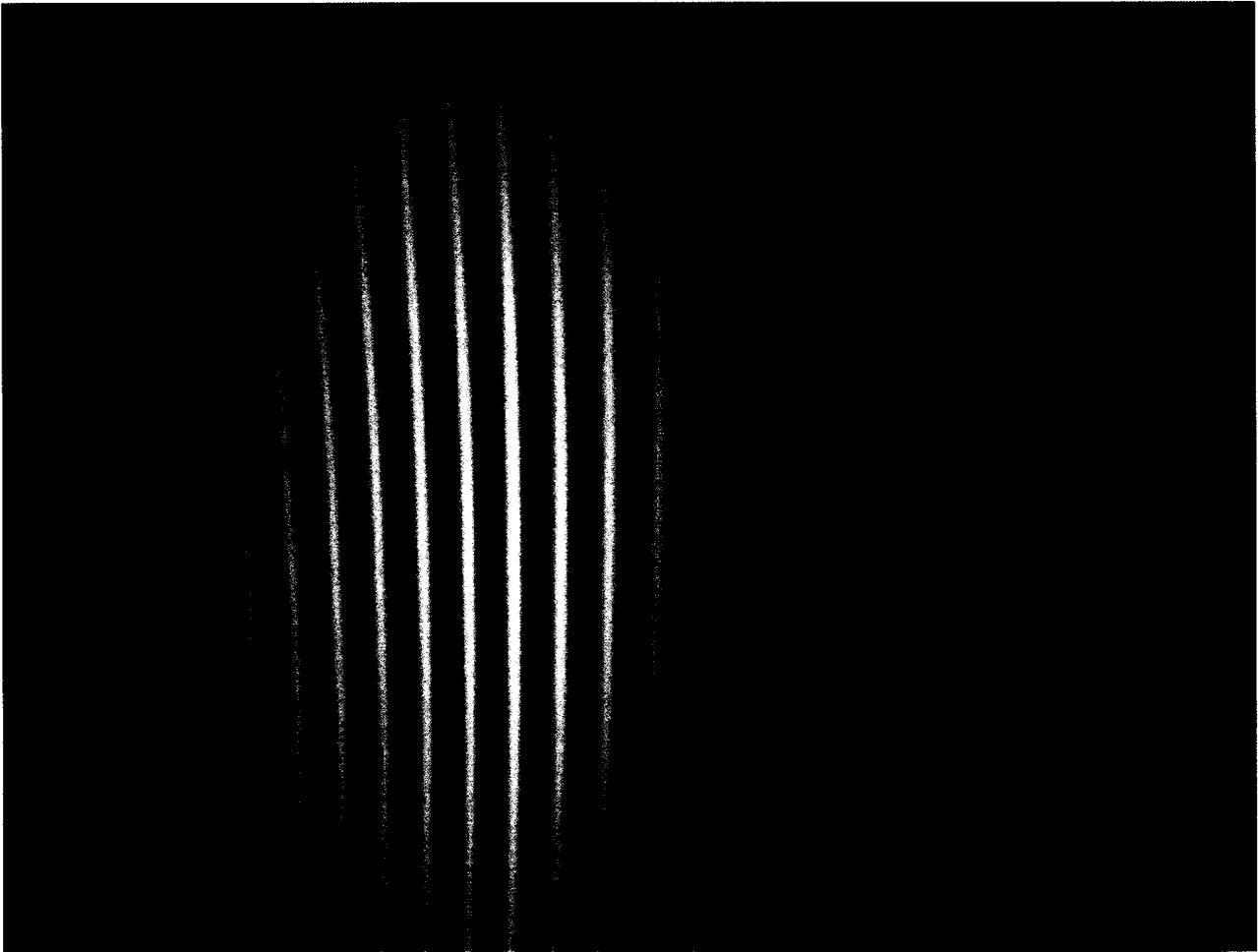
**Photo n°15 :** *résistance  $10\text{ M}\Omega$  plongée dans un bain d'huile (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*



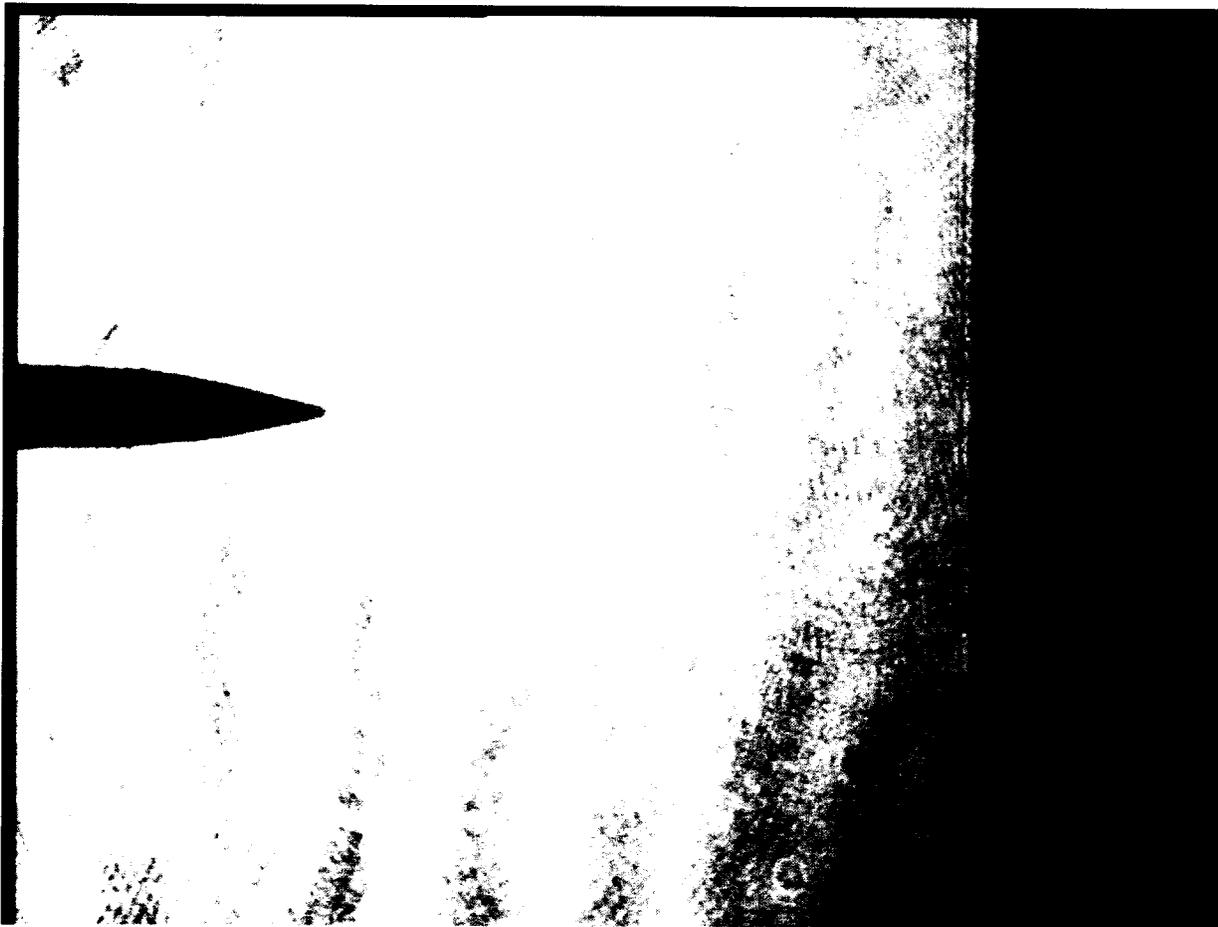


**Photo n° 16 :** *Vue détaillée du diffuseur tournant avec son moteur (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*





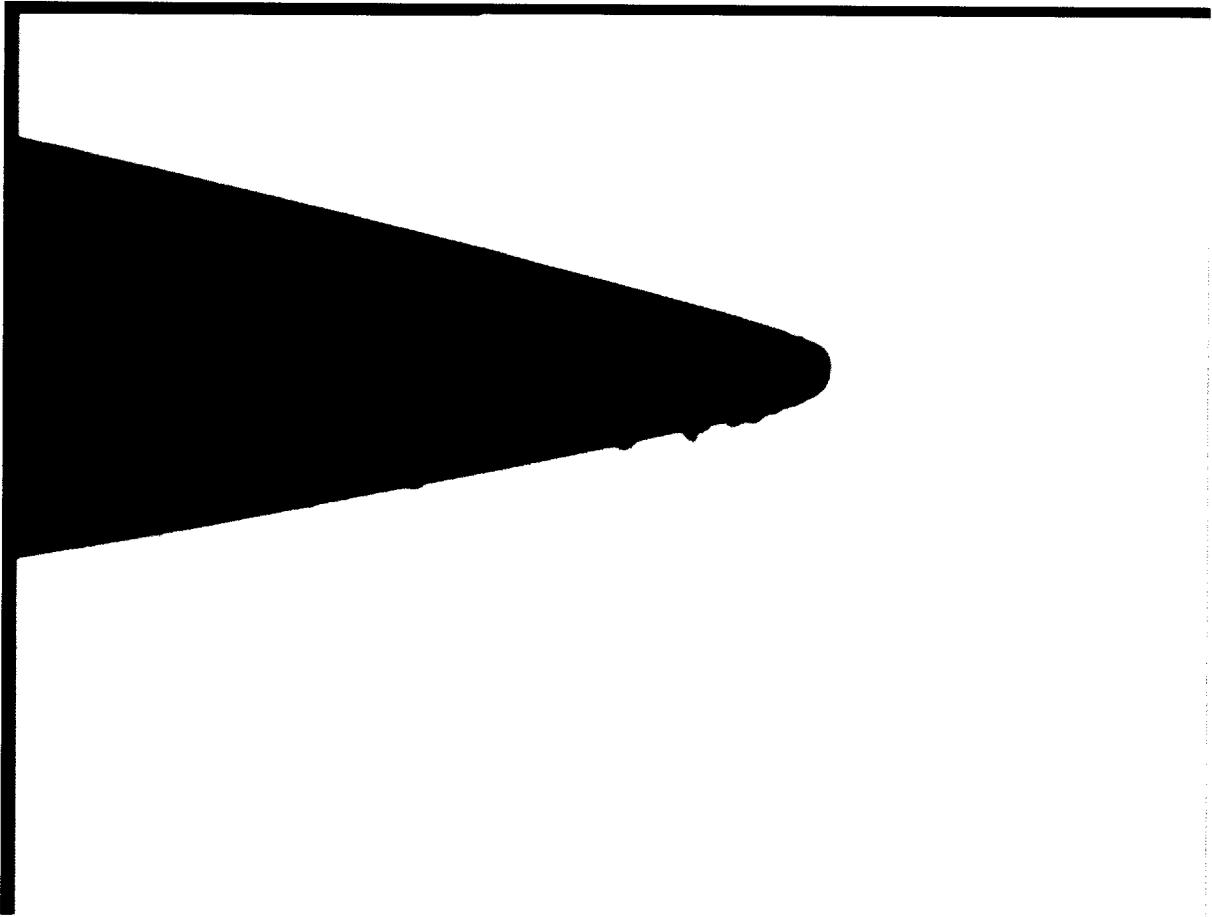
**Photo n° 17 :** *Réglage du plan d'interférence sur la pointe en lumière spatialement incohérente (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*



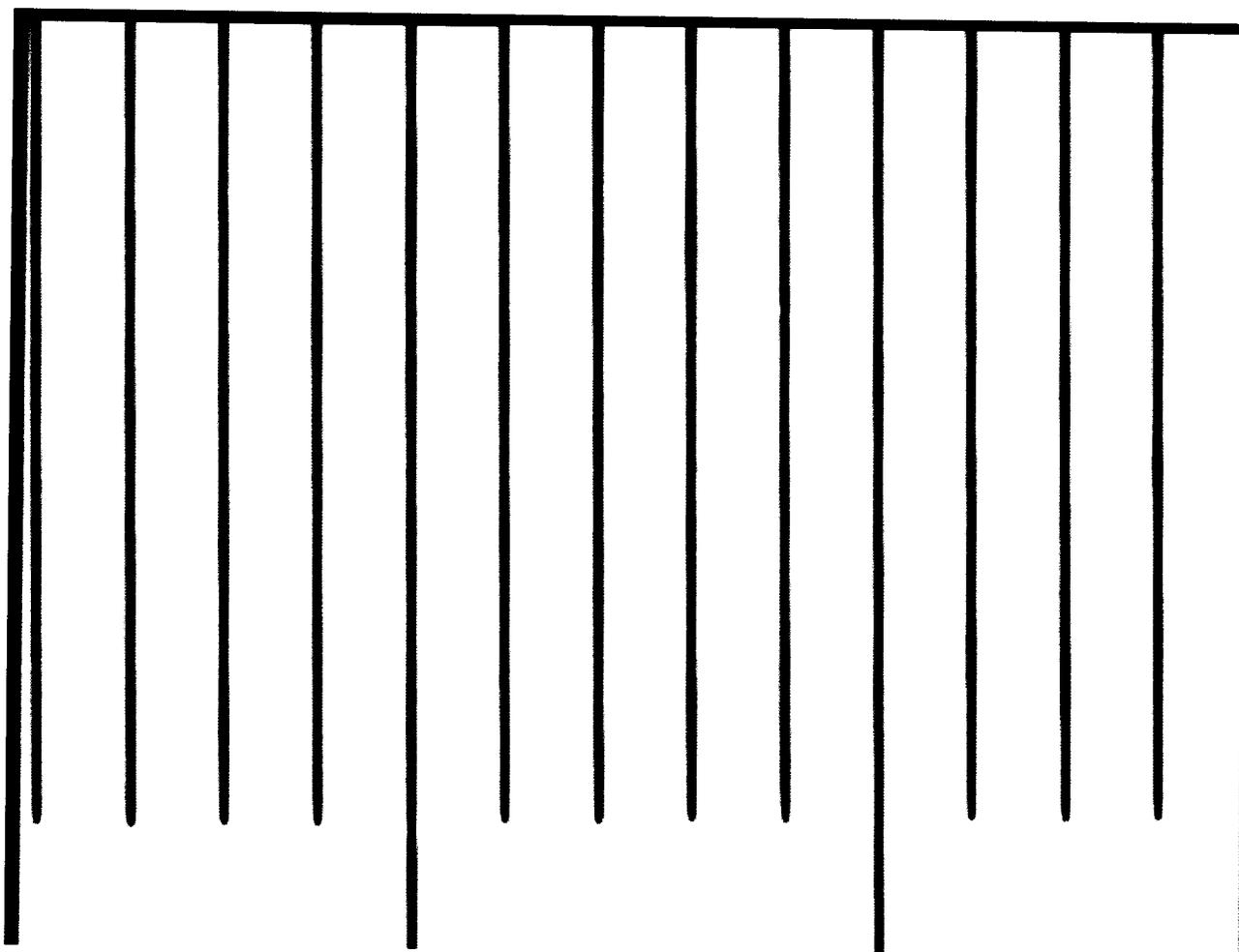
**Photo n° 18** : Réglage du plan image de la pointe en lumière spatialement incohérente (Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).



