



**HAL**  
open science

# ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE D'UNE MICRO DECHARGE A CATHODE CREUSE A PRESSION INTERMEDIAIRE DANS L'ARGON

Claudia Lazzaroni

► **To cite this version:**

Claudia Lazzaroni. ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE D'UNE MICRO DECHARGE A CATHODE CREUSE A PRESSION INTERMEDIAIRE DANS L'ARGON. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2010. Français. NNT: . pastel-00552043

**HAL Id: pastel-00552043**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00552043>**

Submitted on 5 Jan 2011

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

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

Thèse présentée pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE**

Par  
**Claudia Lazzaroni**

**Etude théorique et expérimentale  
d'une micro décharge à cathode creuse  
à pression intermédiaire dans l'argon**

Thèse soutenue le 11 octobre 2010

Composition du jury :

Rémi Dussart  
Lawrence J. Overzet  
Leanne Pitchford (rapporteur)  
Vincent Puech (rapporteur)  
Antoine Rousseau (directeur)  
Nader Sadeghi (co-directeur)  
Pascal Chabert

GREMI, U. Orléans  
UTD-Dallas, USA  
LAPLACE, U. Toulouse III  
LPGP, U. Paris-Sud XI  
LPP, Ecole Polytechnique  
LSP, UJF Grenoble  
LPP, Ecole Polytechnique

# Remerciements

Ce manuscrit clôt et résume les trois dernières années de ma vie durant lesquelles j'ai rencontré et côtoyé des personnes sans qui ce travail n'aurait jamais pu voir le jour et que je tiens sincèrement à remercier.

Tout d'abord, je voudrais remercier Antoine Rousseau pour m'avoir accueillie en stage de master 2 puis de m'avoir proposé ce sujet de thèse et d'avoir dirigé mes travaux durant trois ans. Je tiens à remercier également mon co-directeur de thèse Nader Sadeghi pour m'avoir ouvert les portes de son laboratoire et de son savoir. Merci pour cette initiation aux techniques spectroscopiques de diagnostics et pour ces jolies expériences que nous avons pu faire ensemble.

Je tiens à remercier tout particulièrement Pascal Chabert avec qui j'ai commencé à échanger et travailler au milieu de ma thèse. Merci pour ta disponibilité, ton enthousiasme et ta curiosité, les microplasmas n'étant pas un sujet avec lequel tu étais familier au départ. Tu m'as fait avancer et évoluer, et tu m'as transmis ton amour pour ce métier. Ce fut un immense plaisir de travailler avec toi, merci pour tout.

Je voudrais ensuite remercier les membres de mon jury de thèse qui ont accepté de lire et d'évaluer mon travail. Merci à Rémi Dussart d'avoir assuré la présidence du jury, merci à mes deux rapporteurs, Leanne Pitchford et Vincent Puech, pour votre lecture attentive et vos remarques pertinentes et enfin, merci à Larry Overzet d'avoir accepté d'être membre de mon jury malgré la distance et la barrière de la langue.

Ces trois années de thèse n'aurait pas eu la même saveur sans toute l'équipe du LPP. Je pense en particulier à Olivier qui m'a ouvert les portes du laboratoire et qui m'a été d'une aide précieuse pour toutes les expériences que j'ai pu y faire. Je pense aussi à Emilie, ma roommate préférée, et à toute l'équipe plasmas froids pour tous les bons moments que nous avons partagés : Ane, Jean-Paul, Jean-Luc, Jean, Binje, Mickael, Paul, Joseph, Laurent, Gary, Daniil, Ilya, Lara, Jaime, Lorenzo, Pierre-Alexandre, Jérôme. Enfin, je voudrais remercier Cathy, Cherifa et Catherine pour leur aide et leur bonne humeur.

Je tiens à remercier également mes compagnons de thèse, avec qui j'ai partagé tous mes déjeuners pendant trois ans, et plus encore : Jeff, David et Mounir, mais aussi Clémentine et Jeanne.

Pour terminer, je voudrais remercier ma famille et mes amis qui m'ont toujours soutenue et encouragée. Votre présence le jour de ma soutenance m'a énormément touchée, c'était très important pour moi de tous vous avoir près de moi ce jour là. Un merci particulier à mon Guillaume qui m'a supportée et épaulée du début à la fin.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>7</b>
1.1	Les plasmas . . . . .	7
1.2	Les microplasmas . . . . .	9
1.3	Objectifs et plan de la thèse . . . . .	15
<b>I</b>	<b>Partie expérimentale</b>	<b>17</b>
<b>2</b>	<b>Contexte de l'étude</b>	<b>19</b>
2.1	Notions de base sur les microplasmas . . . . .	19
2.1.1	Les différents régimes de fonctionnement d'une MHCD . . . . .	21
2.1.2	Modélisations électriques du régime auto-impulsionnel . . . . .	24
2.1.3	Résultats antérieurs obtenus par Xavier Aubert . . . . .	26
2.2	Dispositifs expérimentaux . . . . .	28
2.2.1	La micro décharge à cathode creuse . . . . .	28
2.2.2	Le réacteur : alimentation et circuit de gaz . . . . .	29
2.3	Diagnostics . . . . .	29
2.3.1	Diagnostics électriques . . . . .	29
2.3.2	Diagnostics optiques . . . . .	31
2.3.3	Spectroscopie d'émission . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Résultats en régime normal</b>	<b>37</b>
3.1	Structure de la décharge . . . . .	37
3.2	Température du gaz . . . . .	43
3.2.1	Principe de la mesure . . . . .	43
3.2.2	Résultats . . . . .	46
3.3	Densité électronique . . . . .	48
3.3.1	Principe de la mesure . . . . .	48
3.3.2	Résultats . . . . .	55
3.4	Conclusion . . . . .	59

<b>4</b>	<b>Résultats en régime auto-impulsionnel</b>	<b>61</b>
4.1	Structure de la décharge . . . . .	62
4.1.1	Evolution temporelle . . . . .	62
4.1.2	Dynamique de la gaine . . . . .	66
4.2	Densité électronique . . . . .	71
4.3	Conclusion . . . . .	76
<b>II</b>	<b>Partie théorique</b>	<b>79</b>
<b>5</b>	<b>Décomposition de la décharge et modèles de gaine cathodique</b>	<b>83</b>
5.1	Décomposition de la décharge . . . . .	83
5.2	Hypothèses et approximations des modèles semi-analytiques développés . . . . .	86
5.3	Détermination de l'épaisseur de la gaine en régime permanent . . . . .	87
5.3.1	Cas d'une gaine non-ionisante . . . . .	88
5.3.2	Cas d'une gaine ionisante . . . . .	94
5.4	Comparaison théorie-expérience . . . . .	104
5.4.1	Régime permanent . . . . .	104
5.4.2	Dynamique de la gaine en régime auto-impulsionnel . . . . .	106
5.5	Interprétation de la transition entre le régime anormal et le régime impulsionnel . . . . .	111
5.6	Conclusion . . . . .	112
<b>6</b>	<b>Modèle de transport en régime stationnaire de la MHCD</b>	<b>115</b>
6.1	Description du modèle . . . . .	116
6.1.1	Chimie du système . . . . .	116
6.1.2	Equations de transport . . . . .	117
6.1.3	Conditions aux limites . . . . .	121
6.2	Etude de la colonne positive . . . . .	123
6.2.1	Cas standard et conditions aux limites . . . . .	123
6.2.2	Hypothèses du modèle et méthode d'intégration . . . . .	125
6.2.3	Résultats . . . . .	125
6.3	Etude de la région cathodique . . . . .	133
6.3.1	Conditions aux limites . . . . .	133
6.3.2	Résultats . . . . .	136
6.4	Conclusion . . . . .	142

---

<b>7</b>	<b>Modèle global du régime normal de la MHCD</b>	<b>145</b>
7.1	Modèle global de la colonne positive . . . . .	146
7.1.1	De l'équation de continuité au bilan de particules . . . . .	146
7.1.2	Température électronique et rapport des densités . . . . .	148
7.1.3	Bilan de puissance . . . . .	152
7.1.4	Résultats . . . . .	155
7.2	Modèle global de la région cathodique . . . . .	158
7.2.1	Puissance absorbée par les électrons . . . . .	158
7.2.2	Puissance dissipée par les électrons . . . . .	160
7.2.3	Calcul de la densité électronique . . . . .	161
7.3	Comparaison théorie-expérience . . . . .	163
7.4	Du modèle global du régime normal au modèle global du régime auto-impulsionnel . . . . .	164
7.5	Conclusion . . . . .	168
<b>8</b>	<b>Modèle global du régime auto-impulsionnel de la MHCD</b>	<b>171</b>
8.1	Modèle de la dynamique du régime auto-impulsionnel . . . . .	172
8.2	Comparaison théorie-expérience : signaux électriques . . . . .	179
8.3	Modèle global de la région cathodique . . . . .	184
8.3.1	Description du modèle . . . . .	184
8.3.2	Résultats . . . . .	186
8.4	Comparaison théorie-expérience : évolution temporelle de la densité électronique . . . . .	187
8.5	Introduction des niveaux métastables de l'argon . . . . .	189
8.5.1	Modification de la chimie du système . . . . .	189
8.5.2	Système d'équations . . . . .	192
8.5.3	Résultats du modèle global de la région cathodique . . . . .	193
8.5.4	Comparaison théorie-expérience : évolution temporelle de la densité électronique . . . . .	195
8.6	Conclusion . . . . .	197
<b>9</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>199</b>





# Chapitre 1

## Introduction générale

### Sommaire

---

<b>1.1 Les plasmas</b>	<b>7</b>
<b>1.2 Les microplasmas</b>	<b>9</b>
<b>1.3 Objectifs et plan de la thèse</b>	<b>15</b>

---

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre général de la recherche associée aux plasmas froids et concerne l'étude de ceux-ci sur des échelles sub-millimétriques, appelés microplasmas. Ce domaine de recherche, relativement récent, s'est fortement développé à partir du début des années 2000 tant sur le plan théorique qu'expérimental. Leur intérêt réside dans la possibilité de générer des plasmas à moyennes et hautes pressions avec de faibles tensions. Leurs applications sont nombreuses parmi lesquelles, le traitement de surface, les sources de lumière ou bien encore la micro-propulsion spatiale.

Avant de décrire les différentes configurations microplasmas existantes ainsi que les champs d'applications associés, nous allons commencer par définir l'état plasma et distinguer les différentes catégories de plasmas en fonction de leurs propriétés.

### 1.1 Les plasmas

L'état plasma est souvent présenté comme étant le quatrième état de la matière, après les solides, les liquides et les gaz. Un plasma est un gaz ionisé, caractérisé par la présence d'ions (chargés positivement ou négativement) et d'électrons pouvant se déplacer librement et aléatoirement dans le gaz environnant. Un plasma est globalement neutre, avec une densité d'espèces chargées positivement quasiment égale à la densité d'espèces chargées négativement.

La majeure partie de la matière visible présente dans l'univers, en termes de volume ou de masse, est sous forme plasma. En effet, le soleil ainsi que les autres étoiles, mais également

la matière interstellaire et les atmosphères des planètes et des comètes sont des plasmas. En revanche, il n'y a que peu de plasmas naturels sur terre hormis les flammes, la foudre ou bien les aurores boréales. Néanmoins, la création artificielle de plasmas est largement développée dans de nombreux domaines du fait de leur fort potentiel en termes d'applications technologiques. En effet, les plasmas sont utilisés par exemple pour l'éclairage (lampes haute pression et fluorescentes), la fabrication de dispositifs microélectroniques, la combustion ou bien encore la propulsion. Ces plasmas sont générés en fournissant une énergie (électrique, lumineuse ou thermique) suffisante à un volume de gaz neutre pour qu'une certaine fraction d'ions et d'électrons libres soit créée à partir des particules neutres du gaz.