**Photo n° 19** : *Image de la mire. Distance entre deux grands traits est de 1 mm  
(Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*



**Photo n° 19 :** *Image de la pointe en acier inox de rayon de courbure  $100\ \mu\text{m}$   
(Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*



**Photo n° 20 :** *Image de la mire. Distance entre deux traits est de  $100\ \mu\text{m}$   
(Laboratoire d'optique – Université de Tlemcen).*

---

## Chapitre IV

---



## IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX

### IV.1. RESULTATS OBTENUS

La décharge couronne stationnaire étudiée est un milieu transparent constitué d'une distribution inhomogène d'électrons et d'ions dans un gaz moléculaire d'Azote à la pression atmosphérique. L'indice de réfraction de ce milieu va donc dépendre de la perturbation créée dans la décharge qui est suffisante pour que le faisceau laser nous donne assez d'informations, avec une bonne sensibilité, après seulement un passage dans le milieu à analyser. Nous n'aurons pas de superposition de deux phénomènes légèrement différents, comme c'est souvent le cas lors de l'utilisation d'autres interféromètres où il faut plusieurs passages pour avoir une bonne information. Cet interféromètre a, de plus, une bonne stabilité et ne sera pas perturbé par des vibrations aléatoires lors du fonctionnement de la décharge. Les mesures sont donc précises.

Le faisceau laser est divisé en deux par la lame séparatrice. L'un de ces faisceaux, le faisceau objet, va traverser le milieu de la décharge tandis que l'autre, le faisceau de référence, ne subira aucune perturbation. Ces deux rayons de lumière ont le même chemin optique lorsque la décharge ne fonctionne pas. Ils vont donc interférer et former des franges d'interférences après le miroir semi-refléchissant présent sur le montage. Les franges obtenues sont rectilignes, parallèles entre elles et perpendiculaires à l'axe de la décharge. Elles sont localisées sur la décharge.

Comme nous l'avons vu le faisceau objet, en passant à travers le milieu de la décharge, subit une perturbation et donc une modification de sa phase. Il va avoir un retard de phase par rapport au faisceau de référence. Ce retard est visible et mesurable en observant la déformation des franges obtenues sur l'interférogramme (voir la figure IV.1).

Pour l'acquisition des interférogrammes, nous avons placé une caméra CCD, au point de localisation des franges. Avec ce système d'acquisition, nous déterminons le déphasage avec une précision de 0.1 degré, ce qui correspond à une résolution spatiale de 0.1 mm sur l'axe de la décharge. La résolution de la mesure radiale est aussi de 0.1 mm, lorsqu'elle est rapportée aux dimensions réelles de la décharge.

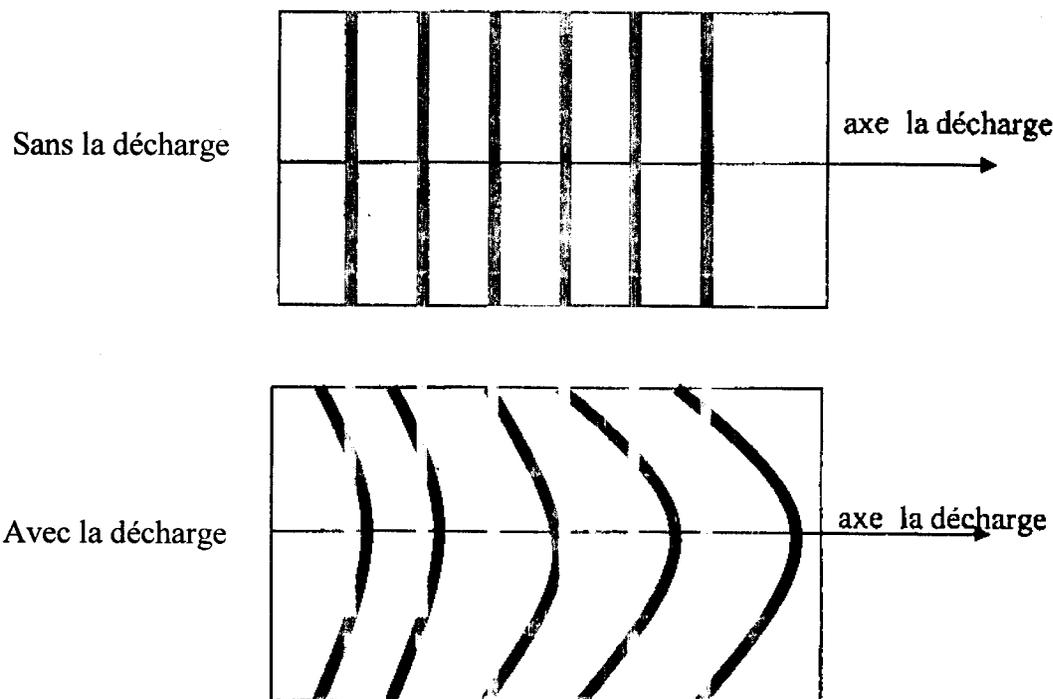


Fig. IV.1 : Déformations des franges.

Les résultats que nous avons obtenus avec l'interféromètre Mach-Zehnder décrit précédemment concernant le gaz d'azote sont donnés sur les photos IV.2-3-4 et 5 :

- La photo IV.2 représente l'interférogramme sans application de la décharge dans le cas de la polarité positive.
- La photo IV.3 représente l'interférogramme avec application de la décharge dans le cas de la polarité positive.
- La photo IV.4 représente l'interférogramme sans application de la décharge dans le cas de la polarité négative.
- La photo IV.5 représente l'interférogramme avec application de la décharge dans le cas de la polarité négative.

Le gaz d'azote qui se trouve dans la chambre à décharge est soumis à la pression atmosphérique.

Les interférogrammes obtenus montrent des franges déformées dans le cône de la décharge entre la pointe et le plan. Le sens, et donc la polarité, de la déformation de ces franges est arbitraire, il dépend de la situation expérimentale et des résultats attendus [34, 35]. Etant données les observations précédentes, nous savons que la décharge couronne doit présenter en son centre une diminution de la densité des particules neutres, la déformation des franges doit donc nous conduire à une diminution de l'indice de réfraction.

Sur les figures IV.6 et IV.7 nous avons schématisé le cône de la décharge positive et négative respectivement.

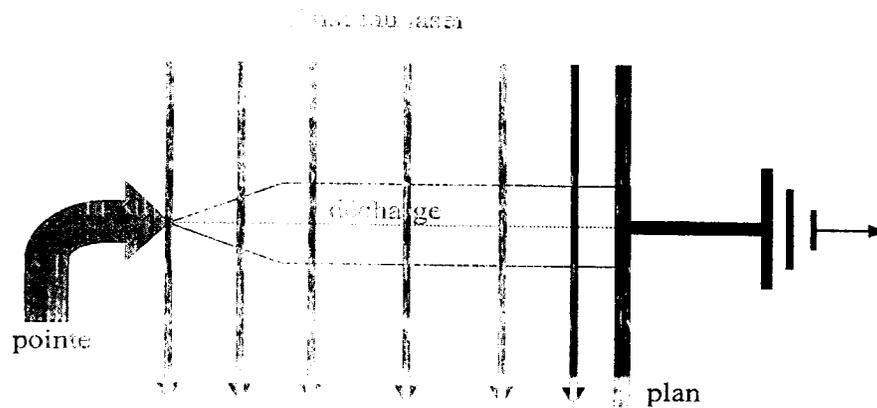


Fig.IV.6 : Décharge : pointe positive.

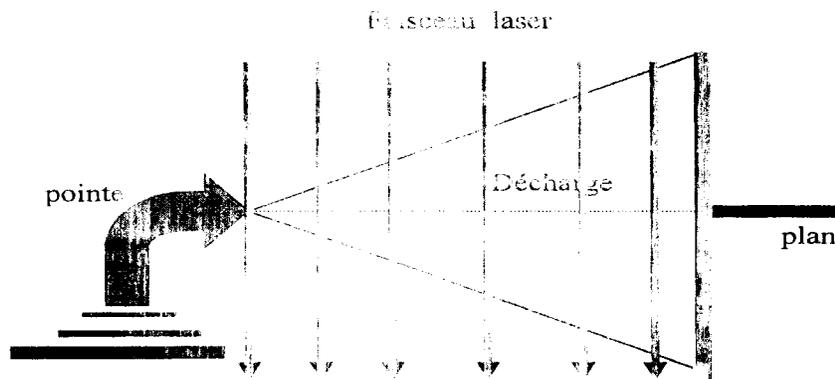


Fig.IV.7 : Décharge : pointe négative

## IV.2. DETERMINATION DE LA DENSITE DES NEUTRES

La variation de l'indice de réfraction du milieu est généralement le reflet de la variation du nombre de particules à l'intérieur du milieu considéré. Cette variation de l'indice de réfraction est attribuée à la conjugaison des deux phénomènes qui sont l'injection d'énergie (particules chargées) et l'évolution des neutres (peuplement ou dépeuplement). A partir de la relation qui existe entre la densité des particules et l'indice de réfraction, nous pouvons connaître la densité de ces particules dans le plasma créé par la décharge.

### IV.2.1. La relation de Gladstone Dale

La relation de Gladstone-Dale, relative aux milieux ionisés, nous permet d'écrire l'indice de réfraction en fonction des différentes populations :

$$n - 1 = N_n ((1 - \alpha) K_n + \alpha K_i) + N_e K_e \quad (IV.1)$$

$n$  est l'indice de réfraction.

$\alpha$  est le degré d'ionisation.

$K_n, K_i, K_e$  sont les constantes de Gladstone correspondant à la population de neutres, d'ions et d'électrons.

$N_n$  est la densité des particules neutres en molécules/cm<sup>3</sup>

$N_e$  est la densité d'électrons en électrons/cm<sup>3</sup>.

### III.2.2 Hypothèses de calcul

Dans les gaz faiblement ionisés, comme c'est le cas du plasma créé par la décharge couronne, le degré d'ionisation est faible. La densité d'ions est donc négligeable devant celle des particules neutres. La densité des électrons n'est pas la même dans toutes les régions de l'espace. Dans une situation où cette densité est proche de son maximum, c'est-à-dire lors de la transition à l'arc. V.cecile [36] a calculé ces densités électroniques et a trouvé des valeurs de 10<sup>14</sup> à 10<sup>15</sup> électrons/cm<sup>3</sup>. Le calcul de la plus basse densité électronique détectable par notre système, permet de savoir si la population d'électrons intervient dans la variation de l'indice de réfraction. La dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la population électronique s'écrit d'après I. Mehr [37] :

$$n_e - 1 = -\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (IV.2)$$

$$n_e - 1 = -\frac{e^2 \lambda^2 N_e}{2\pi m_e c^2} \quad (\text{IV.3})$$

$$n_e - 1 = -4.4783 \times 10^{-14} \lambda^2 N_e \quad (\text{IV.4})$$

$\omega_p$  est la pulsation du plasma

$\lambda$  est la longueur d'onde en cm

$n_e$  est l'indice de réfraction électronique. Si nous considérons que :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi L (n_e - 1)}{\lambda} \quad (\text{IV.5})$$

alors :

$$(n_e - 1) = \frac{\Delta\Phi \lambda}{2\pi L} \quad (\text{IV.6})$$

$L$  étant le trajet du faisceau à l'intérieur du milieu perturbé et  $\Delta\Phi$  est le déphasage.

Nous pouvons alors calculer la densité d'électrons minimale qu'il est possible de détecter dans nos conditions expérimentales, en prenant le minimum de déformation des franges détectable: 0,1 degré.

$$N_e = 2.227 \times 10^{19} \left( \frac{\Delta\Phi}{2\pi \lambda L} \right) \quad (\text{IV.7})$$

La densité électronique minimale détectable avec notre système est donc de  $10^{19}$  électrons/cm<sup>3</sup>. Or d'après les mesures de G. Forn [35], la densité électronique, même lors du passage à l'arc, est bien inférieure à cette valeur. Nous ne pouvons donc pas détecter cette densité.

Dans nos conditions de gaz faiblement ionisé et avec notre dispositif expérimental, la déformation des franges résulte donc seulement de la variation de la densité des neutres.