Les plasmas peuvent être classés en distinguant deux catégories : les plasmas chauds et les plasmas froids. En ce qui concerne la première catégorie, qui sont généralement totalement ionisés, la température des électrons peut atteindre plusieurs millions de Kelvin comme au coeur des étoiles ou pour un plasma de fusion. Ces plasmas chauds (naturels et de laboratoire) sont largement étudiés au sein du laboratoire, notamment par l'équipe "fusion par confinement magnétique", dont le but est de reproduire la fusion nucléaire ayant lieu au coeur du soleil et ainsi produire de l'énergie électrique. En ce qui concerne les plasmas froids, appelés également plasmas non-thermiques, ils sont partiellement ionisés et hors équilibre thermodynamique. En effet, la température électronique est bien plus importante que la température des ions et des neutres qui sont équivalentes et de l'ordre de la température ambiante ( $T_e = 10^4 - 10^5 K \gg T_i \approx T_g = 100 - 1000 K$ ). Cette deuxième catégorie de plasma constitue l'objet d'étude d'une des équipes du LPP, au sein de laquelle j'ai effectué ma thèse.

Au sein même des plasmas froids, nous pouvons distinguer deux catégories en fonction de la pression de travail. A basse pression, la décharge est diffuse et dite luminescente, le plasma occupant uniformément le volume disponible. Du fait de leur homogénéité sur de grands volumes, les plasmas à basse pression sont utilisés pour l'éclairage mais également pour la gravure ou le dépôt en micro-électronique. En ce qui concerne les plasmas froids à haute pression, ils sont le siège de processus radiatifs et collisionnels entraînant ainsi un milieu hautement réactif qui contient des particules chargées, des espèces excitées, des radicaux et des photons. Cette réactivité permet d'envisager de nombreuses applications telles que les lampes excimères, la dépollution de l'air ou de l'eau, ou bien encore la stérilisation médicale ou la décontamination biologique. En plus de leur forte réactivité, les plasmas à haute pression permettent de s'affranchir d'un système de pompage, généralement lourd à mettre en place et encombrant. En revanche, ces plasmas sont souvent instables, avec une tendance à la filamentation et à la transition à l'arc, les arcs n'étant pas envisageables pour le traitement de surfaces fragiles du fait de la trop

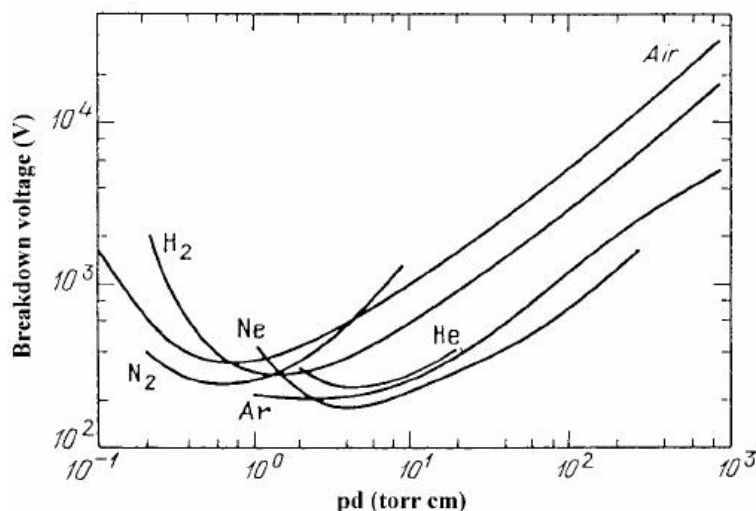


FIGURE 1.1 – Tension de claquage en fonction du produit pression×distance inter-électrode pour différents gaz (courbes de Paschen) dans le cas de deux électrodes planes parallèles [1].

grande température du gaz associée. La question qui se pose alors ici, est la suivante : est-ce possible d'obtenir un plasma froid diffus et stable à pression atmosphérique ? Pour répondre à cette question, nous pouvons nous aider de la courbe de Paschen (1916) présentée figure 1.1 [1]. Elle représente la tension nécessaire à appliquer pour initier un plasma, dite tension de claquage, en fonction du produit  $pd$  où  $p$  est la pression et  $d$  la distance inter-électrode dans le cas de deux électrodes planes parallèles. La tension de claquage présente un minimum pour une certaine valeur du produit  $pd$ . La seule façon de diminuer la tension de claquage, et ainsi le risque de passer à l'arc électrique, tout en restant à la pression atmosphérique, consiste donc à diminuer la distance inter-électrode de manière à se rapprocher du minimum de la courbe de Paschen. Le confinement d'un plasma à pression atmosphérique sur des échelles sub-millimétriques constitue la famille des microplasmas.

## 1.2 Les microplasmas

Comme évoqué au paragraphe précédent, le terme microplasma désigne les décharges dont les dimensions sont inférieures au millimètre. Leur intérêt réside dans le fait qu'ils permettent de générer des plasmas à pression atmosphérique avec un faible coût énergétique. D'autre part, leur petite taille entraîne une maniabilité et une insertion aisée dans les systèmes technologiques.

Bien que la notion de microplasmas soit apparue à la fin des années 50 [2], ce n'est qu'au

début des années 90 que l'étude de ces décharges a réellement débuté. Ce regain d'intérêt à la fin du  $XX^{\text{ème}}$  siècle est lié au développement des techniques de microfabrication qui s'est accompagné de la volonté de développer des dispositifs autres que les circuits intégrés et de la nécessité de produire des petites sources plasma qui puissent être facilement intégrables dans les nouveaux microsystemes envisagés. L'activité de recherche dans ce nouveau domaine s'est ensuite développée rapidement, comme l'illustre l'évolution du nombre de publications relatives à ce sujet. En février 2003, le professeur K. Tachibana de l'université de Kyoto, organisait un workshop intitulé "Le nouveau monde des microplasmas" au Japon qui, pour la première fois, était entièrement consacré aux nouveaux défis scientifiques et aux opportunités technologiques naissantes relatifs aux microplasmas. En octobre 2004, c'est-à-dire moins de deux ans plus tard, les professeurs K. H. Becker, J. G. Eden et K. H. Schoenbach organisaient "Le deuxième workshop international sur les microplasmas" à l'institut de technologie de Hoboken aux USA. Par la suite, trois workshops internationaux sur le sujet se sont tenus à Greifswald en Allemagne en mai 2006, à Tainan à Taiwan en octobre 2007 et à San Diego aux USA en mars 2009. Le prochain se tiendra à Paris en avril 2011. Le nombre croissant de participants à ces différents workshops, reflète les avancées importantes qui ont été réalisées ces dernières années en science et technologie des plasmas froids et qui ont débouché sur l'émergence des microplasmas.

Le développement fulgurant de ce domaine de recherche s'est accompagné de l'apparition de nombreuses configurations microplasmas différentes. Même s'il est difficile de dresser une liste exhaustive de toutes les configurations existantes, une grande partie des géométries les plus utilisées vont être décrites par la suite. De manière à limiter le nombre de catégories à distinguer, les différentes géométries microplasmas vont être classées en fonction de la fréquence d'excitation qui varie du continu au domaine micro-onde.

### **Décharge à barrière diélectrique**

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) sont générées à partir d'un couple d'électrodes dont l'une au moins est recouverte d'un matériau diélectrique [3, 4, 5]. La charge accumulée sur la surface du diélectrique crée un potentiel électrique qui s'oppose à la tension appliquée, limitant ainsi le courant de décharge et évitant le passage à l'arc. Etant donné que la couche de diélectrique empêche un courant continu de circuler dans le circuit, les DBD sont excitées par une tension alternative ayant généralement une fréquence de quelques kHz (fréquence audio), mais certaines DBD sont excitées par une tension radio-fréquence (RF) ayant une fréquence de l'ordre de la dizaine de MHz. Les DBD sont constituées de filaments de petites dimensions (quelques centaines de micromètres de diamètre et quelques centimètres de long), appelés streamers, qui se propagent extrêmement

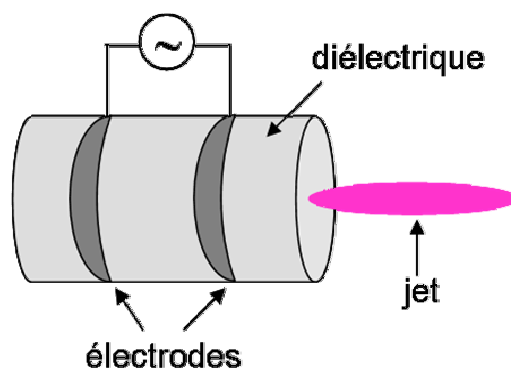


FIGURE 1.2 – Schématisation d'une microdécharge à barrière diélectrique jet.

vite et qui possèdent une durée de vie très courte (quelques dizaines de nanosecondes). Les DBD sont à la base de nombreuses applications technologiques. Les écrans plasmas sont sans nul doute les objets les plus répandus utilisant les micro-DBD [4]. Chaque pixel est constitué de trois micro-DBD (une pour chaque couleur primaire) opérant généralement dans un mélange Hélium-Xénon et la lumière UV émise est convertie en lumière visible par les luminophores rouges, verts et bleus. Nous pouvons également citer ici les microplasmas jets [5] qui sont générés à partir d'un tube diélectrique à l'intérieur duquel le gaz circule et autour duquel sont disposées les électrodes annulaires (figure 1.2). Ces microjets sont utilisés pour la stérilisation médicale ou bien pour la décontamination de surfaces biologiques. Enfin, les décharges CPE (Capillary Plasma Electrode), à l'intérieur desquelles le diélectrique se trouve sous forme de capillaires couvrant l'une ou les deux électrodes, sont utilisées pour détruire les composés organiques volatils [6, 7].

### Décharge couronne

Les décharges couronnes sont générées par l'intermédiaire de deux électrodes asymétriques, l'une étant plate et l'autre pointue. La dissymétrie du système joue le rôle du diélectrique dans les DBD en empêchant le passage à l'arc. Cette géométrie particulière implique que le champ électrique régnant dans l'espace inter-électrode soit non-uniforme, avec un renforcement du champ près de l'électrode pointue. Une fois que l'intensité du champ électrique dépasse une certaine valeur seuil, la décharge couronne est initiée au niveau de cette électrode. Du fait de la non-uniformité du champ électrique, la décharge ne peut être maintenue qu'au niveau de l'électrode pointue. Lorsque l'on rapproche une surface métallique ou diélectrique de cette pointe, la décharge peut s'étendre et assurer ainsi un traitement plasma à cette surface. La géométrie microplasma couronne la plus utilisée est pointe-plan, mais une géométrie fente-plan a également été développée [8]. Les décharges couronnes peuvent être générées à l'aide de différents types de sources,

chacune étant adaptée pour un certain type d'applications. Par exemple, les décharges couronnes DC sont utilisées pour le contrôle d'écoulements [9] alors que les décharges couronnes RF sont plutôt utilisées en biomédecine [10] et pour les procédés des matériaux [11].

### **Plasma RF couplé capacitivement et inductivement**

Les plasmas couplés capacitivement (CCP) et inductivement (ICP) sont créés à l'aide d'une alimentation RF dont la fréquence de travail est de l'ordre de la dizaine de MHz et ils fonctionnent généralement à basse pression ( $10^{-3}$ -1 Torr).

Les réacteurs capacitifs présentent un mode de couplage de l'énergie au gaz relativement simple, une différence de potentiels étant appliquée au gaz entre deux électrodes planes parallèles. La première des électrodes est connectée à la source de puissance RF et la seconde à la masse, créant ainsi un champ électrique qui va accélérer les électrons dans l'espace interélectrodes. Contrairement aux réacteurs capacitifs, les réacteurs inductifs ne possèdent pas d'électrode en contact avec le gaz, le couplage de l'énergie étant assuré par un courant RF circulant dans un bobinage externe, enroulé sur une couche de diélectrique. Cette structure induit un champ électrique dans l'espace intérieur délimité par le diélectrique, qui accélère les électrons. Les CCP et les ICP sont largement utilisés dans l'industrie des semiconducteurs.