La contribution des électrons à la modification du trajet du faisceau lumineux et donc de l'indice de réfraction du milieu est uniquement due à la présence d'une densité hétérogène de particules neutres. La variation d'indice de réfraction du milieu correspond à la variation de l'indice des neutres. La loi de Gladstone peut alors être simplifiée. Elle s'écrit :

$$n - 1 = N_n K_g \quad (\text{IV.8})$$

La valeur de la constante  $K_g$  dépend de la longueur d'onde utilisée. Ici  $K_g = 1,09163 \cdot 10^{-23}$  [34] en prenant  $\lambda = 0,6328 \mu m$  et  $T = 293$  K et  $P = 1$  atm. Pour cette constante l'effet de dissociation est négligeable si la température du gaz n'atteint pas 5000 K, ce qui est le cas dans notre étude.

Le minimum de densité de neutres détectables avec notre système est :

si

$$n-1 = \frac{\Delta\Phi\lambda}{2\pi L} = N_n k_g \quad (\text{IV.9})$$

on trouve alors :

$$N_{n\text{min}} = 1.4360 \cdot 10^{18} \text{ molécules/cm}^3 \quad (\text{IV.10})$$

en prenant comme précédemment  $\Delta\Phi_{\text{min}} = 0.1$  degré et  $L = 5.8$  mm.

Cette densité minimale est très inférieure aux densités de neutres estimées jusqu'à présent dans une décharge couronne. Nos mesures sont donc possibles. En considérant cette relation qui relie l'indice de réfraction d'un milieu gazeux faiblement ionisé à sa densité de particules neutres, nous allons pouvoir déterminer la densité des neutres en chaque point de la décharge.

### IV.3. CALCUL DE L'INDICE DE RÉFRACTION DU MILIEU

#### IV.3.1. Détermination de la déformation des franges d'interférence

Pour faire le calcul de la déformation des franges  $d\Phi$ , nous allons comparer la position des maxima d'une frange déformée à la position de ceux-ci lorsque la frange est restée rectiligne, sur le même interférogramme.

#### IV.3.2. L'intégrale d'Abel et l'indice de réfraction

Soit  $dk$ , le déphasage des franges,  $dk = d\Phi / 2\pi$ . Ce déphasage correspond à la perturbation qu'a subit le faisceau objet lorsque celui-ci a traversé toute la décharge. L'information est intégrée sur toute la largeur du milieu, donc pour avoir la valeur de ce déphasage en chaque point de la décharge, nous déconvoluons le signal.

Comme nous l'avons dit, la décharge possède une symétrie cylindrique autour de l'axe pointe-plan. Il existe une relation reliant le déphasage  $dk$  à la variation de l'indice de réfraction  $dn$ , cette relation est donnée par l'intégrale d'Abel :

$$dk(x,y) = \frac{2}{\lambda} \int_0^r \frac{(n(r,y)-n_0)^2}{\sqrt{r^2-y^2}} dr \quad (\text{IV.9})$$

Cette intégrale nous donne  $dk$  en fonction de  $dn$  pour connaître la variation d'indice de réfraction  $dn$  en fonction de  $dk$ , nous déconvoluons cette intégrale. Cette déconvolution s'exprime de façon analytique comme suit :

$$dn(x,y) = -\frac{\lambda}{2} \int \frac{\left( \frac{d^2 n(x,y)}{dy^2} \right)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (\text{IV.10})$$

Cette intégrale est cependant impossible à enlever analytiquement dans notre cas, étant donné que nous ne connaissons pas  $dk$  en tous points de l'espace. Aussi nous employons une autre méthode de déconvolution, rapide et précise: la méthode de Pearce. G.V. Ostrovskaya [38] décrit cette méthode qui consiste à partager le volume inhomogène de la décharge en  $N$  zones annulaires de même épaisseur  $R/N$  et d'indice de réfraction constant,  $R$  est le rayon de la décharge (voir figure IV.8). Nous négligeons la réfraction du faisceau laser entre chaque zone étant donné la petite variation de  $n$  qui est comprise entre  $10^{-4}$  et  $10^{-5}$  et la faible taille de chaque zone.

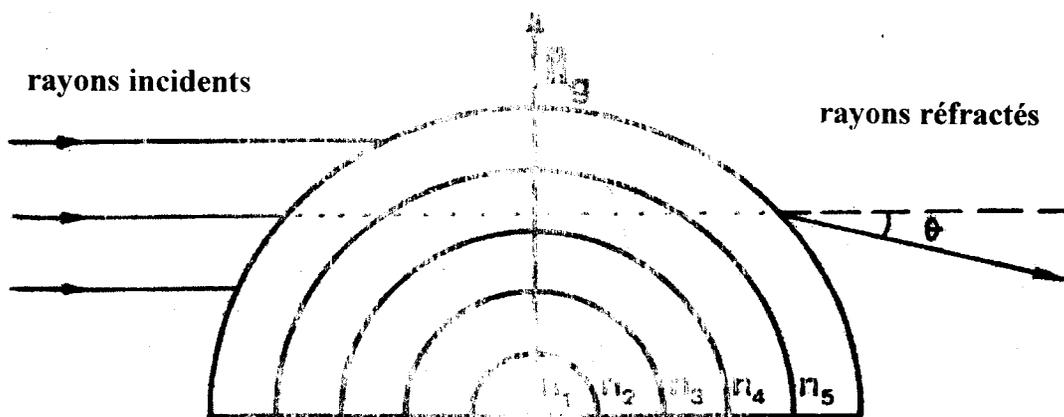


Fig.IV.8 : Trajets des rayons lumineux à travers la décharge.

Nous considérons que chaque faisceau  $i$  traverse transversalement les  $N+1-i$  couches de la décharge, le déphasage subi par chacun de ces faisceaux peut s'écrire comme étant la somme des déphasages subits dans chacune des zones. Le déphasage dans chaque zone est fonction de la largeur de la zone, ici appelée  $z_i$  et de l'indice de chaque zone en supposant que la longueur d'onde reste constante. Nous pouvons alors remplacer l'intégrale d'Abel déconvoluée par une sommation de déphasage de chaque zone pour tous les faisceaux  $i$ . Nous obtenons un système d'équations linéaires. Ce système est le suivant :

$$\Delta \phi_i = \sum_{j=1}^N A_{ij} \phi_j \quad (\text{IV.11})$$

Les coefficients  $A_{ij}$  correspondent à la distance parcourue par le rayon  $i$  dans la zone d'indice

constant  $n_j$ , ces coefficients s'écrivent :

si  $i \neq j$  et  $i, j = 1 \text{ à } N$

$$A_{i,j} = 2r \left( \sqrt{j^2 - \left(\frac{2i-1}{2}\right)^2} - \sqrt{(j-1)^2 - \left(\frac{2i-1}{2}\right)^2} \right) \quad (\text{IV.12})$$

si  $i = j$  et  $i, j = 1 \text{ à } N$

$$A_{i,j} = \sqrt{j^2 - \left(\frac{2i-1}{2}\right)^2} \quad (\text{IV.13})$$

$r$  est l'épaisseur constante de chaque couche.

$\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau laser,  $N$  le nombre de zones.

Ce système triangulaire d'équations peut être résolu avec une bonne précision par la méthode d'inversion de matrice (méthode de décomposition L.U. W.H. Press [39]). Nous obtenons alors la valeur de la variation d'indice dans chacune des zones. Comme nous l'avons expliqué, cette méthode est applicable car le milieu étudié possède une symétrie axiale. Elle possède l'avantage d'être simple rapide et précise. Mais elle a un inconvénient, comme le fait remarquer G.V. Ostrovskaya [38] la résolution d'une intégrale par plusieurs sommes introduit une erreur systématique. Le nombre de zones  $N$  ne doit donc pas être trop important car l'erreur absolue dans le calcul de l'indice est proportionnelle à  $N$ .

Nous allons donc optimiser le choix du nombre de zones  $N$ , pour que la méthode donne une précision maximale. Ce nombre doit, en effet, être assez grand pour que la représentation discrète de l'évolution continue de l'indice soit intéressante. Mais, en même temps, il ne doit pas être trop grand afin de limiter l'amplification de l'erreur systématique. Nous allons donc optimiser  $N$  en fonction de la nature de la décharge étudiée, c'est-à-dire en fonction de l'extension radiale de la décharge. Cette extension varie entre la pointe et le plan, à l'intérieur d'une même décharge car celle-ci a une forme conique de la pointe vers le plan. Les résultats obtenus après cette optimisation nous indiquent qu'un choix du nombre de couches compris entre 10 et 30 est judicieux. En effet, lorsque le nombre de couches est supérieur à 30, les résultats montrent que la valeur de l'indice de réfraction est fortement oscillante, elle n'est plus représentative d'une évolution régulière et progressive de l'indice de l'intérieur vers l'extérieur de la décharge. Par contre, lorsque le nombre de couches est inférieur à 5, les valeurs de l'indice obtenues sont trop discrètes et ne sont pas représentatives de chacun des points de la décharge. Nos résultats ont donc été obtenus avec un nombre de zones évoluant entre 21 à la pointe et 30 au plan.

Pour la détermination de la température des neutrons on utilise l'expression (IV.14) donnée par:

$$T = T_0 \frac{P(N_0 - 1)}{P_0(N - 1)} \quad (\text{IV.14})$$

avec  $T_0$ ,  $N_0$ , et  $P_0$  les valeurs de la température, la densité et la pression dans les conditions initiales respectivement et  $P$  est la pression au point considéré.

#### IV.4. EVOLUTION SPATIALE DE LA POPULATION DES NEUTRES

Pour analyser l'évolution des neutres, nous avons représenté une évolution axiale et une autre radiale pour deux types de décharges : décharge pointe positive et décharge pointe négative. Nous travaillons à 1 atmosphère et à une température ambiante ( $T_0 = 293$  K). Nous appelons :

- $d$  la distance entre la pointe et le plan ( $d = 5.8$  mm).
- $z$  la distance qui varie entre la pointe et le plan ( $z=0$  représente la pointe,  $z=5.8$  mm représente le plan).  $z$  représentera l'évolution axiale des neutres.
- $r$  la distance qui varie entre l'axe de la décharge et les extrémités latérales ( $r=0$  représente l'axe pointe-plan,  $r=2.5$  mm représente la limite latérale de la décharge pointe positive,  $r=5$  mm représente la limite latérale de la décharge pointe négative).

##### IV.4.1. Etude de l'évolution axiale de la densité

La figure IV.9 représente l'évolution de la densité des neutres le long de l'axe de la décharge pour les deux types de décharges. Nous observons sur ces deux courbes que la dépopulation est plus importante au voisinage du plan que près de la pointe, ou plus exactement à une distance  $z = 4$  mm de la pointe. En effet, on note des valeurs allant de  $0.6 \cdot 10^{19}$  molécules/cm<sup>3</sup> pour la décharge positive, ce qui représente un taux de dépeuplement de 76% et  $0.8 \cdot 10^{19}$  molécules/cm<sup>3</sup> pour la décharge négative, ce qui représente un taux de dépeuplement de 68%. Par contre, au voisinage de la pointe on note des valeurs allant de  $1.8 \cdot 10^{19}$  molécules/cm<sup>3</sup> pour la décharge positive (taux de dépeuplement est 28%) à  $2.0 \cdot 10^{19}$  molécules/cm<sup>3</sup> pour la décharge négative (taux de dépeuplement est 20%). Pour le plan, on note des valeurs allant de  $1.2 \cdot 10^{19}$  molécules/cm<sup>3</sup> pour la décharge positive (taux de dépeuplement est 52%) à  $1.7 \cdot 10^{19}$  molécules/cm<sup>3</sup> pour la décharge négative (taux de dépeuplement est 32%).

Nous remarquons d'après ces résultats que la dynamique des neutres est plus importante à une distance égale au tiers de la distance inter-électrodes proche du plan (dans notre cas à  $z = 4$  mm). C'est dans cette zone que les transferts thermiques et les collisions entre particules se produisent avec plus d'intensité qu'aux voisinages des électrodes.



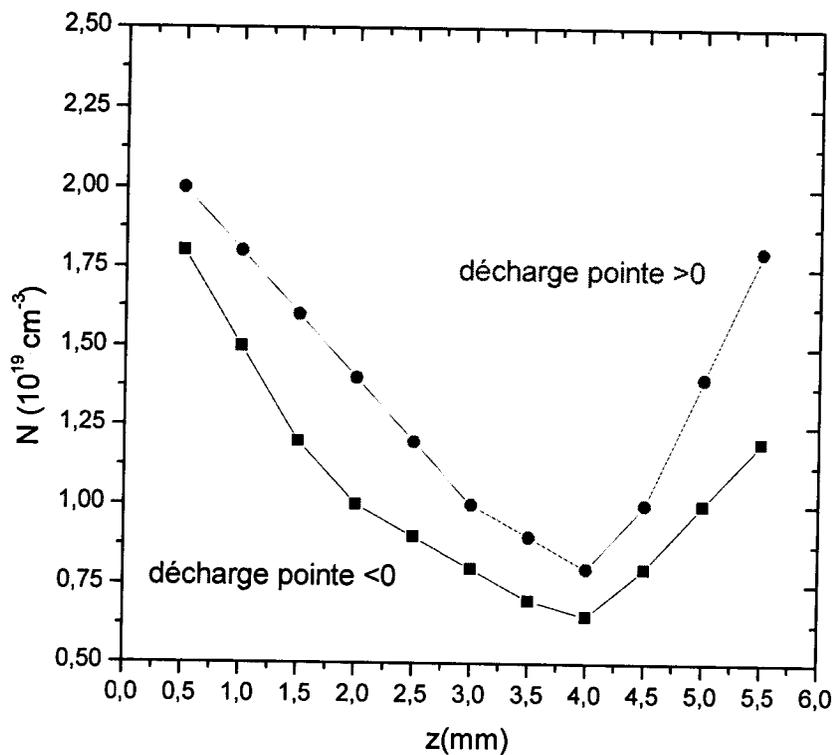


Figure IV.9 : Évolution axiale de la densité des neutres dans les deux cas de décharges : pointe >0 et pointe <0 (pointe  $z=0$ ; plan  $z=5.8$ mm)

#### IV.4.2. Etude de l'évolution radiale de la densité

• **Décharge positive :** La figure IV.10 représente l'évolution radiale de la densité des neutres pour la décharge couronne positive pour plusieurs positions de l'axe ;  $z=1$  mm (près de la pointe),  $z = 4$  mm (tiers de la distance inter électrodes) et  $z = 5$  mm (près du plan).