Au début des années 2000, les CCP et les ICP ont été miniaturisés par différents groupes de recherche qui ont développé différentes configurations. Nous pouvons citer ici, les micro-CCP constitués de deux plaques parallèles avec deux électrodes recouvertes de diélectrique [12] ou non [13], les micro-CCP coaxiaux jets [14], les micro-ICP avec bobinage [15] ou bien les micro-ICP avec bobinage et filament [16].

### **Plasma micro-onde**

La dimension des sources plasmas micro-onde, dépendant fortement de la fréquence du champ d'excitation, une source plasma micro-onde de quelques millimètres nécessite une fréquence de travail de quelques dizaines de GHz, ce qui n'est pas évident dans la pratique. Néanmoins, quelques groupes développent des sources plasmas travaillant à des fréquences de l'ordre du GHz [17, 18]. Ces configurations impliquent un guide micro-onde fournissant la puissance au plasma. Dans la plupart des cas, les dimensions du plasma étant plus petites que la longueur d'onde d'excitation, la décharge peut être vue à ce moment là comme un plasma couplé capacitivement travaillant à une fréquence de l'ordre du GHz.

Les microplasmas micro-onde sont envisagés pour la propulsion de micro satellites, la de-

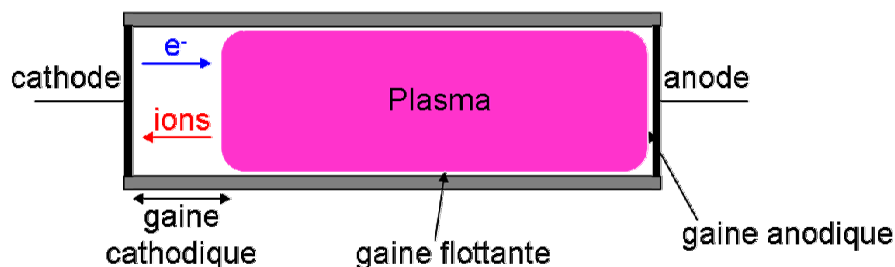


FIGURE 1.3 – Schématisation des gaines de charge d'espace dans une décharge DC.

mande étant de plus en plus forte du fait de leur flexibilité, de leur faible coût économique et d'un temps relativement court de développement [19, 20].

### Microplasma DC

Les décharges à courant continu ont largement été étudiées durant la deuxième moitié du  $XX^{\text{ème}}$  siècle, et leur physique sous-jacente est aujourd'hui bien maîtrisée. Les décharges DC sont luminescentes, c'est-à-dire que la lumière émise par le plasma est homogène et diffuse. Tout plasma confiné par des parois est séparé de ces dernières par un petit volume, appelé gaine de charge d'espace, dont la taille est négligeable devant la distance inter-électrodes. L'origine de cette gaine provient de la différence de masse et donc de mobilité entre les électrons et les ions. Une différence de potentiels s'établit alors entre la paroi et le corps du plasma, les électrons se retrouvant ainsi piégés au coeur du plasma par la barrière électrostatique que représente la gaine. Ainsi, la neutralité n'est pas respectée à l'intérieur de la gaine qui est chargée positivement [21]. Au niveau de la cathode, la différence de potentiels entre l'électrode et le corps du plasma étant plus importante, la taille de la gaine faisant face à la cathode, appelée gaine cathodique ou chute cathodique, est bien plus importante qu'au niveau des autres parois. Ces différentes zones de la décharge sont illustrées figure 1.3.

Les décharges DC sont donc constituées de plusieurs régions bien distinctes, comme la colonne positive ou bien la chute cathodique. Les électrons, qui transportent la majeure

partie du courant dans la colonne positive, ne peuvent atteindre la cathode. Or, les ions, plus lourds, ne peuvent pas assurer seuls le transport du courant jusqu'à la cathode. La décharge est donc maintenue par les électrons secondaires émis à la cathode suite au bombardement de la cathode par les ions énergétiques. Ces électrons secondaires sont accélérés par le champ électrique intense présent dans la gaine, et engendrent une avalanche électronique par ionisation du gaz. La densité ainsi que le flux électroniques augmentent progressivement depuis la cathode jusqu'au coeur du plasma. Le phénomène d'émission secondaire joue donc un rôle fondamental pour le maintien des décharges DC. Ce point sera longuement discuté au chapitre 5.

Les microplasmas alimentés en courant continu (DC) sont compacts et relativement faciles à mettre en place étant donné qu'ils ne nécessitent qu'une électronique assez simple. Ceci explique qu'un nombre conséquent de groupes de recherche se soient penchés sur l'étude de ces décharges et qu'un nombre important de configurations différentes se soient développées ces dernières années [22, 23, 24]. Durant ma thèse, j'ai étudié l'une de ces configurations microplasmas DC, à savoir la micro décharge à cathode creuse (MHCD), la géométrie de l'anode étant arbitraire. Schoenbach *et al.* [25] ont été les premiers à faire fonctionner une micro décharge avec une cathode cylindrique creuse, en régime stable à pression atmosphérique. Les auteurs ont nommé ce type de décharge, "micro décharge à cathode creuse". Ces décharges stables à pression atmosphérique permettent d'atteindre des densités de puissance de quelques centaines de  $\text{kW}/\text{cm}^3$ . Les MHCD sont générées en appliquant une différence de potentiels entre les deux électrodes qui sont assemblées sous forme d'un sandwich électrode-diélectrique-électrode. Différentes géométries de MHCD ont été développées, deux d'entre elles sont représentées figure 1.4 a et b [26, 27]. Une troisième électrode peut être éventuellement placée face à la MHCD, permettant ainsi d'étirer le plasma depuis le sandwich jusqu'à la troisième électrode (figure 1.4 c) [28, 29, 30, 31]. La MHCD joue à ce moment là le rôle de source d'électrons et permet d'obtenir un plus grand volume de plasma. De manière à augmenter encore plus ce dernier, les décharges peuvent éventuellement être assemblées pour former une matrice de microdécharges [32, 33].

Avant l'apparition des MHCD, les configurations à cathode creuse à plus grande échelle avaient déjà été étudiées [2, 34]. Le fait que la cathode soit creuse implique que les électrons secondaires émis à la cathode sont accélérés dans la gaine cathodique et envoyés vers la surface cathodique opposée où ils sont repoussés. Ainsi, les électrons énergétiques ne sont pas directement perdus à l'anode mais acquièrent un mouvement pendulaire, oscillant entre les deux faces opposées de la cathode creuse. Ce mouvement implique une augmentation des collisions que les électrons peuvent subir avant d'être perdus à l'anode,



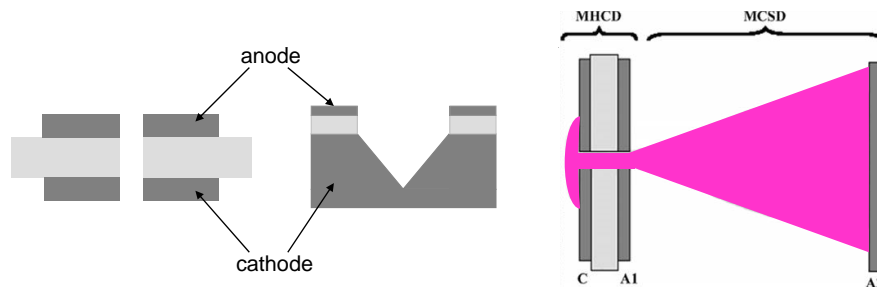


FIGURE 1.4 – Schématisation de : a) une microdécharge DC à cathode creuse cylindrique (à gauche) b) une microdécharge DC à cathode creuse pyramidale inversée (au milieu) c) une microdécharge DC à cathode creuse à trois électrodes (à droite).

ce qui augmente donc considérablement la densité électronique. Comme nous le verrons dans les chapitres 3 et 4, la densité plasma obtenue vaut typiquement  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  en régime continu et peut atteindre  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  en régime pulsé. Néanmoins, il faut garder à l'esprit que ces cathodes creuses possèdent une durée de vie limitée du fait du bombardement par les ions énergétiques. D'autre part, la densité plasma pouvant atteindre des valeurs très élevées, les dommages thermiques subis par les électrodes doivent également être pris en compte. La température du gaz pouvant atteindre plusieurs centaines de degrés dans une MHCD à pression atmosphérique, la cathode est généralement constituée d'un matériau réfractaire tel que le molybdène [35, 36, 37, 38], surtout lorsque le courant de décharge est important.

Les micro décharges à cathode creuse peuvent être utilisées comme source de lumière. Nous pouvons citer ici les travaux de Eden *et al.* [32] qui utilisent des matrices d'électrodes pyramidales inversées en silicium. Depuis peu, les MHCD sont également envisagées pour la micro-propulsion [39]. En effet, la combinaison d'un système de très petite dimension et d'un chauffage relativement intense et contrôlable, permet d'envisager les MHCD comme des propulseurs électro-thermiques pour les micro-satellites.

### 1.3 Objectifs et plan de la thèse

Comme nous venons de le voir, le potentiel des microplasmas en termes d'applications est considérable. Tout l'enjeu de la recherche dans ce domaine réside dans le fait de développer la compréhension des phénomènes mis en jeu, la physique sous-jacente présentant encore de nombreuses zones d'ombre.

L'objectif de cette thèse est d'apporter des éléments supplémentaires à la compréhension

de la physique des MHCD en utilisant des outils expérimentaux mais également théoriques, et s'inscrit dans la continuité de la thèse de Xavier Aubert (2004-2007) dont les résultats importants seront présentés au début du chapitre suivant. La présentation de mes travaux de thèse s'articule en deux parties. La première partie, consistuée de trois chapitres, concerne l'étude expérimentale de la MHCD. Le cadre de l'étude ainsi que les différents dispositifs expérimentaux utilisés seront présentés au chapitre 2. L'intégralité des expériences ont été réalisées au Laboratoire de Spectrométrie Physique à Grenoble sous la responsabilité de Nader Sadeghi. Des dispositifs de diagnostics optiques et électriques ont été développés de manière à caractériser la décharge, en étudiant notamment la structure de la MHCD mais également en déterminant la température du gaz et la densité électronique. Comme nous le verrons au début du chapitre suivant, malgré l'utilisation d'une alimentation continue, la décharge ne fonctionne pas forcément en régime continu. Les résultats relatifs au régime stable seront présentés au chapitre 3 alors que les résultats résolus temporellement en régime instable (dit auto-impulsionnel), seront exposés au chapitre 4. La seconde partie du manuscrit, divisée en quatre chapitres, concerne l'étude théorique de la MHCD. Nous avons introduit une décomposition du système, en distinguant trois régions (la première au niveau de la cathode, la deuxième au niveau du diélectrique et la troisième au niveau de l'anode). Cette décomposition nous a permis de développer des modèles simples donnant accès notamment à l'évolution spatiale et temporelle des densités des espèces chargées. Ces modèles semi-analytiques se sont révélés être des outils indispensables, complémentaires des diagnostics expérimentaux, pour la compréhension de la physique des MHCD. Le chapitre 5 décrit les modèles de gaine (ionisante ou non) qui nous ont permis de définir la nature de celle-ci, de déterminer son épaisseur ainsi que l'influence des différents paramètres de la décharge sur cette dernière. Le chapitre 6 est quant à lui consacré au modèle de transport de particules stationnaire résolu dans la dimension radiale (1D) en géométrie cylindrique que nous avons développé. Ces modèles 1D peuvent être ensuite intégrés pour obtenir des modèles globaux (0D) qui seront présentés aux chapitres 7 et 8 consacrés respectivement à l'étude du régime normal et du régime auto-impulsionnel. Au chapitre 8, nous aborderons la modélisation électrique du régime instable, et particulièrement la modélisation de la résistance de la décharge qui est non-linéaire (fonction du courant de décharge). L'influence des niveaux métastables de l'argon sera également étudiée au cours de ce chapitre. Tout au long de cette deuxième partie, une comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux sera systématiquement effectuée et discutée à la fin de chaque chapitre.