Sur ces courbes, nous distinguons deux zones distinctes : une zone qui s'étend entre  $r = 0$  et  $r = 1,5$  mm, dans laquelle la densité des molécules est inférieure à la densité de l'air ambiant quelque soit la position entre la pointe et le plan. La deuxième zone de ces courbes, c'est-à-dire pour  $r > 1,5$  mm ou encore en bordure de la décharge, indique une densité de population supérieure à celle de l'air ambiant.

Nous observons aussi sur ces courbes que le taux relatif de dépeuplement pour les trois points choisis est différent. En effet, pour le voisinage de la pointe ( $z = 1$  mm) on note des valeurs variant de 12 à 23 % pour  $r < 1.5$ mm, alors que pour cette même distance radiale et pour  $z = 4$  mm on a des valeurs variant de 66 à 32% et pour  $z = 5$  mm on a 40 à 20%.

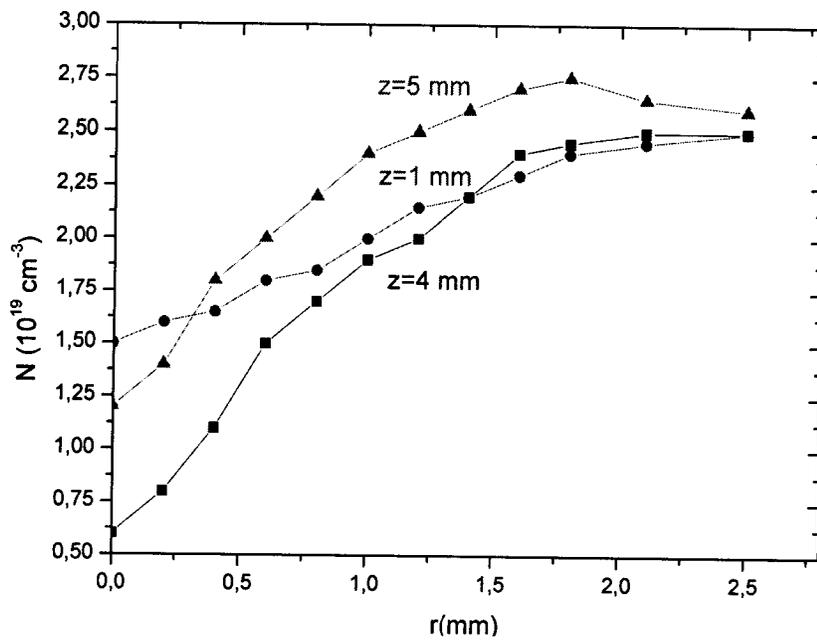


Fig.IV.10 : Evolution de la densité radiale des neutres dans la décharge positive (pointe z=0; plan z=5.8mm )

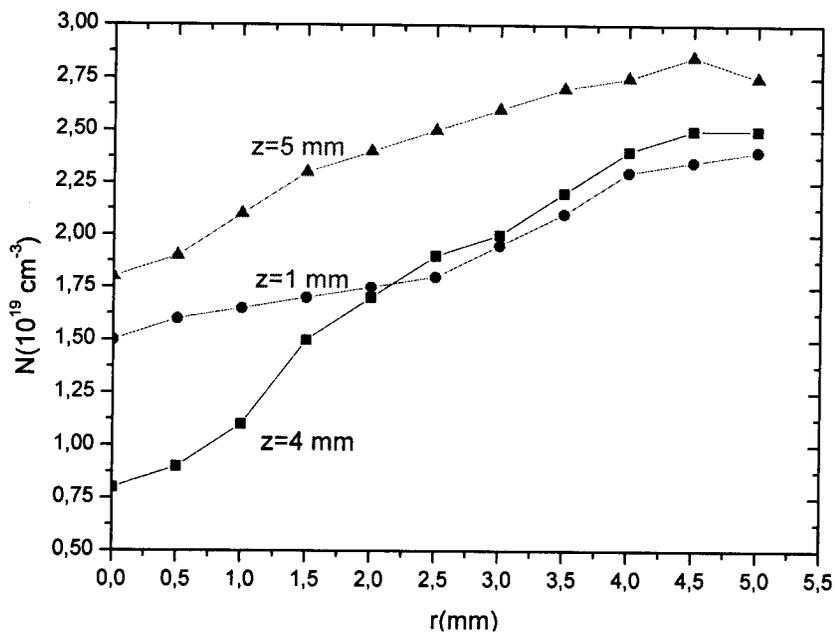


Fig.IV.11 : Evolution de la densité radiale des neutres dans la décharge négative (pointe z=0; plan z=6mm )

• **Décharge négative** : La figure IV.11 représente l'évolution radiale de la densité des neutres pour la décharge couronne négative pour plusieurs positions de l'axe ;  $z=1$  mm (près de la pointe),  $z = 4$  mm (tiers de la distance inter électrodes) et  $z = 5$  mm (près du plan).

De la même façon que précédemment, sur ces courbes, nous distinguons deux zones distinctes : une zone qui s'étend entre  $r = 0$  et  $r = 4$  mm, dans laquelle la densité des molécules est inférieure à la densité de l'air ambiant quelque soit la position entre la pointe et le plan. La deuxième zone de ces courbes, c'est-à-dire pour  $r > 4$  mm. Nous observons aussi sur ces courbes que le taux relatif de dépeuplement pour les trois points choisis est différent. En effet, pour le voisinage de la pointe ( $z = 1$  mm) on note des valeurs variant de 6 à 20 % pour  $r < 4$ mm, alors que pour cette même distance radiale et pour  $z = 4$  mm on a des valeurs variant de 27 à 45% et pour  $z = 5$  mm on a 14 à 19%.

Pour mieux comprendre le phénomène dans ces zones, la figure IV.12 permet de visualiser le mouvement des neutres :

- une zone A dans laquelle il existe seulement un petit phénomène de dépopulation.
- une zone B divisée, elle-même, en deux parties: une partie B1 où le déphasage ainsi que la variation de densité de neutres sont positifs et une deuxième partie B2 où le déphasage ainsi que la variation de densité de neutres sont négatifs.

La différence de contraste entre les deux zones (la zone centrale et la zone des bordures) indique que le déphasage de ces deux zones est différent. Le fait que la zone de bordure soit plus claire que l'espace non perturbé englobant la décharge indique aussi que le déphasage dans cette zone limite n'est pas nul. L'observation des photos obtenues avec la décharge négative, nous permet aussi de mettre en évidence plusieurs zones de différent contraste. Le cône de décharge est là aussi entouré d'une zone claire. Cette zone est visible, dans une moindre mesure, autour de la pointe et contre le plan. Cet espace clair met ici en évidence un flux de particules en bordure du cône de la décharge (voir fig.IV.12).

Etant donné le déphasage et le contraste de cette zone, nous pouvons penser que le phénomène détecté ici est l'inverse de celui détecté à l'intérieur du cône de décharge. En bordure de décharge, nous sommes en présence d'une surpopulation de particules.

Ce phénomène observable sur les deux types d'interférogrammes correspond à la présence d'une onde acoustique en bordure du cône de décharge. Cette onde générée par la décharge a déjà été étudiée, notamment par G. Forn [35] et V.Cecile [36], elle peut fournir une information globale sur les échanges énergétiques entre les électrons et les neutres.

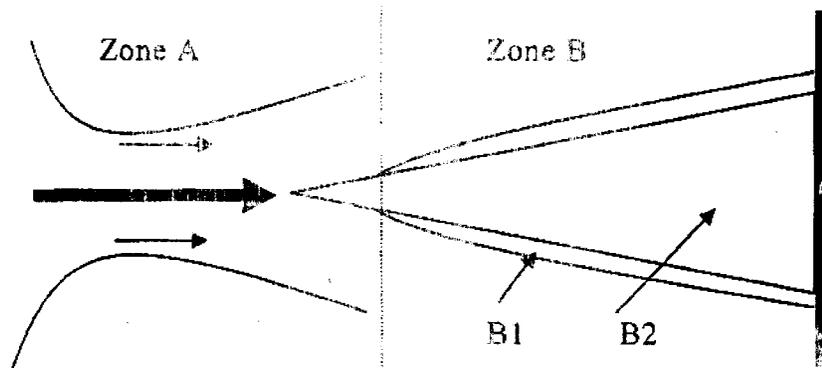


Fig.IV.12 : Les zones de la décharge.

Comme conclusion à cette évolution radiale, nous pouvons diviser chaque courbe des figures IV.10 et 11 du centre de la décharge vers l'extérieur, en trois parties: une partie assez peu étendue où la densité augmente rapidement, une zone centrale assez étendue où cette densité augmente moins rapidement et la dernière partie, en bordure de décharge où la densité reste globalement constante. Cependant, l'évolution radiale de la dépopulation est différente pour les deux types de décharges. Mais cette dépopulation est plus forte dans le cas de la décharge positive dès que nous nous éloignons de l'axe. Le maximum de dépopulation se trouve au tiers de la distance interélectrodes.

## IV.5. EVOLUTION DE LA TEMPERATURE

### IV.5.1. Evolution axiale de la température des neutres

La détermination de l'indice de réfraction du milieu hétérogène créé par la décharge nous permet de déduire non seulement la densité des particules neutres mais aussi la température du gaz des neutres. Cette détermination de l'évolution spatiale de la température complète l'information que nous avons sur les transferts thermiques entre les particules chargées et les particules neutres. Pour déterminer ces températures, nous utilisons les valeurs de l'indice de réfraction obtenus précédemment avec les décharges fonctionnant avec une distance interélectrodes  $d = 5.8$  mm, un courant de 0.54 mA, une tension de 30 kV dans le cas de la décharge positive et un courant de 0.60 mA et une tension de 30 kV dans le cas de la décharge négative.

Dans la zone de bordure de la décharge où nous sommes en présence d'une onde acoustique formée à partir d'une onde « de choc » se propageant de l'axe, où elle est formée, vers l'extérieur de cette décharge : la pression n'est certainement pas constante et la relation (IV.15) reste la même :

$$T = T_0 \frac{P_0(n_0 - 1)}{P_1(n - 1)} \quad (\text{IV.15})$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction de l'air et  $n$  celui du milieu considéré.

D'après cette relation pour déterminer la température, il faudra connaître la pression initiale  $P_0$  et la pression en chaque point du milieu considéré. Dans notre cas nous n'avons pas les moyens de connaître cette pression, nous ne ferons donc pas de calcul de température dans cette zone (bordure de la décharge).

Au centre de la décharge, nous supposons que la variation d'indice est uniquement due à des phénomènes thermiques. Dans les décharges électriques dont le courant est de quelques milliampères et la vitesse du vent électrique de quelques dizaines de mètres par seconde on estime que la variation de pression par rapport à la pression atmosphérique est négligeable. Cette variation de pression induit une variation d'indice moins importante que celle induite par l'augmentation de la température. La variation de pression n'a donc que peu d'effet sur la variation de l'indice de réfraction. De plus, il faut rappeler que la décharge fonctionne en tension continue. Ce régime est stable et stationnaire, l'équilibre des pressions entre chaque partie ponctuelle du milieu a donc le temps de se faire. La relation précédente pourra donc s'écrire :

$$T = T_0 \frac{n_0 - 1}{n - 1} \quad (\text{IV.16})$$

Connaissant la valeur de l'indice de réfraction en chaque point de la décharge, nous pourrons alors calculer la température du gaz neutre. Les températures calculées dans le cas de la décharge positive fonctionnant avec un courant  $I = 0,54 \text{ mA}$  et une tension  $V = 30 \text{ kV}$ , sont données sur le tableau IV.1. ( $N_0 = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ molécules/cm}^3$ ,  $T_0 = 293\text{K}$ ).

z(mm)	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	5.5
N( $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ )	2	1.8	1.6	1.4	1.2	1	0.9	0.8	1	1.4	1.8
$N_0/N$	1.25	1.38	1.56	1.78	2.08	2.5	2.77	3.12	2.5	1.78	1.38
T(K)	366	407	458	523	610	732	814	915	732	523	407

Tableau IV.1

Les températures calculées dans le cas de la décharge négative fonctionnant avec un courant  $I = 0,6 \text{ mA}$  et une tension  $V = 30 \text{ kV}$ , sont données sur le tableau IV.2 ( $N_0 = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ molécules/cm}^3$ ,  $T_0 = 293\text{K}$ ).

thermiques entre particules sont alors plus importants et donc la température des neutres plus élevée.

• **Décharge négative :** La répartition des températures dans le milieu créé par la décharge négative est légèrement différente. Nous pouvons voir que le maximum de température se situe sensiblement au même endroit sur l'axe à  $z = 4$  mm de la pointe, mais cette température maximale est de 1220 K et elle reste à cette valeur sur 1 à 2 mm de la distance interélectrodes.

La distribution des températures le long de l'axe est un peu différente dans les deux cas de décharges comme dans le cas de la répartition de la densité des particules neutres. Les variations de température le long de l'axe dans le cas de la décharge négative sont plus importantes.