Première partie

Partie expérimentale



# Chapitre 2

## Contexte de l'étude

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Notions de base sur les microplasmas</b>	<b>19</b>
2.1.1	Les différents régimes de fonctionnement d'une MHCD	21
2.1.2	Modélisations électriques du régime auto-impulsionnel	24
2.1.3	Résultats antérieurs obtenus par Xavier Aubert	26
<b>2.2</b>	<b>Dispositifs expérimentaux</b>	<b>28</b>
2.2.1	La micro décharge à cathode creuse	28
2.2.2	Le réacteur : alimentation et circuit de gaz	29
<b>2.3</b>	<b>Diagnostics</b>	<b>29</b>
2.3.1	Diagnostics électriques	29
2.3.2	Diagnostics optiques	31
2.3.3	Spectroscopie d'émission	33

---

### 2.1 Notions de base sur les microplasmas

Comme exposé dans l'introduction, la physique des décharges luminescentes DC est bien maîtrisée et différents régimes de fonctionnement ont pu être identifiés et distingués en fonction de la variation de la tension de décharge avec le courant de décharge. Un exemple de caractéristique  $V=f(I)$  est présenté figure 2.1 pour une décharge DC à basse pression [40].

L'axe des ordonnées correspond à la tension et l'axe des abscisses au courant exprimé en ampères. Nous pouvons distinguer trois régimes de fonctionnement de la décharge. Le premier, observé pour des courants faibles ( $10^{-9}$  à  $10^{-5}$  A pour l'exemple choisi), appelé régime de Townsend, correspond à une forte résistance de charge telle que seul un faible courant peut être délivré par le circuit. Les densités électroniques et ioniques associées

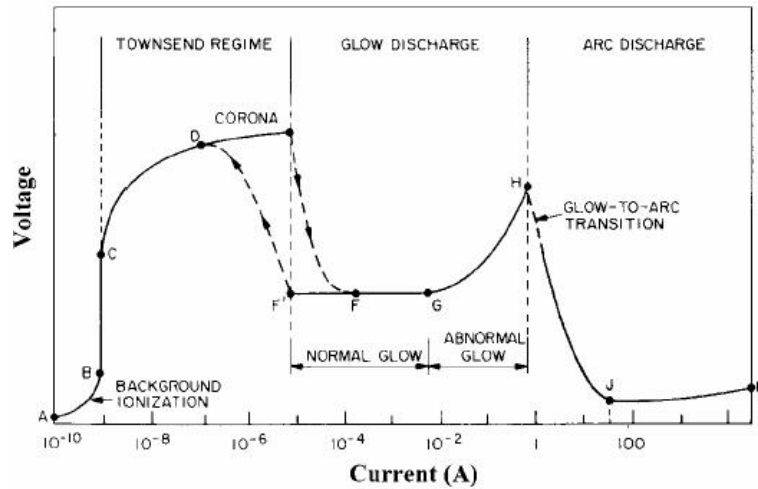


FIGURE 2.1 – Caractéristique courant-tension typique d'une décharge lumineuse DC à basse pression [40].

sont faibles, si bien que le champ électrique appliqué n'est pas distordu. La décharge de Townsend est auto-entretenu grâce à la différence de potentiels appliquée aux électrodes. Le deuxième régime de fonctionnement de la décharge correspond au régime luminescent. La transition entre une décharge de Townsend et une décharge lumineuse est due à la distorsion du champ électrique appliqué par la gaine de charge d'espace. En effet, comme exposé dans l'introduction, les ions étant plus lourds et donc moins mobiles que les électrons, ils s'accumulent au niveau de la cathode créant ainsi une gaine de charge d'espace positive. Le champ électrique inter électrodes devient ainsi non uniforme, la plus grande partie de la chute de potentiel ayant lieu dans la gaine cathodique. A l'intérieur même de ce régime luminescent, nous pouvons distinguer le régime normal ( $I=10^{-5}$  à  $10^{-2}$  A pour l'exemple choisi) et le régime anormal ( $I=10^{-2}$  à 1 A pour l'exemple choisi). Le régime normal correspond à une tension indépendante du courant de décharge et s'explique par une augmentation de l'aire à travers laquelle le courant est collecté dans le même temps que l'augmentation du courant. Ainsi, la densité de courant est maintenue constante entraînant une caractéristique horizontale. Si l'on augmente encore le courant et que la décharge a déjà recouvert toute la surface disponible, alors la densité de courant va augmenter ainsi que la tension de décharge : c'est le régime anormal. Si l'on augmente encore plus le courant ( $I > 1$  mA pour l'exemple choisi) nous atteignons la transition à l'arc.

L'objectif de la section suivante est de décrire et de comprendre la caractéristique courant-tension d'une micro décharge à cathode creuse et voir si le fait que la cathode soit creuse entraîne une interprétation bien différente de celle présentée précédemment.

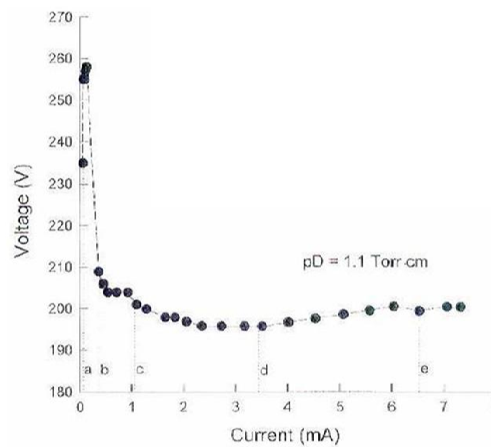


FIGURE 2.2 – Caractéristique d'une MHCD d'argon pour un diamètre du trou de  $200 \mu\text{m}$  et une pression de 56 Torr [26].

### 2.1.1 Les différents régimes de fonctionnement d'une MHCD

Les premières publications relative à l'étude expérimentale d'une micro décharge à cathode creuse ont été écrites par Schoenbach *et al.* [25, 26]. Le sandwich est constitué d'une anode en molybdène non percée de  $100 \mu\text{m}$  d'épaisseur, d'une couche de mica de  $250 \mu\text{m}$  d'épaisseur et d'une cathode en molybdène de  $100 \mu\text{m}$  d'épaisseur, le diamètre du trou étant de  $200 \mu\text{m}$ . Les expériences ont été réalisées dans l'argon, la pression du gaz étant égale à 56 Torr. La caractéristique courant-tension correspondante est présentée figure 2.2.

Pour des courants inférieurs au dixième de mA,  $V=f(I)$  est une droite ayant une très grande pente ( $2600 \text{ V/mA}$ ). Puis, lorsque l'on augmente le courant nous rentrons dans une région de pente négative suivie d'un plateau puis d'une légère remontée. La première partie de la caractéristique correspond à une pré-décharge où la région de la chute cathodique se trouve généralement à la lisière entre le diélectrique et la cathode. Une seule gaine de charge d'espace positive est présente au niveau de cette lisière et les électrons suivent une trajectoire imposée par le champ électrique interélectrodes appliqué. Lorsque l'on augmente le courant, la gaine se rapproche de la cathode et pénètre à l'intérieur de la cavité cathodique. Une colonne positive (anode virtuelle) se forme alors le long de l'axe du trou et sépare les deux gaines cathodiques. Par conséquent, le champ électrique dans la cathode creuse qui était initialement axial, développe une composante radiale accompagnant l'apparition d'une chute de potentiel dans la cavité. Cette dernière entraîne une forte accélération radiale des électrons et ainsi un mouvement oscillatoire (ou pendulaire) des électrons qui sont accélérés à travers l'anode virtuelle puis repoussés au niveau de la

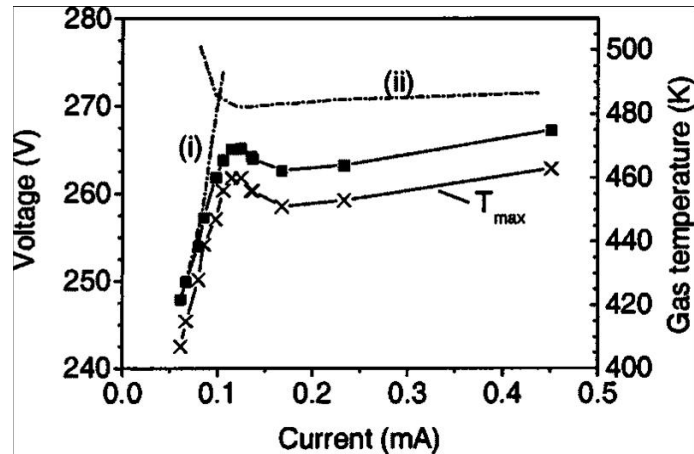


FIGURE 2.3 – Caractéristique courant-tension (carrés) et maxima de la température du gaz (croix) en fonction du courant pour une MHCD dans le Xénon et une pression de 100 Torr [42].

gaine cathodique opposée. La longueur parcourue par les électrons est donc augmentée, entraînant ainsi une forte augmentation du nombre de collisions ionisantes que ces électrons peuvent subir avant d'être perdus à l'anode. La transition entre une pré-décharge axiale et une décharge présentant une forte composante radiale du champ électrique s'accompagne d'une diminution de la tension de maintien de la décharge lorsque le courant augmente, ce qui correspond à une "résistance négative". Comme vu dans l'introduction, cette "résistance négative" serait donc due à l'effet cathode creuse. Cette interprétation de la deuxième région de la caractéristique présentée figure 2.2 est basée en partie sur les travaux numériques de Fiala *et al.* [41] au sujet des décharges à cathode creuse dans l'argon. Enfin, en ce qui concerne la troisième région de la caractéristique ( $I > 1$  mA), nous retrouvons le plateau observé sur la caractéristique générale d'une décharge lumineuse DC qui correspond à l'augmentation de la surface qui collecte le courant, correspondant ici à l'expansion du plasma sur la surface cathodique extérieure au sandwich. Si jamais on augmentait davantage le courant, suffisamment pour que l'expansion cathodique atteigne les bords de la cathode, la tension se mettrait alors à réaugmenter ce qui marquerait le passage du régime normal au régime anormal.

En 2005, Boeuf *et al.* [42] ont repris et discuté l'interprétation de la pente négative de la caractéristique en termes d'effet cathode creuse. La géométrie de la MHCD considérée est similaire à celle utilisée par Schoenbach *et al.* Boeuf *et al.* ont développé un modèle fluide basé sur la résolution des équations fluides pour le transport des espèces chargées dans l'approximation dérive-diffusion, couplée à l'équation de Poisson. La caractéristique



courant-tension calculée pour le Xenon à 100 Torr est présentée figure 2.3 (carrés noirs). D'après les conditions opératoires du modèle, la structure de la caractéristique ne serait pas due à un mouvement pendulaire des électrons car le libre parcours moyen de perte d'énergie pour les électrons est trop faible pour permettre aux électrons émis sur un des côtés de la cathode d'atteindre la gaine opposée en ayant assez d'énergie pour engendrer des collisions ionisantes. La tension maximale atteinte pour un courant de 0.12 mA environ est associée au passage d'une décharge luminescente contenue à l'intérieur du trou à une décharge luminescente s'étendant sur la surface cathodique extérieure. A plus bas courants, la forte pente positive de la caractéristique correspond donc à une décharge anormale à l'intérieur du trou, l'augmentation du courant étant liée à l'augmentation de la densité de courant. Pour un courant de 0.12 mA, un nombre suffisant d'ions et de métastables ont atteint la surface extérieure de la cathode pour initier une décharge entre cette surface et l'anode par émission secondaire. Ainsi, la zone de pente négative de la caractéristique correspondrait à la transition entre un régime anormal à l'intérieur du trou et un régime normal à l'intérieur et à l'extérieur du trou. De manière à confirmer le rôle déterminant de l'émission secondaire, les courbes (i) et (ii) ont été tracées sur la figure 2.3, obtenues respectivement avec un coefficient d'émission secondaire nul au niveau de la surface extérieure de la cathode et un coefficient d'émission secondaire nul au niveau de la surface intérieure de la cathode. Le fait que ces deux situations correspondent respectivement à la première et à la troisième région de la caractéristique, confirme que la transition entre ces deux régions est due à l'augmentation de l'émission secondaire liée à l'augmentation de la surface émettrice à l'extérieur de la cathode.

Le fait que la transition entre la partie linéaire de pente positive et la partie plate de la caractéristique courant-tension d'une MHCD corresponde au passage d'une décharge confinée à l'intérieur du trou à une décharge s'étendant sur la surface cathodique, a été confirmé expérimentalement par Aubert *et al.* [38]. Les mesures ont été réalisées dans l'argon pour une pression de 50 Torr et un diamètre de la MHCD de 400  $\mu\text{m}$ . La première observation qu'ils ont pu faire est que, contrairement aux régimes normal et anormal, la décharge ne peut être maintenue de manière continue dans la région de pente négative de la caractéristique. Le courant et la tension de décharge oscillent avec une fréquence de quelques kHz malgré une alimentation continue : c'est le régime auto-impulsionnel. De manière à savoir à quoi correspond ce régime, ils ont enregistré les images de l'intensité d'émission de la raie d'argon à 800.6 nm de part et d'autre du sandwich. Sur la figure 2.4 les images obtenues du côté de la cathode sont présentées ainsi que l'évolution temporelle sur une période des signaux électriques et de la lumière collectée. Durant la phase 1, la tension de décharge augmente et le plasma est entièrement localisé à l'intérieur du trou. Durant la phase 2, le pic du courant de décharge s'accompagne d'une chute de la

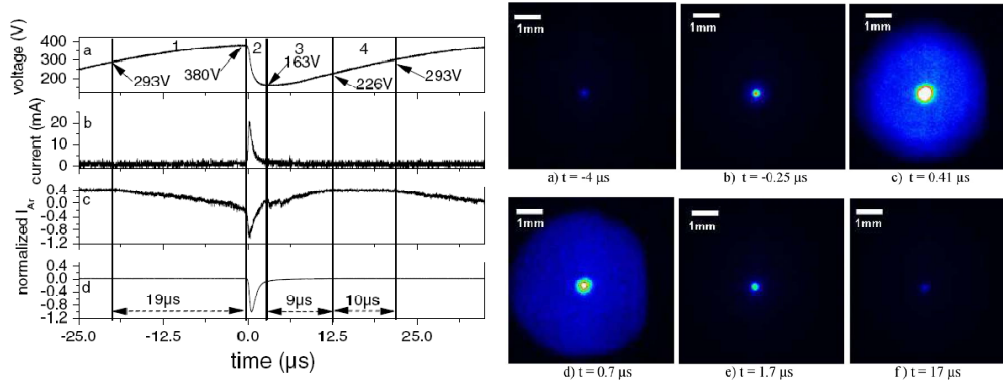


FIGURE 2.4 – (i) Evolution temporelle de la tension (a), du courant (b) et de l'émission de la raie d'argon à 800.6 nm côté anodique (c) et côté cathodique (d) (ii) images CCD obtenues côté cathodique à différents temps de l'impulsion de courant dans l'argon pour une pression de 40 Torr [38].

tension de décharge et correspond à une expansion du plasma sur la surface cathodique à l'extérieur du sandwich. Puis, la diminution du courant coïncide avec la diminution de la surface extérieure occupée par le plasma qui rentre progressivement à l'intérieur du trou. S'en suit une augmentation progressive de la tension de décharge jusqu'au prochain pic de courant. Le régime auto-impulsionnel correspond donc à une expansion périodique du plasma sur la surface cathodique extérieure.

Ces observations confirment bien que la région de pente négative de la caractéristique I-V correspond à la transition entre un plasma confiné dans le trou (régime normal) et un plasma s'étendant sur la surface cathodique (régime anormal), le régime correspondant dit auto-impulsionnel, oscillant entre ces deux régimes. Plusieurs modèles électriques ont été proposés pour expliquer l'origine de ce régime oscillant. Ils vont être présentés dans la section suivante.

### 2.1.2 Modélisations électriques du régime auto-impulsionnel

Différents modèles électriques ont été proposés pour reproduire et expliquer qualitativement la nature des oscillations de relaxation observées durant le régime auto-impulsionnel d'une micro décharge à cathode creuse [43, 38]. Nous allons décrire ici les modèles développés par Hsu et Graves et Aubert *et al.* sur lesquels nous reviendrons au dernier chapitre du manuscrit.

En 2003, Hsu *et al.* ont proposé un modèle semi-quantitatif du comportement de la décharge en régime auto-impulsionnel. Le circuit équivalent proposé est présenté figure 2.5. L'alimentation continue est reliée au sandwich par l'intermédiaire d'une résistance de bal-

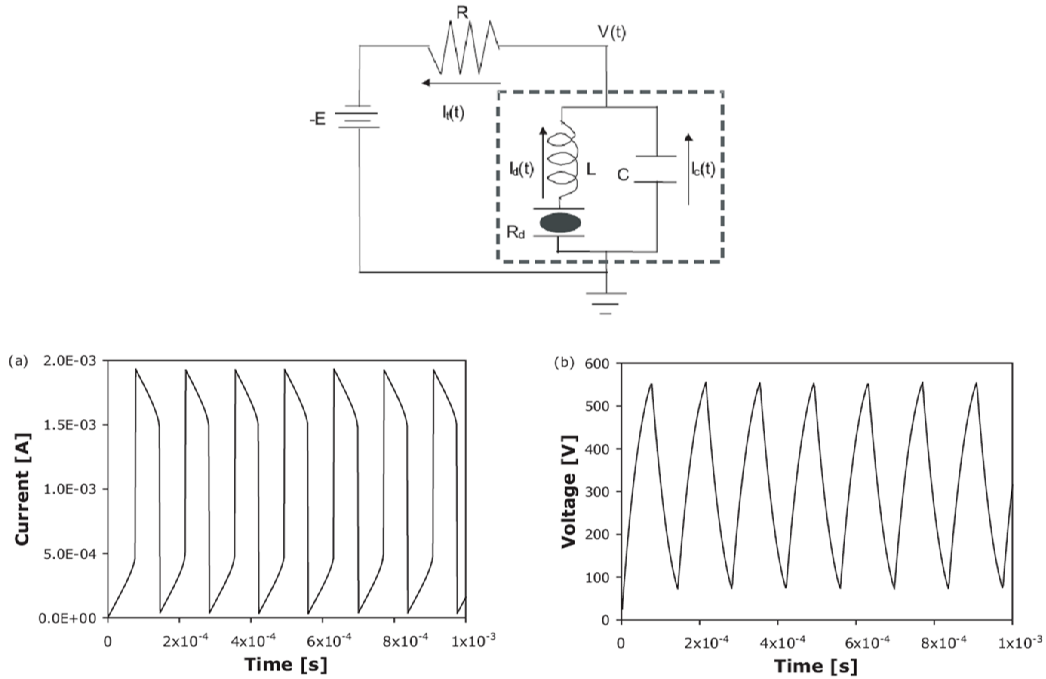


FIGURE 2.5 – Circuit équivalent de la MHCD proposé par Hsu *et al.* (en haut) et évolution temporelle calculée du courant (à gauche) et de la tension de décharge (à droite) [43].

last ( $\approx 100 \text{ k}\Omega$ ). Le sandwich est modélisé par une capacité ( $\approx 50 \text{ pF}$ ) en parallèle d'une inductance et d'une résistance non-linéaire en série, l'inductance correspondant à l'inertie associée à la dynamique du plasma. La combinaison des différentes équations électriques relatives au circuit conduit à une équation linéaire du deuxième ordre en  $I_d$ , le courant de décharge. Cette équation fait intervenir l'expression de la tension de décharge,  $V_d$ , en fonction de  $I_d$ . Cette expression est un polynôme d'ordre trois ce qui entraîne un polynôme d'ordre deux en  $I_d$  pour la résistance non-linéaire  $R_d$ . Ainsi, cette dernière présente une zone de valeurs négatives (correspondant à la zone de la caractéristique où la tension diminue quand le courant augmente) ce qui est indispensable pour pouvoir observer un régime d'oscillations. Lorsque la droite de charge croise la caractéristique courant-tension dans la région de résistance négative, des oscillations de relaxation sont effectivement observées, reproduisant ainsi les observations expérimentales. Les signaux de tension et de courant oscillent avec une fréquence de 7 kHz environ comme nous pouvons l'observer figure 2.5. Néanmoins, les prédictions du modèle ne sont pas qualitativement en accord avec les observations expérimentales, la différence la plus notable concernant la forme du pic de courant. En effet, sur la figure 2.4 présentée à la section précédente, le courant décharge décroît d'une façon abrupte et régulière alors que le courant calculé ici décroît

dans un premier temps lentement avant de s'écrouler. De plus, la largeur à mi-hauteur du pic de courant calculée est bien plus élevée que celle du pic de courant expérimental. Ainsi, ce modèle électrique de la MHCD, bien que tenant compte des paramètres physiques de la décharge, ne permet pas de reproduire d'une manière satisfaisante les signaux électriques expérimentaux et plus particulièrement le courant de décharge.

En 2006, Aubert *et al.* ont proposé un autre modèle électrique du régime auto-impulsionnel, non pas pensé en termes d'instabilité comme précédemment, mais en termes de claquage électrique. En effet, en utilisant le logiciel de simulation Pspice, ils ont développé un modèle simple macroscopique, sans tenir compte de la dynamique complexe de l'évolution de l'impédance de la MHCD, en n'utilisant que des éléments passifs comme présenté figure 2.6. Comme pour le modèle proposé par Hsu et Graves, l'alimentation DC est connectée au sandwich à travers une résistance de ballast ( $500 \text{ k}\Omega$ ). Le sandwich est modélisé par une capacité et une résistance en parallèle, la transition entre le régime continu anormal et le régime auto-impulsionnel étant contrôlée par un double interrupteur. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, entre deux pics de courant, la décharge ne s'éteint pas totalement mais est simplement confinée à l'intérieur du trou (régime anormal). La résistance  $R_a$ , placée en parallèle du sandwich permet de rendre compte de ce régime anormal. Les signaux de tension et de courant calculés par le modèle sont présentés figure 2.6. Les signaux calculés reproduisent la forme de l'évolution temporelle des signaux expérimentaux. En effet, la tension oscille entre une valeur haute et une valeur basse différente de zéro, et le courant présente des pics comparables à ceux observés expérimentalement qui coïncident avec la chute de tension due à la fermeture périodique de l'interrupteur. Ainsi, ce modèle électrique de la MHCD permet de reproduire les signaux expérimentaux mais sans expliquer la physique sous-jacente au régime auto-impulsionnel.

Dans le chapitre 8, nous proposerons un modèle du régime auto-impulsionnel combinant les éléments des deux modèles présentés ci-dessus, qui permet de reproduire les signaux électriques expérimentaux tout en intégrant les phénomènes physiques mis en jeu.

### 2.1.3 Résultats antérieurs obtenus par Xavier Aubert

Avant de présenter les résultats de mes travaux de thèse, les résultats obtenus par Xavier Aubert (2004-2007) vont être résumés dans cette section, ma thèse s'inscrivant dans la continuité de la sienne.