**IV.5.1. Evolution radiale de la température des neutres**

• **Décharge positive :**

Pour représenter l'évolution radiale de la température des neutres nous avons calculé à partir des valeurs de densité radiale obtenues précédemment (voir Tableau IV.1), les valeurs suivantes :

pour $z = 4$ mm												
r(mm)	0	0.2	0.4	0.8	1	1.2	1.4	1.6	1.8	2.1	2.5	2.5
$N(10^{19} \text{ cm}^{-3})$	0.6	0.8	1.1	1.5	1.7	1.9	2	2.2	2.4	2.45	2.5	2.5
N0/N	4.16	3.12	2.27	1.66	1.47	1.31	1.25	1.14	1.04	1.02	1	1
T(K)	1220	916	666	488	431	385	366	333	305	299	293	293
pour $z = 1$ mm												
$N(10^{19} \text{ cm}^{-3})$	1.5	1.6	1.65	1.8	1.85	2	2.15	2.2	2.3	2.4	2.45	2.5
N0/N	1.66	1.56	1.51	1.38	1.35	1.25	1.16	1.14	1.08	1.04	1.02	1
T(K)	488	458	444	407	396	366	341	333	318	305	299	293
pour $z = 3$ mm												
$N(10^{19} \text{ cm}^{-3})$	1.2	1.4	1.8	2	2.2	2.4	2.5	2.6	2.7	2.75	2.65	2.6
N0/N	2.08	1.78	1.38	1.25	1.14	1.04	1	0.96	0.92	0.91	0.94	0.96
T(K)	610	523	497	366	333	305	293	282	271	266	276	282

Tableau V.3.

La figure IV.14 représente l'évolution radiale de la température des neutres pour la décharge couronne positive pour plusieurs positions de l'axe :  $z=1$  mm (près de la pointe),  $z = 4$  mm (tiers de la distance inter électrodes) et  $z = 5$  mm (près du plan). La température maximale est de 915 K à  $z = 4$  mm de la pointe. La décroissance radiale de la température est régulière. En comparant cette figure à la figure donnant l'évolution spatiale de la densité de neutres, il est clair que le maximum de température et le minimum de densité sont situés au même point de l'axe de l'espace interélectrodes. La décroissance de la température, lorsque nous nous éloignons de l'axe, est aussi beaucoup moins rapide. Nous observons une sorte de palier de 1 mm de long où la température reste globalement constante. Comme dans le cas des courbes de dépopulation de la décharge positive, nous pouvons diviser ces courbes en trois zones:

- une zone ( $z=4$  mm ;  $0 \leq r \leq 0.8$  mm) où la température est forte mais diminue rapidement (taux de décroissance voisin de 60%), une zone intermédiaire ( $z=4$  mm ;  $0.8 \text{ mm} \leq r \leq 1.8$  mm) où la température décroît moins rapidement (taux de décroissance voisin de 37%) ; et une dernière zone ( $z=4$  mm ;  $1.8 \text{ mm} \leq r \leq 2.5$  mm) où la température reste presque constante (taux de décroissance voisin de 4%) égale à la température ambiante  $\approx 300$  K.
- une zone ( $z=1$  mm ;  $0 \leq r \leq 0.8$  mm) où la température est forte mais diminue rapidement (taux de décroissance voisin de 16%), une zone intermédiaire ( $z=1$  mm ;  $0.8 \text{ mm} \leq r \leq 1.8$  mm) où la température décroît moins rapidement (taux de décroissance voisin de 22%) ; et une dernière zone ( $z=1$  mm ;  $1.8 \text{ mm} \leq r \leq 2.5$  mm) où la température reste presque constante (taux de décroissance voisin de 8%) égale à la température ambiante  $\approx 300$  K.
- une zone ( $z=5$  mm ;  $0 \leq r \leq 0.8$  mm) où la température est forte mais diminue rapidement (taux de décroissance voisin de 40%), une zone intermédiaire ( $z=5$  mm ;  $0.8 \text{ mm} \leq r \leq 1.8$  mm) où la température décroît moins rapidement (taux de décroissance voisin de 26%) ; et une dernière zone ( $z=5$  mm ;  $1.8 \text{ mm} \leq r \leq 2.5$  mm) où la température reste presque constante (taux de décroissance voisin de - 4%) égale à la température ambiante  $\approx 300$  K.

• **Décharge négative :**

De la même façon que précédemment nous donnons les températures radiales calculées à partir des valeurs de densité du tableau IV.2 :

pour $z = 4$ mm												
r(mm)	0	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	
N( $10^{19}$ cm $^{-3}$ )	0.8	0.9	1.1	1.5	1.7	1.9	2	2.2	2.4	2.5	2.5	
N0/N	3.12	2.77	2.27	1.66	1.47	1.31	1.25	1.14	1.04	1	1	
T(K)	916	814	666	488	431	385	366	333	305	293	293	
Pour $z = 1$ mm												
N( $10^{19}$ cm $^{-3}$ )	1.5	1.6	1.65	1.7	1.75	1.8	1.95	2.1	2.3	2.35	2.4	
N0/N	1.66	1.56	1.51	1.47	1.43	1.38	1.28	1.19	1.08	1.06	1.04	
T(K)	488	458	444	431	418	407	376	349	318	311	305	
Pour $z = 5$ mm												
N( $10^{19}$ cm $^{-3}$ )	1.8	1.9	2.1	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7	2.75	2.85	2.75	
N0/N	1.38	1.31	1.19	1.08	1.04	1	0.96	0.92	0.91	0.87	0.91	
T(K)	407	385	349	318	305	293	282	271	266	257	266	

Tableau IV.4.

La figure IV.15 représente l'évolution radiale de la densité des neutres pour la décharge couronne négative pour plusieurs positions de l'axe :  $z=1$  mm (près de la pointe),  $z = 4$  mm (tiers de la distance inter électrodes) et  $z = 5$  mm (près du plan).

Nous remarquons sur cette figure que le maximum de température (1220 K) est atteint pour  $z = 4$  mm de la pointe. Là aussi on remarque que la décroissance radiale de la température est régulière comparée à celle de la décharge positive. La décroissance de la température, lorsque nous nous éloignons de l'axe, est aussi beaucoup moins rapide. Nous observons une sorte de palier de 1 mm de long où la température reste globalement constante. Nous pouvons diviser ces courbes en trois zones:

- une zone ( $z=4$  mm ;  $0 \leq r \leq 1.5$  mm) où la température est forte mais diminue rapidement (taux de décroissance voisin de 47%).
- une zone intermédiaire ( $z=4$  mm ;  $1.5$  mm  $\leq r \leq 3.5$  mm) où la température décroît moins rapidement (taux de décroissance voisin de 32%) ;
- et une dernière zone ( $z=4$  mm ;  $3.5$  mm  $\leq r \leq 5$  mm) où la température reste presque constante (taux de décroissance voisin de 12%) égale à la température ambiante  $\approx 300$  K.

- une zone ( $z=1$  mm ;  $0 \leq r \leq 1.5$  mm) où la température est forte mais diminue rapidement (taux de décroissance voisin de 12%), une zone intermédiaire ( $z=1$  mm ;  $1.5$  mm  $\leq r \leq 3.5$  mm) où la température décroît plus rapidement (taux de décroissance voisin de 19%) ; et une dernière zone ( $z=1$  mm ;  $1.8$  mm  $\leq r \leq 2.5$  mm) où la température reste presque constante (taux de décroissance voisin de 10%) égale à la température ambiante  $\approx 300$  K.
- une zone ( $z=5$  mm ;  $0 \leq r \leq 1.5$  mm) où la température est forte mais diminue rapidement (taux de décroissance voisin de 22%), une zone intermédiaire ( $z=5$  mm ;  $1.5$  mm  $\leq r \leq 2.5$  mm) où la température décroît moins rapidement (taux de décroissance voisin de 15%) ; et une dernière zone ( $z=5$  mm ;  $2.5$  mm  $\leq r \leq 5$  mm) où la température reste presque constante (taux de décroissance voisin de 2%) égale à la température ambiante  $\approx 300$  K.

#### IV.6. DISCUSSION

En comparant l'évolution de la répartition des neutres et celle des températures à l'intérieur de la décharge, nous pouvons en déduire que l'augmentation de température du gaz de particules est liée directement au chauffage des neutres par les particules chargées (excitation électronique et collision entre particules).

Les transferts d'énergie locaux, particules chargées - particules neutres, ne sont pas négligeables même dans le domaine des faibles courants. Dans ces conditions de fortes pressions où les électrons sont fortement collisionnels, le gaz neutre n'apparaît plus seulement comme une source de particules chargées, mais il intervient aussi dans la dynamique générale de la décharge.

Nous avons observé un refroidissement sur les figures IV.14 et 15 au voisinage du plan dû à notre avis à l'effet paroi c'est-à-dire à l'échange thermique entre le gaz et le plan (cathode) qui reste sensiblement à une température constante.

V.Cecile [34], dans son étude sur la température, réalisée à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder sur une décharge pointe plan dans l'air atmosphérique avant claquage, avec une distance interélectrodes  $d = 4$  mm, montre aussi la présence d'une zone plus chaude sur l'axe de la décharge à proximité du plan, elle note cependant une faible élévation de température de 33%. Elle a obtenu des résultats identiques aux notre à savoir que la dépopulation est très forte sur l'axe quelque soit le type de décharge utilisée.

De plus, elle a aussi constaté la présence d'une onde acoustique en bordure du canal de décharge due à un mouvement de l'ensemble des particules contenues dans le gaz induisant une surpopulation des particules neutres. Cette onde est générée sur l'axe de la décharge, du fait de la grande vitesse de propagation des charges entre les électrodes, cette onde se déplace ensuite de façon radiale vers l'extérieur du cône de décharge. Pour notre cas on n'a pas pu mettre en évidence la présence de cette onde à cause de la pression qui reste relativement faible.

**IV.7. CONCLUSION**

Le diagnostic interférométrique réalisé sur cette décharge couronne, positive ou négative, nous a permis de déterminer de façon quantitative le phénomène de dépopulation et de température de neutres au coeur de la décharge. Nous avons pu en déduire que cette dépopulation était due à une forte augmentation de température, à pression constante. La décharge est donc le siège de nombreux transferts thermiques entre les particules. Le fort courant qui circule dans le canal de décharge, et plus particulièrement dans le « canal électrique » est accompagné d'une forte augmentation de température du gaz. Nous avons montré que l'empreinte thermique de la décharge couronne est assez étendue, elle est de 5 mm pour la décharge négative et de 2.5 mm pour la décharge positive.

L'augmentation de température et la forte dépopulation modifient le milieu dans lequel la décharge évolue, augmentant ainsi les conditions d'inhomogénéités.

---

## Conclusion Générale

---

## CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'application d'un diagnostic optique d'une décharge couronne sous tension continue afin de déterminer les densités des particules neutres. Dans ce cadre nous avons réalisé un interféromètre de type Mach-Zehnder avec les conditions suivantes : une source de lumière laser (He-Ne 0,6328  $\mu\text{m}$  5 mW), une camera CCD pour la réception des images d'interférence, une distance inter électrodes égale à 5.8 mm, et un générateur haute tension ( la tension égale à 30 KV et un courant de 0.54 mA à 0.6mA). On s'intéresse tout particulièrement à la mesure de variation du chemin optique et donc de l'indice de réfraction qui nous permet de mettre en évidence la variation de la densité des neutres dans la décharge.

Le montage expérimental dont les spécificités ont été données dans le chapitre III nous a permis d'obtenir la densité et en suite la température des particules neutres dans deux situations différentes (décharge positive et décharge négative). Les résultats obtenus dans les deux cas donnent des valeurs pour le taux de dépopulation des valeurs comprises entre 28 et 76% et des températures comprises entre 407 et 915 K pour la décharge positive, et des valeurs du taux de dépopulation comprises entre 20 et 68% et des températures comprises entre 488 et 1220 K pour la décharge négative.

Ce diagnostic optique utilisant l'interférométrie laser nous a permis aussi de déterminer de façon quantitative le phénomène de dépopulation des particules neutres au coeur de la décharge. Nous avons pu en déduire que ce phénomène est dû à une forte augmentation de température, à pression constante. La décharge est donc le siège de nombreux transferts thermiques entre les particules.

Ces résultats quantitatifs et expérimentaux sont intéressants car ils permettent une bonne corrélation entre les résultats théoriques obtenus jusqu'à présent.

Finalement, il reste à élargir ce travail à d'autres gaz atomiques et moléculaires, en tenant compte cette fois-ci d'une part de l'ensemble des espèces présentes dans le plasma et d'autre part du spectre d'émission ou d'absorption de ces éléments.

---

## Annexe A

---



## A. SPECTROMETRIE D'EMISSION OPTIQUE

La spectrométrie atomique est la méthode instrumentale la plus ancienne d'analyse élémentaire et son principe remonte au travail de Bunsen et de Kirchhoff au milieu du 19<sup>ème</sup> siècle [41]. On se sert des différences d'énergie des éléments-spécifiques entre les limites atomiques, chaque élément a une raie spectrale spécifique, où la présence d'une raie atomique élémentaire se relie directement à la présence de l'élément respectif. D'autre part, l'intensité d'une raie d'émission atomique est directement liée à la densité des atomes rayonnants et ainsi finalement à la concentration de l'élément dans l'échantillon analysé. Dans la spectrométrie d'émission atomique, on se sert en conséquence d'une source de rayonnement où l'échantillon est apporté dans la phase gazeuse et excité. Le rayonnement est spectralement résolu dans un spectromètre et les intensités des raies analytiques sont mesurées avec les détecteurs appropriés après l'isolement à partir des autres raies spectrales à l'aide d'une fente. Le fait que tous les éléments apportés dans les sources de rayonnement émettent leurs spectres spécifiques permet la détermination pratiquement de tous les éléments présents dans l'échantillon.

La diversité dans la spectrométrie d'émission atomique résulte de l'existence des nombreuses différentes sources de rayonnement dans l'émission atomique. Ici, la grande innovation a eu lieu dans la spectrométrie d'émission atomique depuis ses commencements avec des flammes pour l'analyse des échantillons liquides et des arcs pour l'analyse des solides [42]. Les décharges luminescentes sont l'une des groupes possibles de sources de rayonnement pour l'émission atomique. Leur étude remonte aux premiers travaux sur des décharges électriques par Penning au début du 20<sup>ème</sup> siècle [43]. [44, 45,46] ont particulièrement traité les décharges luminescentes, leurs propriétés fondamentales et leur nature en ce qui concerne la volatilisation et l'excitation de l'échantillon aussi bien que leurs propriétés analytiques comme sources d'émission atomique.

### 1. PARAMÈTRES DE PLASMA ET DIAGNOSTIC

Des plasmas peuvent être caractérisés par leurs propriétés comme sources pour la spectrométrie atomique par un nombre de paramètres tels que la température et la densité des différentes espèces. Un nombre de méthodes connues de la physique des plasmas classique peuvent être utilisées pour déterminer ces paramètres. Ces méthodes incluent des méthodes spectroscopiques et non spectroscopiques [5]. La détermination des températures décrivant les énergies des espèces différentes (la température des électrons, la température du gaz, la température des ions) et la détermination des densités et les pressions des électrons (diagnostics) sont importantes pour caractériser l'efficacité d'un plasma pour l'excitation et/ou l'ionisation et la dépendance de ces processus de la composition de l'échantillon [45].

#### Méthodes spectroscopiques

A partir des équations décrivant les intensités des raies d'émission atomique il est clair que la température d'excitation est d'importance primordiale pour décrire l'efficacité d'excitation. En appliquant l'équation (A.1) aux transitions à partir des différents états excités (a) et (b), qui appartiennent au même niveau de l'ionisation, on obtient en notations utilisées par Boumans [46] :

$$I_{qp} = A_{qp} h \nu_{qp} n_a (g_q / Z_a) \exp(-E_q / (kT)) \quad (\text{A.1})$$

$$I_a / I_b = [(gA)_a / (gA)_b] (\nu_a / \nu_b) \{ \exp[-(E_a - E_b) / (kT)] \} \quad (\text{A.2})$$

ou

$$T = [5040 / (V_a - V_b)] / \{ \log[(gA)_a / (gA)_b] - \log(\lambda_a / \lambda_b) - \log(I_a / I_b) \} \quad (\text{A.3})$$

où  $T$  est la température d'excitation, qui peut être déterminée avec grande précision et exactitude avec les espèces thermométriques telles que le Zn, qui ont une énergie d'ionisation élevée. Cette procédure est connue sous le nom de méthode à deux-raies. De plus, les énergies d'excitation des termes excités utilisés devraient différer largement, le rapport  $(gA)_a / (gA)_b$  doit être grand et les longueurs d'onde des raies ne devraient pas différer trop afin de minimiser l'influence de la réponse spectrale du détecteur. Les probabilités de transition devraient également être bien connues. La température d'excitation peut être déterminée encore avec plus de précision en utilisant un grand nombre de raies d'émission atomique de l'élément dans le même état d'ionisation [47]. En effet, à partir de l'équation (A.1) on obtient :

$$\ln \{ I [\lambda / (gA)] \} = \ln [hc(n/Z)] - E_q / (kT) \quad (\text{A.4})$$

où  $n$  est la densité des espèces thermométriques. En traçant un nombre de raies  $\ln \{ I_{qp} / (g_q A_{qp} \nu_{qp}) \}$  en fonction de  $E_q$  (graphique de Boltzmann), on obtient une ligne droite et à partir de la pente  $T$  peut être déterminé [48]. On peut également écrire l'équation (A.4) comme :

$$\ln \{ I [\lambda / (gA)] \} = \ln [hc(n/Z)] - E_q / (kT) \quad (\text{A.5})$$

pour laquelle les valeurs  $\lambda / (gA)$  pour un grand nombre d'éléments peuvent être trouvées dans les tables.

La température d'excitation est physiquement significative seulement quand le plasma est au moins à l'équilibre à basse température (ETL). Dans le cas des décharges lumineuses, les températures d'excitation peuvent donc seulement être utilisées pour décrire la population des niveaux excités. Dans les plasmas où il y a une grande déviation de l'ETL on doit également déterminer ce qu'on appelle *la température du gaz*, qui décrit l'énergie cinétique des neutres et des particules lourdes en général.

La température du gaz est habituellement semblable pour les neutres et les radicaux. Par conséquent, elle peut souvent être approximée par la température de rotation décrivant la population des termes en spectroscopie moléculaire. Les molécules et les radicaux, comme ceux qui proviennent des gaz utilisés dans l'industrie (CN, NH, NO, OH, N<sub>2</sub> ou N<sub>2</sub><sup>+</sup>) ou des oxydes thermiquement stables des constituants d'échantillon (tels que AlO<sup>+</sup>, TiO<sup>+</sup>, YO<sup>+</sup>, etc.), ont des états électroniques différents (<sup>1</sup>Σ, <sup>2</sup>Σ, <sup>2</sup>Π, etc.) [42]. Ces derniers ont une structure vibrationnelle fine ( $\nu = 0, 1, 2, \dots$ ) et une structure rotationnelle hyperfine ( $J = 0, 1, 2, 3, \dots$ ). L'énergie totale d'un état est donnée par :

$$E = E_{el} + E_{rot} + E_{vib} \quad (\text{A.6})$$

$E_{el}$  est de l'ordre de 1-10 eV, la différence entre deux états vibrationnels du même niveau électronique est égale à 0.25 V en courant alternatif, et entre deux états rotationnels seulement

0.005 eV. Quand une transition entre deux niveaux rotationnels se produit, une raie rotationnelle est émise. Quand les deux niveaux appartiennent au même niveau électronique, la raie est dans la région infrarouge. Quand ils appartiennent à différents niveaux électroniques, cependant, sa longueur d'onde est dans la région UV ou visible. Telles transitions sont caractérisées par  $n', \nu', j' \rightarrow n'', \nu'', j''$ . Toutes les raies émises dues aux transitions entre les niveaux rotationnels appartenant aux différents niveaux vibrationnels de deux états électroniques forment une bande :  $n' \nu' \rightarrow n'' \nu''$ . Les transitions sont régies par les règles de sélection :  $\Delta j = j' - j'' = \pm 1, 0$ . Pour  $j'' = j' + 1$  on a la branche-P, pour  $j'' = j' - 1$  la branche-R et pour  $j' = j''$  la branche-Q. La raie pour  $j' = j'' = 0$  est la raie zéro de la branche. Quand  $\nu' = \nu'' = 0$  c'est aussi la raie zéro du système. La différence entre le nombre d'onde  $\sigma$  d'une raie rotationnelle et de celle de la raie zéro pour le cas de la branche P, Q et R est une fonction différente du nombre quantique de rotation  $j$  et des combinaisons linéaires des constantes de rotation pour lesquelles :

$$E_j / (hc) = B_v j(j+1) \quad (\text{A.7})$$

Ces fonctions sont quadratiques et décrivent ce qu'on appelle la parabole de Fortrat. Les spectres moléculaires et radicaux se composent de séries électroniques différentes, qui se composent de différentes bandes vibrationnelles. Ces bandes se composent souvent de beaucoup de raies rotationnelles non résolues. L'intensité d'une raie rotationnelle  $I_{nm}$  émise par une transition du niveau supérieur  $m$  à un niveau plus bas  $n$  est donnée par :

$$I_{nm} = N_m A_{nm} h \nu_{nm} [1/2\pi] \quad (\text{A.8})$$

où  $N_m$  est la population du niveau excité et  $\nu_{nm}$  la fréquence du rayonnement émis. La probabilité de transition pour le rayonnement de dipôle est donnée par :

$$A_{nm} = \left[ (64 \pi^4 \nu_{nm}^3) / (3k) \right] (1/g_m) \sum |R_{nimk}|^2 \quad (\text{A.9})$$

où  $i$  et  $k$  sont les niveaux dégénérés des états ( $m$ ) supérieurs et ( $n$ ) inférieur.  $R_{nimk}$  est un élément de matrice du moment de dipôle électrique et  $g_m$  est le poids statistique de l'état supérieur.  $N_m$  est donné par l'équation de Boltzmann, dans laquelle  $E_r$  est l'énergie rotationnelle pour le niveau électronique excité et vibrationnel et est donnée par :

$$E_r = hc B_v J'(J'+1) \quad (\text{A.10})$$

$B_v$  est la constante de rotation et  $J'$  le nombre quantique de rotation de l'état supérieur. Pour une transition ( ${}^2\Sigma^- \rightarrow {}^2\Sigma$ ),  $\sum |R_{nimk}|^2$  est égal à et

$$I_{nm} = \left[ (16 \pi^3 c N \nu_{nm}^4) / 3 Z(T) \right] (j' + J'' + 1) \{ \exp[hc B_v J'(J'+1)] / (kT) \} \quad (\text{A.11})$$

ou

$$\ln[I_{nm} / (j' + J'' + 1)] = \ln \left[ (16 \pi^3 c N \nu_{nm}^4) / (3 Z(T)) \right] - \{ hc B_v J'(J'+1) / (kT) \} \quad (12)$$

En traçant pour un certain nombre de raies rotationnelles  $\ln [I_{mm} / (J' + J'' + 1)]$  en fonction de  $J'(J' + 1)$ , on obtient la température rotationnelle. Dans le cas des décharges luminescentes on peut accepter l'ETL pour les molécules et les radicaux, et les températures de rotation se trouvent dans la gamme de 300-1200 K, comme montré, par exemple, pour les sources d'argon et d'hélium à cathode creuse [49].

La température du gaz peut également être déterminée à partir de la largeur de Doppler d'une raie spectrale :

$$\Delta v_D = \left[ 2 \sqrt{\ln 2} / c \right] v_0 \left\{ \sqrt{2RT/M} \right\} \quad (\text{A.13})$$

Par conséquent, il est nécessaire de séparer les contributions de Lorentz et de Doppler dans la largeur des raies, qui est possible à l'aide des programmes de déconvolution [50].

Encore une autre caractéristique importante de diagnostic est la densité des électrons. On peut la calculer à partir du rapport d'intensité de raie pour une raie d'atome et une raie d'ion du même élément comme suit :

$$I_{ap} = A_{ap} h v_{ap} (g_a / Z_a) (1 - \alpha_j) n_j [\exp(-E_a) / (kT)] \quad (\text{A.14})$$

$$I_{ap}^+ = A_{ap}^+ h v_{ap}^+ (g_a^+ / Z_a) \alpha_j n_j [\exp(-E_a^+) / (kT)] \quad (\text{A.15})$$

ainsi on obtient

$$\begin{aligned} \log[\alpha_j / (1 - \alpha_j)] = & \log(I_{ap}^+ / I_{ap}) - \log\left[\frac{(g_a^+ A_{ap}^+ v_{ap}^+)}{(g_a A_{ap} v_{ap})}\right] \\ & + (5040/T)(V_a^+ - V_a) + \log(Z_{ij} / Z_{aj}) \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Cette méthode fournit seulement des valeurs correctes pour  $\alpha$  quand le plasma est dans l'ETL, car la température doit être connue. De cette façon on peut également déterminer la pression des électrons par la combinaison avec l'équation de Saha comme :

$$\log[\alpha_j / (1 - \alpha_j)] = \log S_{pj}(T) - \log p_e \quad (\text{A.17})$$

de sorte que :

$$\begin{aligned} \log p_e = & -\log(I_{ap}^+ / I_{ap}) + \log\left[\frac{(g_a^+ A_{ap}^+ v_{ap}^+)}{(g_a A_{ap} v_{ap})}\right] \\ & - (5040/T)(V_{ij} + V_a^+ - V_a) + (5/2)\log T - 6.18 \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

A partir de  $p_e = n_e kT$  on obtient la densité des électrons. En outre, ici le plasma doit être dans l'ETL pour permettre des calculs corrects.

Indépendamment de l'existence de l'ETL, on peut déterminer la densité des électrons à partir de l'élargissement de Stark des raies d'hydrogène  $\beta(H_\beta)$  ou d'argon. Cette contribution d'élargissement de raie est principalement déterminée par l'interaction des électrons dans le plasma et est la prédominante dans le cas de  $H_\beta$  et quelques raies d'argon, à partir desquels  $n_e$  peut être déterminée comme décrit par Mermet pour les plasmas inductivement couplés (ICPs) [51]. Dans le cas des décharges luminescentes de type-Grimm, Human et ses collègues ont déterminé des valeurs de  $n_e$  et ont trouvé des valeurs de l'ordre de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  [52]. À partir des valeurs de  $n_e$  et  $p_e$  et l'équation 15, on peut également calculer une température qui décrit

l'énergie des électrons appelée : la température d'ion. L'énergie des électrons est décrite par la température d'électron. On peut la déterminer à partir des intensités de continuum fondamental, qui sont déterminées par l'interaction entre électrons libres (bremsstrahlung) et l'interaction entre les électrons libres et attachés (continuum recombinaison). Les températures d'électron dans le cas des décharges luminescentes peuvent s'étendre de 5000 K pour les électrons lents à plusieurs 10000 K pour les électrons de grande énergie [42]. Indépendamment de l'existence de l'ETL, les températures du gaz, les températures d'électron et les densités des électrons peuvent être déterminées par la dispersion laser et les mesures de la dispersion Rayleigh et Thomson, comme discuté par Hieftje [53]. Les basses densités dans les décharges luminescentes, cependant, présentent un défi particulier pour cette méthode.

## 2. SPECTROMÉTRIE D'ÉMISSION ATOMIQUE

La spectroscopie d'émission atomique comme méthode d'analyse instrumentale a une sélectivité élevée et en conséquence une capacité multiéléments élevée. La présence des raies spectrales d'un élément est une preuve de son existence dans l'échantillon. Comme les intensités des raies spectrales atomiques se relient directement aux densités dans la source et indirectement aussi dans l'échantillon et toutes ces relations sont connues, on devrait pouvoir calculer les concentrations à partir des intensités mesurées. Cependant, par le manque de constantes atomiques précises et le manque de connaissance des pertes de rayonnement dans le spectromètre, on emploie la spectrométrie d'émission optique comme méthode relative, et non pas comme méthode absolue.