Les travaux expérimentaux (spectroscopie d'émission) et théoriques (modèle électrique) de Xavier Aubert au sujet de la physique du régime auto-impulsionnel ont été présentés

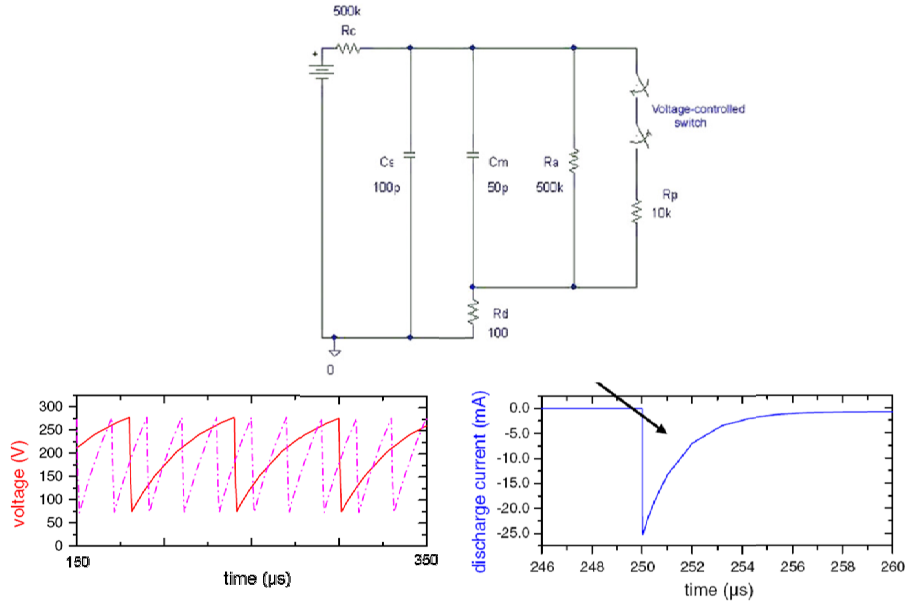


FIGURE 2.6 – Circuit équivalent de la MHCD proposé par Aubert *et al.* (en haut) et évolution temporelle calculée de la tension (à gauche) et du courant de décharge (à droite) [38].

dans les deux sections précédentes. Durant le régime auto-impulsionnel, Xavier Aubert a également mesuré l'évolution temporelle de la densité des argons métastables par spectroscopie d'absorption. En parallèle, il a développé un code numérique 0D pour calculer cette densité, mais cette étude n'a pas complètement abouti car le code n'était pas auto-consistant. Au chapitre 8, nous présenterons un modèle 0D instationnaire donnant l'évolution temporelle de la densité des argons métastables qui sera comparée aux densités expérimentales mesurées par Xavier Aubert.

En ce qui concerne l'étude du régime normal, Xavier Aubert a mesuré la densité des argons métastables par spectroscopie d'absorption ( $n \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) et étudié l'influence du courant et de la pression sur cette densité pour des trous de 100 et 200  $\mu\text{m}$  de diamètre. Il a également mesuré la température du gaz par spectroscopie d'émission en analysant la structure rotationnelle de l'azote ( $T_g$  varie entre 400 et 650 K en fonction des conditions opératoires), comme nous le ferons dans le chapitre 3. Nous comparerons ainsi nos résultats obtenus pour un diamètre de 400  $\mu\text{m}$  à ses résultats obtenus pour un diamètre de 100  $\mu\text{m}$ . Enfin, Xavier Aubert a mesuré la densité électronique en utilisant deux méthodes différentes : la spectroscopie d'absorption laser et l'élargissement Stark de la raie  $H_\beta$  (méthode que nous utiliserons également). L'influence du courant de décharge et de la pression sur la valeur de  $n_e$  ont été étudiés. A nouveau nous comparerons nos résultats obtenus pour un diamètre de 400  $\mu\text{m}$  à ses résultats obtenus pour des plus petits dia-

mètres.

Pour terminer, nous pouvons souligner que Xavier Aubert a également étudié un système à trois électrodes ainsi qu'un microjet que nous ne détaillerons pas ici étant donné que ces deux systèmes n'ont pas été étudiés durant ma thèse.

Le cadre de l'étude étant maintenant bien défini, nous allons pouvoir rentrer dans le vif du sujet et commencer par exposer dans un premier temps les différents dispositifs utilisés au cours de ma thèse.

## 2.2 Dispositifs expérimentaux

La micro décharge à cathode creuse étudiée dans cette thèse, ainsi que les différents diagnostics utilisés, vont être présentés dans cette section.

Des diagnostics électriques ont été mis en place de manière à suivre l'évolution de la tension et du courant de décharge, permettant ainsi l'identification et la distinction des différents régimes de fonctionnement de la décharge présentés dans la section précédente. Des diagnostics optiques ont également été mis en place de manière à comprendre un peu mieux le comportement de ce type de décharge : la spectroscopie et l'imagerie CCD. Les diagnostics spectroscopiques d'émission nous ont permis de déterminer certaines propriétés de la MHCD, à savoir : (i) la structure de la décharge, en distinguant notamment les gaines de charge d'espace du corps du plasma, (ii) la température du gaz, (iii) la densité électronique au sein de la micro-décharge.

### 2.2.1 La micro décharge à cathode creuse

La géométrie étudiée est similaire à celle développée par Schoenbach *et al.* au début des années 2000 : un sandwich métal-diélectrique-métal percé sur toute la longueur d'un trou de quelques centaines de micromètres de diamètre. Le diélectrique, constitué d'une feuille d'alumine ( $\epsilon_r \approx 9$  [44]) de 250  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, sépare les deux électrodes de molybdène qui ont chacune une épaisseur de 150  $\mu\text{m}$ . L'alumine n'étant pas usinable pour des diamètres de trou si faibles, les trous sont percés par laser, ce qui augmente fortement le coût de fabrication. Les trois éléments sont ensuite assemblés à l'aide d'une colle céramique et d'un foret, de manière à garantir l'alignement des trous percés sur chacun des éléments du sandwich. Un schéma et une photographie d'un sandwich percé d'un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre sont présentés sur la figure 2.7.

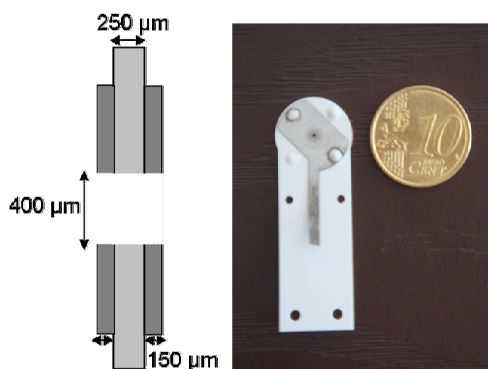


FIGURE 2.7 – Schéma (à gauche) et photographie (à droite) d'un sandwich électrode-diélectrique-électrode percé d'un trou de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre.

## 2.2.2 Le réacteur : alimentation et circuit de gaz

Le sandwich est ensuite placé dans un réacteur métallique carré. Ce dernier est un cube de 3 cm de côté en inox, comme illustré sur la figure 2.8.

La différence de potentiels est appliquée aux électrodes par une traversée de tension ultravide, composée de pinoches venant au contact des deux feuilles de molybdène. Le sandwich étant vissé sur la traversée haute tension, il est ainsi placé au centre du réacteur. La différence de potentiels entre les deux électrodes est ensuite générée par une alimentation DC réversible (Fluke 415B). Une tension négative peut être ainsi appliquée au niveau de la cathode en reliant la borne positive de l'alimentation à la masse. Cette tension négative n'est pas appliquée directement à la cathode, mais à travers une résistance de charge,  $R_b = 452 \text{ k}\Omega$ , ce qui permet d'éviter le passage à l'arc en limitant le courant. Typiquement, nous avons fait varier la tension d'alimentation de  $-200\text{V}$  à  $-2000\text{V}$ .

La pression à l'intérieur du réacteur est ajustée à l'aide du circuit de gaz constitué d'une bouteille de gaz, d'un débitmètre (Alcatel, 0-100 sccm) et d'une pompe à spirales. L'ajustement de la pression est réalisé par l'intermédiaire d'une vanne située entre la sortie du réacteur et la pompe, le gaz étant injecté dans le réacteur à travers le débitmètre. La valeur absolue de la pression est obtenue à l'aide d'une jauge de pression, placée entre le réacteur et la pompe.

## 2.3 Diagnostics

### 2.3.1 Diagnostics électriques

Le réacteur, ainsi que le circuit électrique, sont représentés sur la figure 2.9. La tension de décharge est mesurée côté cathodique à l'aide d'une sonde de tension divisée par 100



FIGURE 2.8 – Photographie du réacteur au sein duquel est placé le sandwich électrode-diélectrique-électrode.

(Tektronix, bande passante de 150 MHz) directement connectée à l'oscilloscope digital 350 MHz (Tektronix TDS3034). Pour mesurer le courant de décharge, une résistance de mesure ( $R_m = 100 \Omega$ ) est placée côté anodique et la tension aux bornes de cette résistance est directement visualisée sur l'oscilloscope à l'aide d'un simple câble BNC. Nous avons également testé plusieurs sondes d'impédance différentes, le signal mesuré étant le même quelque soit la sonde utilisée. Notons que la capacité de découplage,  $C_d$ , indique la présence de capacités parasites dues aux câbles coaxiaux et aux sondes de mesure utilisés. La nature même du régime auto-impulsionnel nous a contraint à complexifier le dispositif électrique. En effet, durant ce régime, les signaux électriques (tension et courant de décharge) sont périodiques avec une fréquence de quelques dizaines de kHz. Chaque pic de courant est accompagné par une chute de la tension de décharge. Entre deux pics de courant successifs, la tension réaugmente progressivement alors que le courant de décharge reste proche de zéro.

Le signal d'émission étant faible, les expériences d'émission optique requièrent une accumulation du signal sur beaucoup de cycles, il est donc nécessaire d'avoir un phénomène présentant une période stable. Malheureusement, le régime auto-impulsionnel est loin d'être parfaitement périodique et présente un jitter important. De manière à s'affranchir de ce problème, la période auto-impulsionnelle est forcée par l'envoi d'une brève impulsion de tension ( $\approx 40 \text{ V}$ ) du côté anodique grâce à un générateur d'impulsions (PG3) constitué d'une alimentation continue et d'un pulseur. Ce générateur d'impulsions est lui-même synchronisé à la caméra CCD via deux autres générateurs d'impulsions, PG1 et PG2. En principe, nous n'aurions pu utiliser qu'un seul générateur d'impulsions pour



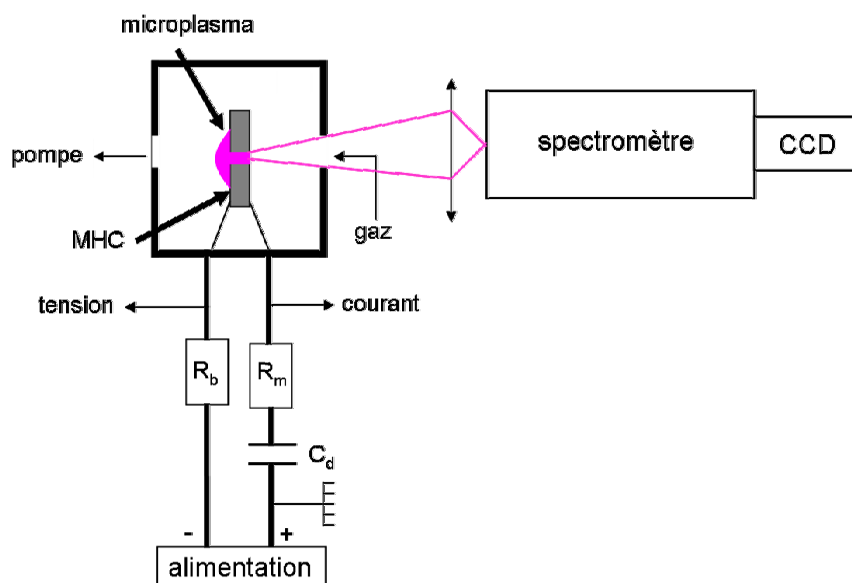


FIGURE 2.9 – Dispositif expérimental électrique en régime normal

synchroniser la caméra CCD et PG3. Cependant, étant donné que le trigger externe de la caméra nécessite un signal de 5 V d'amplitude alors que PG3 nécessite un signal de 10 V, nous avons dû utiliser deux générateurs (PG1 et PG2). Le dispositif de synchronisation qui vient d'être décrit est résumé sur la figure 2.10. En pratique, la fréquence auto-impulsionnelle a été fixée par les conditions opératoires (pression du gaz, flux de gaz, tension de l'alimentation) et la fréquence des générateurs d'impulsions a ensuite été ajustée à cette valeur, ce qui a effectivement réduit le jitter à un niveau négligeable. Nous avons vérifié que la forme de la tension de décharge n'est pas modifiée par l'impulsion de tension additionnel envoyé sur l'anode.