Le calibrage doit alors être fait avec des échantillons contenus d'analyte connu et une matrice de composition semblable à celle des échantillons à analyser.

### Principe de base

La relation entre les intensités des raies atomiques  $I$  et les concentrations d'analyte  $c$  peut être formulée comme :

$$I = ac^b \quad (\text{A.19})$$

où  $a$  et  $b$  sont des constantes. Les intensités absolues sont seulement utilisées dans la flamme et l'émission atomique ICP, mais également dans l'émission atomique des décharges luminescentes puisque ces sources sont très stables. Souvent, le rapport d'intensité de l'intensité d'une raie d'analyte à un signal de référence est utilisé, qui remonte aux premiers travaux de spectrométrie d'émission d'arc. Ceci mène aux fonctions de calibrage de la forme

$$I/I_R = a'c^b \quad (\text{A.20})$$

La fonction inverse de calibrage est la fonction d'évaluation analytique :

$$c = c_R (I/I_R)^{1/b} \quad (\text{A.21})$$

ou

$$\log c = \log c_R + \eta \log(I/I_R) \quad (\text{A.22})$$

Dans l'analyse des traces, la pente de la courbe d'évaluation analytique (en forme logarithmique) est habituellement égale à 1 ; à des concentrations élevées  $\eta$  peut devenir  $> 1$

comme résultat de l'auto-inversion. Dans le cas de la spectrométrie atomique de décharge lumineuse, ceci s'est avéré le cas des raies de résonance aux concentrations élevées ou quand elles sont un élément de matrice. Dans ce cas-ci elles ne peuvent pas être utilisées comme raies de référence. Dans l'analyse des traces par spectrométrie d'émission atomique, l'intensité du spectre fondamental est souvent prise comme une référence et l'équation de calibrage devient alors

$$c = c_U (I_x / I_U)^n \quad (\text{A.23})$$

où  $c_U = [(I_x / I_U)(1/c)]^{-1}$  est la concentration équivalente fondamentale (BEC) et  $c$  est la concentration pour laquelle une raie au rapport d'intensité fondamentale  $I_x / I_U$  est mesurée.

Dans la spectrométrie d'émission atomique on doit se rendre compte du fait que les spectres atomiques en raison du nombre élevé de termes qui sont des raies très riches. Ceci peut mener aux coïncidences des raies dans les spectres enregistrés. Ce risque est encore augmenté par le fait que les températures dans les sources d'émission atomiques devraient être hautes afin d'atteindre une population suffisamment haute des états excités. C'est nécessaire pour obtenir des intensités des raies élevées. Pour des sources classiques, telles que l'étincelle et l'arc, les 92 éléments naturels produisent plus de 200 000 de raies spectrales entre 200 et 400 nm, comme tabulées dans les tables de raies spectrales MIT [42]. On devrait souligner que beaucoup plus de raies spectrales sont encore émises par ces sources. Selon les concentrations des éléments respectifs, ces raies se produisent dans les spectres avec une certaine raie au rapport d'intensité fondamentale. Indépendamment des raies spectrales atomiques, l'émission de bande se produit également. Ceci peut être dû aux molécules et aux radicaux provenant des gaz de fonctionnement ou des produits de décomposition des sels, qui est le cas, par exemple, des oxydes  $MO^+$ . Dans le cas des décharges lumineuses, les spectres atomiques optiques sont relativement pauvres en raies spectrales en comparaison avec les arcs et les étincelles. La plupart du temps, les raies de résonance atomiques sont fortes, mais également subissent à l'auto-inversion dans le cas des raies atomiques. Ce dernier effet gêne leur utilisation comme raies d'analyses pour des concentrations élevées. En outre, les largeurs des raies sont basses (1-2 pm), qui abaisse encore le risque d'interférences spectrales. En outre l'émission de bande est limitée. En effet, on travaille souvent sous une atmosphère de gaz rares à pression réduite. L'utilisation des gaz rares purs est exigée afin de garder les risques d'extinction de l'excitation ou les bas espèces excitées. Par conséquent, GD-OES peut être caractérisé par de bas risques des interférences à partir des bandes moléculaires.

Le spectre fondamental dans des sources de spectrométrie atomique provient de plusieurs contributions. Indépendamment de la lumière parasite dans le spectromètre, dont l'intensité est proportionnelle au rayonnement total émis dans la source, il y a plusieurs contributions à considérer. L'intensité du rayonnement fondamental continu dans les décharges à pression réduite est basse, puisque les densités des électrons sont faibles. Elles se sont avérées de l'ordre de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , qui est au moins un facteur de  $10^4$  inférieurs que dans l'arc, l'étincelle ou les sources ICP. En outre, les intensités des ailes des raies de matrice, qui peuvent être très larges, doivent être considérées comme contribuant au spectre fondamental. C'est particulièrement le cas quand les éléments de matrice ont des raies de résonance très sensibles, telles que le calcium et le magnésium. Cette contribution dans le cas des décharges lumineuses est considérablement inférieure que dans les sources fonctionnant à la pression atmosphérique. Ceci s'applique également pour des contributions à partir des spectres d'émission de bande.

---

## Annexe B

---

## B. DECHARGE COURONNE

### 1. Décharges à courant continu (C.C)

#### 1.1. Configurations d'électrode, propriétés et évolution de la décharge

Les décharges couronne sont des décharges de gaz auto-maintenues typiquement propulsées dans air à pression atmosphérique entre des électrodes en métal. Au moins une des électrodes à une forme géométrique qui cause localement les champs électriques élevés. Les configurations fréquentes sont les électrodes en pointe faisant face à un plan, des fils minces dans un cylindre ou fonctionnant parallèlement à un plan, ou également des électrodes ayant la forme d'un couteau tranchant. Quand la tension est augmentée dans une configuration un courant commence à circuler au début de la décharge et augmente jusqu'à ce que le potentiel de coupure de l'étincelle soit atteint. Ce rang intermédiaire de l'activité de la décharge couronne désigné sous le nom d'une panne partielle de l'espace. La décharge de corona est caractérisée par une luminescence visuelle faible dans la région où le champ est élevé accompagnée occasionnellement par des streamers lumineuses se propageant vers l'autre électrode. La luminescence visible peut couvrir toute la surface de l'électrode (couronne positive) ou se concentrer dans certains spots, appelées touffes (mèches) de couronne (couronne négative). Même avec des tensions appliquées en courant continu (C.C) de l'une de polarité l'aspect est souvent celui d'une explosion de couronne montrant des impulsions de courant très régulières (impulsions de Trichel). Le mécanisme physique de ces impulsions de courant est une accumulation et un déplacement réguliers de la charge d'espace qui module l'intensité des processus d'ionisation dans la région à champ fort [54,55].

#### 1.2. Relations courant tension et consommation de la puissance

Pour une configuration donnée d'électrode le champ électrique minimum  $E_0$  pour le déclenchement de la décharge couronne peut être approximé par la formule de Peek :

$$E_0 = c_1 \delta + c_2 (\delta / r_0)^{1/2}$$

où  $c_1$  et  $c_2$  sont des constantes expérimentalement dérivées qui dépendent légèrement de la polarité,  $\delta$  est la densité relative de l'air, et  $r_0$  est le rayon de courbure de l'électrode de la décharge couronne. Selon Townsend les caractéristiques courant-tension peuvent être approximées par

$$I = c_3 (U - U_0) \mathcal{U} \quad \begin{matrix} (U > U_0) \\ = 0 & (U \leq U_0) \end{matrix}$$

où  $c_3$  est une constante qui dépend de la géométrie d'électrode, et  $U_0$  est la tension au début de la décharge couronne. La puissance dissipée est obtenue en multipliant précédente par la tension.

#### 1.3. Charge et transport des particules et des gouttelettes

Des outils informatiques moderne peuvent être utilisés pour calculer les champs électriques, les densités d'ion et les distributions de densité de courant même dans des configurations complexes d'électrodes. Cette tâche est facilitée par le fait que les électrons libres s'attachent rapidement aux molécules électronégatives dans l'air ou les mixtures de fumée. Par

conséquent, dans beaucoup d'applications le volume interélectrode peut être modélisé comme région unipolaire passive de dérive (**migration**) d'ion qui relie la région active de la décharge couronne à son électrode passive. À la pression atmosphérique la région d'ionisation où les porteurs de charge sont produits est limitée pour se renseigner sur les volumes près de l'électrode active de la couronne. Pour d'autre gaz la formule de Peek peut être généralisée et basée sur les coefficients d'ionisation et d'attachement des mixtures de gaz. La région active peut être considérée comme source abondante des porteurs de charge qui est alimentée quand le champ critique de coupure est atteint et qui, du aux effets de la charge d'espace, reste près de cette force de champ. La quantité de porteurs de charge extraits à partir de cette zone est déterminée par la région passive de dérive d'ion qui a des possibilités limitées de transport de courant. Les ions interagissent sur le flux de gaz et produisent du vent ionique (vent couronne) causant des flux secondaires forts. Des gouttelettes ou des particules solides transportées par telles régions couronne seront chargées selon des mécanismes bien établis de la diffusion de charge (dominée par des particules très petites) et de champ de charge (dominé par des particules de diamètre  $> 1 \mu\text{m}$ ).

## 2. Décharges couronne pulsées

Des concentrations élevées des radicaux libres peuvent être produites, si, en utilisant des impulsions à haute tension (HT) rapidement montantes, des streamers positives sont produites. Quand la tension est assez haute les streamers vont ponter sur tout le gap entre les électrodes. Les streamers positives se propagent de l'anode, un fil mince ou une électrode en pointe, vers la cathode à une grande vitesse ( $> 2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ ) et ont un rayon optique d'environ 150-200  $\mu\text{m}$ . On a observé plus de 600 streamers par mètre de fil à haute tension avec des impulsions raides HT [56]. À la tête des streamers primaires une couche mince (environ 10  $\mu\text{m}$  de large) d'électrons de grande énergie avec des énergies moyennes de 10-20 eV ionisent et excitent efficacement des molécules à l'état fondamentale pendant leur passage dans le gaz. La température des neutres dans le canal de streamer reste près de la température ambiante du gaz. La thermalisation et la coupure peuvent être évitées, si l'impulsion de la haute tension appliquée est assez courte ( $\ll 1 \mu\text{s}$ ). La meilleure efficacité énergétique pour la formation des radicaux est obtenue quand la longueur d'impulsion égale rudement le temps de passage de streamer. Ceci exige des technologies avancées d'interruption à haute tension. Des simulations bidimensionnelles par ordinateur de la propagation de streamer et des processus chimiques lançant les streamers ont été effectuées par plusieurs groupes. Des streamers couronnes positives ont été étudiées dans le but d'induire des changements chimiques de plasma dans des gaz à pression atmosphérique. Les résultats obtenus sont semblables à ceux obtenus par d'autres processus hors équilibre comme les décharges à barrière diélectrique ou l'injection des faisceaux d'électrons.

## 3. Applications

Des couronnes négatives avec des espacements du gap d'une fraction d'un mètre sont utilisées dans des dépoussiéreurs électrostatiques industriels à grande échelle (ESPs) pour charger et séparer les particules poussiéreuses des flux de gaz. Des configurations semblables sont utilisées pour charger des gouttelettes de peinture ou des particules solides pour l'enduit à jet. Des couronnes positives avec des espacements d'électrode dans la gamme de millimètre sont utilisées dans la plupart des machines copieuses pour charger les particules du toner. D'autres applications des couronnes utilisant des mixtures de gaz spéciales incluent les stabilisateurs de tension et les compteurs de Geiger-Miller pour détecter le rayonnement ionisant. Puisque le début de la décharge couronne mène à un flux de courant et une dissipation de puissance, qui

par la suite peuvent même causer une étincelle de rupture, c'est habituellement un phénomène non désiré dans l'équipement à haute tension. Sur les lignes de transmission à haute tension des pertes de puissance typiques dues aux décharges couronne peuvent s'élever à plusieurs kW/km. Par conséquent, dans beaucoup d'applications à haute tension un soin est pris pour éviter des points ou des bords pointus ou utiliser des anneaux auxiliaires anti-couronne et des conducteurs isolés afin d'empêcher le déclenchement des décharges couronnes.

### 3.1. Dépoussiéreurs électrostatiques

Un des dispositifs techniques principaux faisant l'utilisation à grande échelle des décharges couronnes est le dépoussiéreur électrostatique [57, 58]. Il est utilisé aux centrales à charbon pour séparer les cendres volantes de la fumée, en industrie cimentière et métallurgie pour empêcher les émissions excessives de la poussière dans l'environnement, ou dans des processus catalytiques pour récupérer les catalyseurs chers. Dans ESPs le flux de gaz poussiéreux est canalisé dans plusieurs conduites parallèles, dans lesquelles des électrodes particulièrement formées des décharges couronnes HT sont montées. Les espacements typiques de conduites sont de 30 à 40 cm, et la haute tension négative appliquée peut atteindre 50 à 100 kV. Dans une centrale ESP doit nettoyer le jet de fumée de quelques million de m<sup>3</sup> par heure et rassembler des dizaines de tonnes des cendres volantes par heure avec une efficacité de nettoyage s'approche de 99.9%. Un tel dépoussiéreur peut avoir une taille et une longueur d'environ 15 m et une largeur de 40 m environ. Les électrodes de la décharge couronne et les parois de conduites fondées sont formées de telle manière que la particule chargée par les ions dans la décharge couronne et, en même temps, les champs électriques pour le déplacement des particules sont optimisés. Les particules chargées sont soumises aux forces électriques selon le champ électrique dans les régions de la décharge, en plus des forces de résistance hydrodynamiques dans le transport du flux. La figure 1 montre des exemples des flux secondaires induits dus au vent ionique dans une configuration ESP avec des électrodes de décharge couronne hélicoïdales entre les plans de collection fondés [59]. Des composantes transversales de vitesse d'écoulement calculées sont tracés dans un plan perpendiculaire à la vitesse d'entrée à une position entre la deuxième et troisième électrode. À des tensions plus élevées les vitesses transversales d'écoulement provoquées par la décharge couronne peuvent devenir comparables à la vitesse principale d'écoulement ( $\sim 1$  m/s).

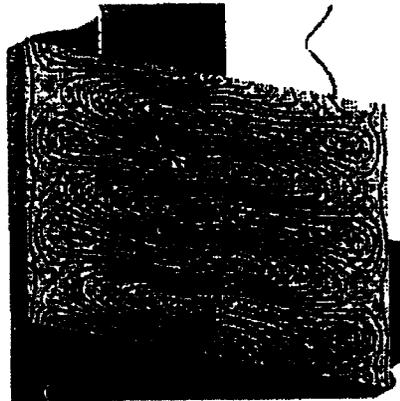


Fig.1 :

La figure 2 montre la trajectoire des particules chargées vues de haut.

Des dépoussiéreurs beaucoup plus petits utilisant normalement les décharges couronnes positives sont utilisés pour des applications d'intérieur dans les systèmes de ventilation pour enlever et rassembler les particules des flux de gaz recyclés.

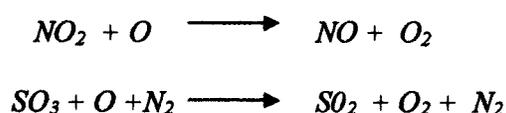


Fig.2 :

### 3.2. Contrôle de la pollution

Des streamers couronnes positives ont été étudiées pour la réduction de NO et SO<sub>2</sub> contenus dans les fumées [60, 61]. L'idée est d'oxyder NO et SO<sub>2</sub> à l'aide de O, O<sub>3</sub>, OH et HO<sub>2</sub> pour former les acides qui peuvent être séparés ou, par l'addition de l'ammoniaque, converti en particules solides de sel qui peuvent être rassemblées dans ESPs ou des filtres sachets. Les produits, sulfate d'ammonium et le nitrate de sulfate d'ammonium, peuvent être vendus dans certains marchés comme engrais agricoles et conditionneur de sol.

Les simulations cinétiques dans l'air et les mixtures de fumée prouvent que la présence des atomes d'oxygène peut également neutraliser les processus d'oxydation par la réduction des oxydes forts pour diminuer les oxydes.



Certains additifs en phase gazeuse comme l'ammoniaque améliorent la situation par un déplacement rapide des oxydes forts. En outre, le déplacement simultané de SO<sub>2</sub> et NO peut être d'avantage.

Le déplacement des oxydes d'azote et de soufre des mixtures de fumée par les décharges couronnes pulsées a été intensivement étudié dans les laboratoires et dans les expériences pilotes. Il s'avère qu'en plus des mécanismes de radicaux libres en phase gazeuse, aussi le rôle des réactions hétérogènes et thermiques est important. Dans un jet-stream de 100 m<sup>3</sup>/h d'une fumée de combustion de la centrale thermoélectrique ENEL à Porto Marghera la réduction de 99% de SO<sub>2</sub> et 60% de NO été réalisée avec un dépôt d'énergie couronne de 12-15 Wh/m<sup>3</sup> quand l'ammoniaque a été injecté dans la fumée [62, 63]. Ceci correspond à une alimentation électrique de 4-5% de l'électricité produite. Les concentrations initiales de SO<sub>2</sub> et NO étaient assez basses : 270 ppm et 250 ppm, respectivement. Les investigations à échelle moyenne récentes à partir des concentrations semblables aboutissent à des résultats de réduction comparables avec une consommation d'énergie beaucoup moindre, seulement de 4 Wh/m<sup>3</sup> [64].

En outre la dépollution des gaz d'échappement industriels contenant les composés organiques volatils toxiques (VOCs) par les streamers couronnes positives est considéré. Dans la plupart des cas quand les concentrations diluées des polluants sont impliquées il n'est pas économique

de chauffer le jet de gaz entier aux températures de combustion ou même aux températures où une destruction catalytique peut être lancée (200-500°C). Dans ces cas les plasmas non-thermiques peuvent fournir la meilleure solution comme ils produisent des électrons, des ions et des radicaux qui peuvent décomposer les molécules toxiques. Des streamers couronnes pulsées, par exemple, ont été étudiées pour la destruction du trichloréthylène (TCE,  $ClHC=CCl_2$ ), du chlorure de méthylène ( $CH_2Cl_2$ ), du tétrachlorure de carbone ( $CCl_4$ ), du méthanol ( $MeOH$ ,  $CH_3OH$ ), du toluène (méthylbenzène,  $C_6H_5CH_3$ ), et xylène (diméthylbenzène,  $C_6H_4(CH_3)_2$ ) [65].

La plupart des expériences avec les streamers couronnes pulsées ont été exécutées dans des configurations pointe-plan, fil-cylindre ou fil-plan. Dans beaucoup d'applications la configuration classique ESP avec des fils droits au centre du plan de conduite est utilisée. Les impulsions HT peuvent être constituées en employant des gaps d'étincelle déclenchés ou rotationnels ou des thyratrons, interrompant les dispositifs qui sont limités dans le taux de répétition et de vie.

---

## Références Bibliographiques

---

- [1] : F. F. CHEN, "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion", vol. I : *Plasma Physics*, New York : Plenum Press, , 1984.
- [2] : P.-H. REBUT, "La Fusion thermonucléaire contrôlée", in *La Science au présent*, Paris :Encyclopædia Universalis, , 1992.
- [3] : Mc Whirter, R. P. In "Plasma Diagnostic Techniques". R. H.Huddleston and S.L. Leonard, eds.,New York : Academic, 1965.
- [4] : D. Massonet, "L'Interférométrie Radar Par Satellite". France: Pour la science, 1997.
- [5] : C.J.Buchenauer and A.R. Jacobson, Rev. Scien. Instrum.1977.
- [6] : G. Boudebs, F. Sanchez, C. Duverger, B. Boulard, Improvement of Mach-Zehnder interferometry technique for third-order susceptiblity measurement, published by Elsevier science 2001.
- [7] : C. Champenois, M. Büchner, J. Vigué, Fringe contrast in three grating Mach-Zehnder atomic interferometers, published by The European Physical Journal D, 1999.
- [8] : Tammy Cole, Alan Kathman, Stan Koszelak, Alex McPherson, Determination of local refractive index for protein and Virus Crystals in solution by Mach-Zehnder interferometry, published by Analytical Biochemistry, 1995.
- [9] : Dachuan Yina, Yuko Inatomib, Kazuhiko Kuribayashib, Study of lysozyme crystal growth under a strong magnetic field usinga Mach-Zehnder interferometer, published by Journal of Crystal Growth, 2001.
- [10] : P. Mataloni, G. Giorgi, F. De Martini, Frequency hopping in quantum interferometry, Willey VCH 2003.
- [11] : F.F.Chen et J.P. Chang, "Principle Of Plasma Processing", Los Angeles : Plenum/Kluwer publishers, 2002.
- [12] : Heald and Wharton, 1978.
- [13] : Scime et al., *Plasma Sources Sci. Technol.* 7, 186 (1998).
- [14] : N.Hershkowitz, "How Langmuir Probes Work", in Plasma Diagnostics, Vol. 1, Ed. by O. Auciello and D.L. Flamm, New York : Acad. Press, 1994.
- [15] : I.D.Sudit and F.F. Chen, "RF compensated probes for high-density discharges", *Plasma Sources Sci.Technol.* 3, 162 (1994).
- [16] : F.F. Chen, *Electric Probes*, in "Plasma Diagnostic Techniques", ed. by R.H. Huddleston and S.L.Leonard (Academic Press, New York, 1965).
- [17] : Godyak et al., *J. Appl. Phys.*, 85, 3081, (1991).
- [18] : Paul M.Bellan, SPHEROMAKS: A Practical Application Of Magnetohydrodynamic Dynamos and Plasma Self-Organization. London : Imperial College Press.
- [19] : R. Martin, S. J. Gee, P. K. Browning, and M. G. Rusbridge, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 1993.
- [20] : Shirakawa and Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* 1993.
- [21] : I. H. Hutchinson, "Principles Of Plasma Diagnostics", Usa: Cambridge University Press, 2000.
- [22] : J.Roig. In "Optique Physique: Propagation Cohérence Interférences". Paris : Masson et C<sup>ie</sup>.
- [23] : @ A. Peters et al.: *Nature* 400 849 (1999).
- [24] : @ David M. Harrison. This is version 1.1, date (m/d/y) 03/16/99.
- [25] : @ L. Gustavson et al.: *Phys. Rev. Lett.* 78 2046 (1997).
- [26] : Tolansky, *Optics Communications*, 1980.
- [27] : Twyman et Green, *Optics Communications*, 1981.
- [28] : Rainer Hippler, Sigismund Pfau,
- [29] : Bockatsen K. Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma. *Journal of the Society of America*, 1961.
- [30] : Gordon W. Drake, editor. Atomic, Molecular, and Optical Physics Handbook. Springer-Verlag (New-York), 1996.
- [31] : Jahoda, F. C.(1979) and Sawyer, G. A. (1971). Optical refractivity of plasmas. In *Methods of experimental Physics*. R. H. Lovberg and H. R. Griem, eds. , New-York: Academic.

- [32] : V. Malka, F. Amiranoff, C. Coulaud, J.-P. Geindre, V. Lopez, Z. Najmudin, D. Neely, Mesure des profils de densité d'atomes dans des jets de gaz à géométrie cylindrique, 1998.
- [33] : Sandner H. Optical Measurements. Mayinger Franz, 1994.
- [34] : (M. West, 1979).
- [35] : G. Forn, Thèse de troisième cycle, université Paul Sabatier -Toulouse, (1984).
- [36] : V.Cecile, Thèse de Doctorat, université Louis Pasteur - Strasbourg (1993).
- [37] : I. Mehr, J. Christiansen et al (1991).
- [38] : Pearce. G. v. Ostrovskaya (1976).
- [39] : L.U, W. H. Press et al, (1988).
- [40] : V.Cecile, Proceeding (1992).
- [41] : Kirchhoff, G.R.; Bunsen, R. Chemical Analysis by Spectrum-Observation, Philos. Mag.
- [42] : Penning, Electrical Discharge in Gases. Philips Technical Library, Philips, Eindhoven, 1957.
- [43] : Pashen, W. Die Funkenspektren des Aluminium, Ann.Phys.(Leipzig)1923.
- [44] : Winchester, M.R.; Lazik, C.; Franzke, J. Niemax, K. The dielectric barrier discharge-a powerful microchip plasma for diode laser spectrometry, Spectrochim. Acta, Part B, 2001.
- [45] : Blades, M.W. Radiofrequency capacitively-coupled micro plasmas-an efficient route to a plasma on a chip, paper presented at FACSS, Detroit, MI, 2001.
- [46] : Eijkel, J.C.T.; Stoeri, H. Manz, A. A molecular emission detector on a chip employing a current microplasma, Anal. Chem. 1999.
- [47] : Boumans, P.W.J.M. Theory of Spectrochemical Excitation, Hilger & Watts, London, 1966.
- [48] : Broekaert, J.A.C. ; Bricker, T. ; Brushwyler, K.R. ; Hieftje, G.M. Investigations of a jet-assited glow discharge lamp for optical emission spectrometry, Spectrochim. 1992.
- [49] : Siegman A.E. Lasers. Mill Valley, 1986.
- [50] : Broekaert, J.A.C. Determination of rotational temperature in a transitional type hollow cathode discharge, Bull. Soc.Chim.Belg. 1977.
- [51] : Mermet, J.M. Spectroscopic diagnostics: basic concepts, in Boumans P.W.J.M.(ed.), Inductively Coupled Plasma Emission Spectroscopy, Part II, Wiley-Inter-Science, New York, 1987.
- [52] : Ferreira, N.P.; Human, H.G.C.; Butler, L.R.P. Kinetic temperature and electron densities in the plasma of a side view Grimm-type glow discharge, Spectrochim. Acta, Part B, 1980.
- [53] : Hieftje, G.M. Plasma Diagnostic Techniques for understanding and control, Spectrochim 1992.
- [54] : R.Morrow, Phys. Rev.A32, (1985)
- [55] : A.P. Napartovich, Yu.S.Akichev, A.A. Deryugin, I.V.Kochetov, N.I. Trushkin, J. Phys.D : Appl. Phys. (1997).
- [56] : Y.L.M.Creyghton, PhD Thesis, Technical University Eindhoven (1994).
- [57] : H.J. White, Industrial Electrostatic Precipitation, Addison-Wesley, Reading (1963).
- [58] : K.R.Parker, Editor, Applied Electrostatic Precipitation, Blackie, London (1997).
- [59] : W. Egli, U. Kogelschatz, E.A Gerteisen, R. Gruber, J. Electrostat. (1997).
- [60] : A. Mizuno, J.S. Clements, R.H. Davis, IEEE Trans. Ind. Appl. (1986).
- [61] : I. Gallimberti, Pure & Appl. Chem. (1988).
- [62] : G.D. Dinelli, L. Civitano, M. Rea, IEEE Trans. Ind. Appl. (1990).
- [63] : L. Civitano, E. Sani, in Plasma Technology : Fundamentals and Applications, M.Capitelli, C.Gorse, Editors, Plenum, New York (1992).
- [64] : E.M. van Veldhuizen, L.M. Zhou, W.R. Rutgers, Plasma Chem. & Plasma Proc. (1998).
- [65] : U. Kogelschatz, Proc. 8<sup>th</sup> Int. Conf. on Switching Arc Phenomenal/Int. Symp. on Electrical Technologies for Environmental Protection (Sap & ETEP'97), Z. Tarocinski, Editor, Lodz, (1997).