### 2.3.2 Diagnostics optiques

Pour faire l'image de la décharge, nous utilisons une caméra CCD couplée à un spectromètre. Toutes nos observations ont été réalisées côté anodique pour s'affranchir de l'expansion du plasma sur la surface extérieure de la cathode. L'image de la décharge est formée sur la fente d'entrée d'un spectromètre à réseau à l'aide d'une lentille achromatique de 12.5 mm de diamètre et de 30 mm de focale. Le spectromètre utilisé (SOPRA) a une distance focale de 2 mètres et travaille au troisième ordre de diffraction d'un réseau ayant 1200 traits/mm. Ce spectromètre a été utilisé pour réaliser toutes les expériences excepté pour la détermination de la température du gaz pour laquelle nous avons utilisé un spectromètre (Jobin Yvon HR1000) ayant une distance focale de 1 mètre et travaillant

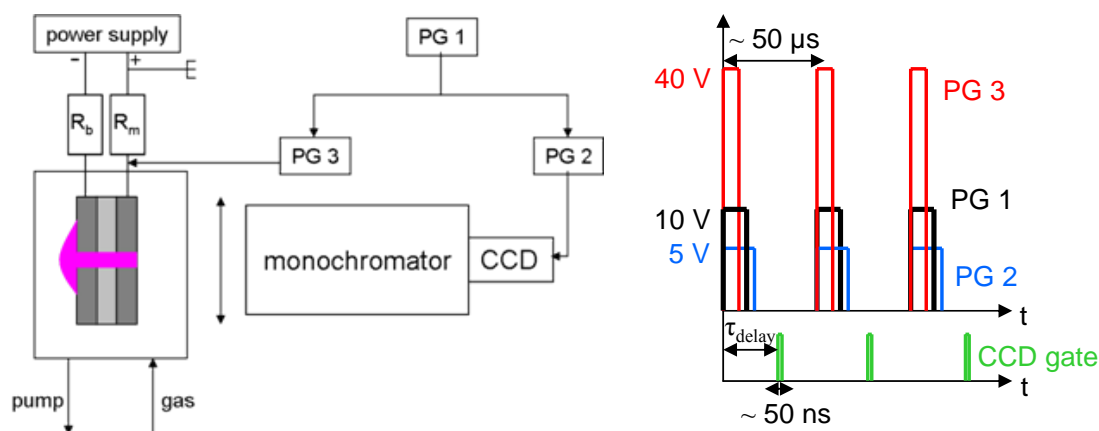


FIGURE 2.10 – Dispositif expérimental électrique en régime auto-impulsionnel

au premier ordre de diffraction d'un réseau ayant également 1200 traits/mm. Dans tous les cas, une caméra CCD est placée en sortie du spectromètre, où se forme l'image de la fente d'entrée, et enregistre les images dispersées horizontalement à différentes longueurs d'onde. Par conséquent, avec une fente d'entrée totalement ouverte, les images de la MHCD observée à différentes longueurs d'onde, sont formées à différentes positions horizontales sur la CCD. Un exemple d'image CCD obtenue à partir des deux raies d'argon utilisées pour l'étude de la structure de la décharge avec une fente d'entrée totalement ouverte est présenté figure 2.11. Nous obtenons donc simultanément deux images de la décharge à deux positions spectrales différentes séparés de  $5 \text{ \AA}$  seulement. Avec la fente d'entrée totalement ouverte, l'axe spectral horizontal correspond donc localement (au niveau de chacune des deux raies) à l'axe radial. C'est pourquoi nous obtenons deux images circulaires aux deux longueurs d'onde considérées. En considérant les aberrations sphériques du système optique complet, la résolution spatiale le long du diamètre du trou est de l'ordre de  $5 \text{ }\mu\text{m}$ .

La caméra CCD utilisée pour l'étude du régime stable normal n'est pas la même que celle utilisée pour l'étude du régime instable auto-impulsionnel. En effet, pour les expériences réalisées en régime normal, la caméra CCD (ANDOR) utilisée n'est pas intensifiée et possède des pixels de taille  $16 \times 16 \text{ }\mu\text{m}^2$ . L'agrandissement étant de l'ordre de 8, chaque pixel d'une image correspond donc ainsi à une aire d'environ  $2.0 \text{ }\mu\text{m} \times 2.0 \text{ }\mu\text{m}$  à l'intérieur de la MHCD. La dispersion spectrale associée au spectromètre de 2 mètres de focale est de  $1.325 \text{ pm/pixel}$  à  $427.5 \text{ nm}$  (longueur d'onde des raies d'Argon étudiées) et  $0.97 \text{ pm/pixel}$  à  $486 \text{ nm}$  (raie  $H_\beta$ ). En ce qui concerne le spectromètre de 1 mètre de focale,

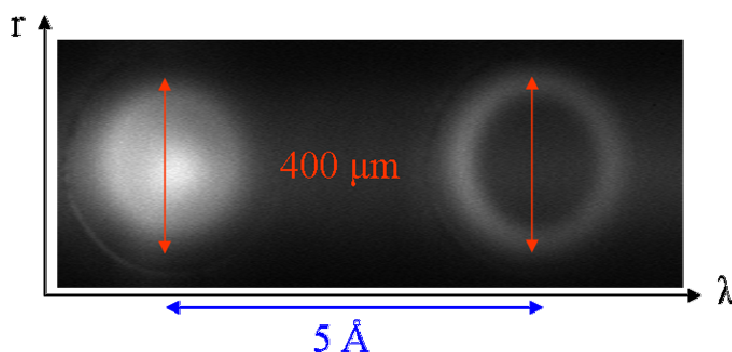


FIGURE 2.11 – Exemple d’une image enregistrée par la caméra CCD : intensité d’émission des raies Ar (427.217 nm) et Ar<sup>+</sup> (427.752 nm) avec une fente d’entrée totalement ouverte pour une pression de 100 Torr, un courant de 1 mA, une tension de 250 V et un diamètre du trou de 400  $\mu\text{m}$ .

la dispersion spectrale est de 11.39 pm/pixel à 670 nm (émission de  $N_2$ ) Concernant les mesures effectuées durant le régime auto-impulsionnel, de manière à obtenir une résolution temporelle de l’ordre de la dizaine de nanosecondes, il est nécessaire d’utiliser une caméra CCD intensifiée (ANDOR). Cette dernière possède des pixels de taille  $13 \times 13 \mu\text{m}^2$  et l’agrandissement étant ici de l’ordre de 13, chaque pixel d’une image correspond à une aire d’environ  $1.0 \mu\text{m} \times 1.0 \mu\text{m}$  à l’intérieur de la MHCD. La dispersion spectrale est de 1.077 pm/pixel à 427.5 nm et 0.788 pm/pixel à 486 nm.

### 2.3.3 Spectroscopie d’émission

La spectroscopie d’émission optique (OES) est un diagnostic bien maîtrisé non-intrusif, relativement facile à mettre en place malgré les petites dimensions de la décharge étudiée. Du fait de leur nature non-perturbative, les techniques d’OES présentent un intérêt tout particulier pour l’étude des microplasmas dont les dimensions limitent la mise en place de diagnostics intrusifs type sondes électrostatiques. Néanmoins, les informations obtenues à l’aide de cette méthode sont souvent indirectes. Il faut donc que chaque hypothèse formulée pour faciliter l’interprétation des données soit attentivement examinée. Au cours de ma thèse, ce diagnostic a été utilisé pour déterminer la température du gaz, la densité électronique ainsi que la structure de la décharge. Dans la suite de l’exposé nous allons préciser les raies spectrales utilisées pour ces divers diagnostics.

## Mesure de la température du gaz à partir du premier système positif de l'azote

Un spectromètre de 1 mètre de focale est utilisé pour mesurer la température du gaz car la résolution du spectromètre de 2 mètres de focale est trop élevée pour visualiser d'un seul coup la totalité de la bande rotationnelle de l'azote utilisée pour la mesure de la température du gaz.

L'analyse des transitions rovibrationnelles de la bande ( $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ ) du second système positif de l'azote est souvent utilisée pour les mesures de température du gaz, car l'émission de cette bande est relativement intense et apparaît dans une région assez peu dense du spectre d'émission. Cependant, dans les plasmas d'argon, les transferts d'énergie depuis les états métastables, efficaces et quasi-résonants, peuvent peupler les niveaux rotationnels du niveau supérieur de la bande,  $C^3\Pi_u$ . Ceci entraîne une distribution rotationnelle quasiment bi-Maxwellienne, avec une température en queue de distribution bien plus importante que la température du gaz, ce qui implique des difficultés pour la mesure de cette dernière.

En ce qui concerne le premier système positif de l'azote  $N_2(B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u)$ , la durée de vie radiative de l'état  $N_2(B^3\Pi_g)$ , de l'ordre de  $5 \mu s$  [45], est significativement plus longue que celle de l'état  $N_2(C^3\Pi_u)$  qui vaut environ 40 ns. D'autre part, dans les décharges à haute pression, le temps caractéristique du transfert d'énergie rotatio-translational entre  $N_2(B^3\Pi_g)$  et l'argon est de l'ordre de 10 ns [45, 46], c'est-à-dire également quelques ordres de grandeur inférieurs au temps de vie radiatif de l'état B. Ainsi, la distribution rotationnelle  $N_2(B, \nu)$  peut être supposée thermalisée avec la distribution translationnelle du gaz neutre, soit  $T_{\text{rot}} = T_g$ . La température du gaz peut donc être déduite de la structure rotationnelle du spectre d'émission  $N_2(B, \nu' \rightarrow A, \nu'')$  qui dépend de la température rotationnelle de l'état B [47].

La température du gaz est donc obtenue à partir de la distribution de la population du niveau rotationnel de  $N_2(B^3\Pi_g, \nu = 4$  et  $\nu = 5)$  en enregistrant le spectre d'émission du premier système positif de l'azote  $N_2(B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u)$  à 670 nm. Une faible quantité (moins de 1 pour 100) d'azote est ajoutée au flux d'argon. Un filtre jaune, passe-haut en longueur d'onde, est placé devant la fente d'entrée du spectromètre. Le spectre d'émission des bandes 4-1 et 5-2 est enregistré et comparé ensuite à un spectre simulé de manière à obtenir la température rotationnelle, égale à la température du gaz. Cette simulation est réalisée à l'aide d'un code utilisant les constantes spectroscopiques de Roux *et al.* [48]. La procédure de l'analyse des données sera détaillée au moment de la présentation des résultats.

### Mesure de la densité électronique par mesure de l'élargissement Stark de la raie $H_\beta$

Pour obtenir des informations sur la distribution radiale de la densité électronique dans le trou en régime normal mais également sur son évolution temporelle en régime auto-impulsionnel, le profil spectral de la raie  $H_\beta$  à 486.1 nm a été utilisé. Cette méthode est apparue au début des années soixante et s'est très rapidement développée [49, 50, 51, 52]. En effet, cette raie étant particulièrement sensible à l'élargissement Stark, elle est souvent utilisée pour mesurer la densité électronique au sein des plasmas. L'utilisation de l'élargissement Stark des raies pour déterminer les paramètres plasmas est une technique passive et indirecte. Bien qu'elle soit largement utilisée au sein de la communauté des plasmas, cette technique présente une limite inférieure de détection. En effet, la mesure de  $n_e$ , résolue spatialement ou temporellement, en utilisant la forme de la raie de la transition Balmer  $\beta$  (4-2) de l'hydrogène atomique, ne peut être envisagée que pour des densités électroniques supérieures à environ quelques  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui est le cas pour notre décharge comme nous le verrons au moment de la présentation des résultats. L'élargissement Stark est dû à l'interaction entre les atomes rayonnants et les ions et électrons libres du plasma, à travers les champs électriques créés par ces particules. L'interaction entre un atome émettant des radiations électromagnétiques et un champ électrique externe a été découvert en 1913 par le scientifique allemand Johannes Stark, dans la lignée des expériences sur l'effet Doppler. L'effet Stark est toujours présent dans les plasmas étant donné que les atomes rayonnants au sein des plasmas sont toujours exposés aux champs électriques créés par les particules chargées [53].

Nous utilisons les atomes d'hydrogène présents comme impuretés dans le gaz pour effectuer cette mesure, sans rajout supplémentaire d'hydrogène. Un filtre bleu, passe-bas en longueur d'onde laissant passer uniquement les longueurs d'onde inférieures à 550 nm, est placé devant la fente d'entrée du monochromateur de manière à couper les émissions dans le deuxième ordre de diffraction du monochromateur qui se superposeraient éventuellement au troisième ordre observé (vers 730 nm). Durant toutes les acquisitions, la largeur de la fente d'entrée est de  $100 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à une résolution spectrale de 30 pm pour la raie  $H_\beta$ .

### Emission d'une raie atomique et d'une raie ionique de l'argon

De manière à étudier la structure de la décharge, et notamment délimiter la lisière de la gaine de charge d'espace, l'intensité d'émission de la raie atomique ( $5p[3/2]_1-4s[3/2]_1$ ) à 427.217 nm et de la raie ionique ( $4p'^2P_{3/2}-4s'^2D_{5/2}$ ) à 427.752 nm de l'argon ont été enregistrées. Ces deux raies, séparées de  $5 \text{ \AA}$  seulement, sont suffisamment proches et

la résolution du spectromètre suffisamment élevée pour que l'on puisse les observer simultanément sur une même image. Durant les acquisitions, deux filtres rouges passe-bas identiques à celui utilisé pour la mesure de la densité électronique ont été placés sur la fente d'entrée du monochromateur, de manière à atténuer au maximum la raie atomique très intense de l'argon dans le deuxième ordre. En effet, celle-ci est superposée à la raie ionique observée dans le troisième ordre. Comme nous le verrons au chapitre 5, la position des maxima d'émission de la raie ionique est proche de la lisière de la gaine, ce qui nous a permis d'estimer la taille de la gaine. Durant le régime normal stationnaire, nous étudierons l'évolution de l'épaisseur de la gaine avec la pression du gaz et la tension de décharge. En ce qui concerne le régime instationnaire auto-impulsionnel, nous suivrons la dynamique de la gaine, directement reliée à l'évolution temporelle de la tension et du courant de décharge.

# Chapitre 3

## Résultats en régime normal

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Structure de la décharge</b>	<b>37</b>
<b>3.2</b>	<b>Température du gaz</b>	<b>43</b>
3.2.1	Principe de la mesure	43
3.2.2	Résultats	46
<b>3.3</b>	<b>Densité électronique</b>	<b>48</b>
3.3.1	Principe de la mesure	48
3.3.2	Résultats	55
<b>3.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>59</b>

---

Dans ce chapitre, vont être présentés les résultats expérimentaux obtenus dans le régime normal stationnaire. La spectroscopie d'émission nous a permis de déterminer la structure de la décharge, en distinguant le corps du plasma de la gaine de charge d'espace. Nous avons ainsi localisé ce qui pourrait être la lisière de gaine, comme discuté au chapitre 5. Nous avons également mesuré la température du gaz ainsi que la densité électronique.

### 3.1 Structure de la décharge

De manière à étudier la structure de la décharge, la distribution spatiale de l'intensité d'émission des raies Ar et Ar<sup>+</sup> à 427 nm ont été enregistrées selon le protocole exposé au chapitre 2.

Les expériences ont été réalisées pour différentes conditions de pression et de courant de décharge, dans un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre. La figure 3.1 montre les images CCD des raies à différentes pressions, obtenues avec une fente d'entrée du monochromateur totalement ouverte, pour un courant de décharge de 1 mA. Nous observons ainsi simultanément deux images de la décharge à deux longueurs d'onde différentes séparées de 5

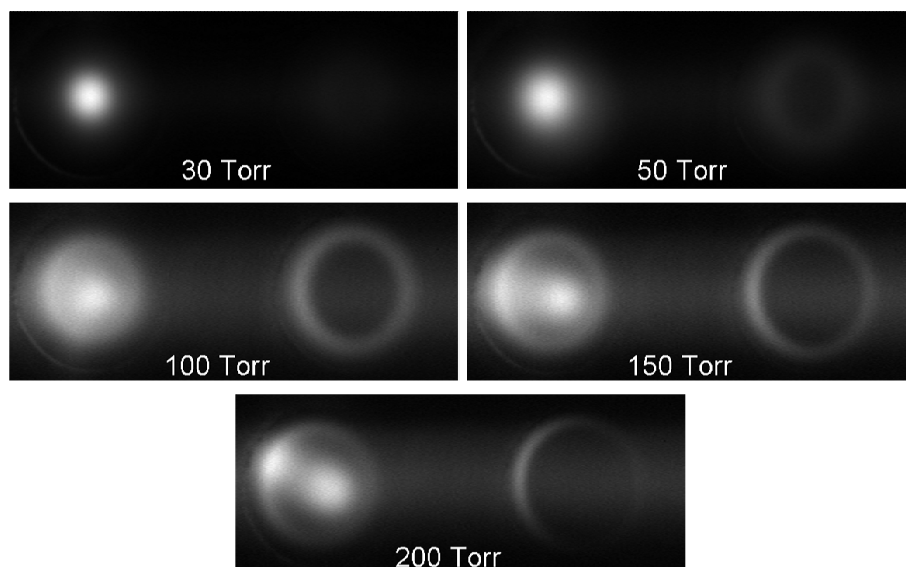


FIGURE 3.1 – Images CCD des raies Ar 427.217 nm (à gauche) et Ar<sup>+</sup> 427.752 nm (à droite) pour des pressions de 30, 50, 100, 150 et 200 Torr, pour un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre, un courant de décharge de 1 mA et une tension de 250 V.

À uniquement. La raie atomique (427.217 nm) apparaît sur la gauche de l'image alors que la raie ionique (427.752 nm) se trouve à droite de l'image. Pour une pression de 30 Torr, seule l'émission de la raie atomique est visible. L'intensité de cette émission est homogène, circulaire et centrée sur le trou. A 50 Torr, l'émission de la raie atomique évolue peu mais s'étale légèrement à l'intérieur du trou et l'émission de la raie ionique apparaît. Cette dernière n'est pas circulaire contrairement à la raie atomique mais annulaire et son intensité est plus faible (2000 coups) que celle de la raie atomique (26000 coups). Ensuite, pour une pression de 100 Torr, le rayon de l'émission des deux raies devient plus important qu'à plus basse pression. L'intensité d'émission de la raie ionique (2000 coups) devient comparable à celle de la raie atomique (3000 coups) qui présente maintenant deux composantes : un anneau près des bords du trou et un maximum prononcé au centre. A plus haute pression (150 et 200 Torr), l'étalement de l'émission des deux raies semble s'accroître légèrement, l'anneau d'émission se rapprochant des bords du trou. Nous pouvons noter que l'émission devient dissymétrique pour une pression de 200 Torr avec une émission qui se concentre sur la gauche du trou.

De manière à étudier plus précisément l'évolution de l'intensité d'émission de ces deux raies avec la pression, en quantifiant notamment la position de l'anneau d'émission par rapport aux bords du trou, la fente d'entrée du monochromateur est ensuite fermée en



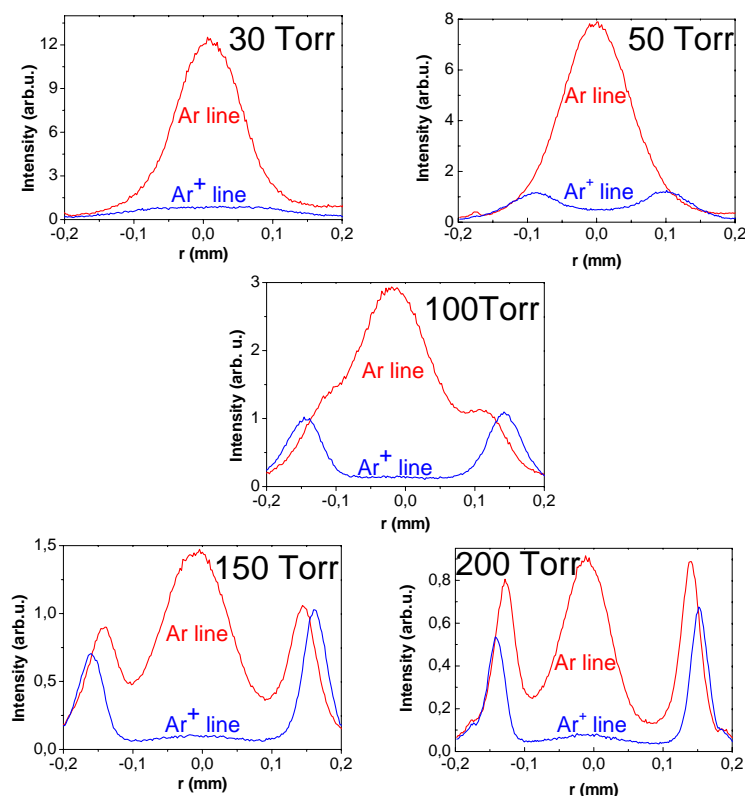


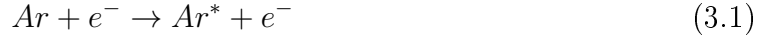
FIGURE 3.2 – Profils radiaux des intensités d’émission des raies Ar 427.217 nm (en rouge) et Ar<sup>+</sup> 427.752 nm (en bleu) pour des pressions de 30, 50, 100, 150 et 200 Torr, pour un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre et un courant de décharge de 1 mA.

laissant une ouverture de 100  $\mu\text{m}$  d’épaisseur. Le diamètre de la MHCD étant aligné sur cette fente, le profil vertical des images obtenues donne aux deux positions spectrales de 427,217 nm et 427,512 nm, le profil radial de l’intensité d’émission des raies Ar et Ar<sup>+</sup>, respectivement. Les profils radiaux correspondants aux images de la figure 3.1 sont présentés sur la figure 3.2. L’intensité d’émission de la raie atomique (en rouge) et de la raie ionique (en bleu) est représentée en fonction de la position radiale à l’intérieur du trou (qui correspond à la direction verticale des images de la figure 3.1).

Pour une pression de 30 Torr, l’émission de la raie atomique est maximale au centre mais contrairement à la figure 3.1 où l’émission de la raie ionique n’était pas visible, nous voyons ici que même si son intensité est négligeable devant celle de la raie atomique, elle est non nulle et présente un dôme à l’intérieur du trou. A 50 Torr, le profil de l’émission de la raie ionique présente deux bosses symétriques par rapport au centre du trou qui correspondent à l’anneau d’émission observé figure 3.1. Le profil de l’émission de la raie atomique est quant à lui identique à celui observé à 30 Torr. Pour une pression de 100 Torr, les deux pics d’émission de la raie ionique s’éloignent du bord tout en restant

symétriques par rapport au centre du trou et la deuxième composante de l'émission de la raie atomique commence à apparaître. En effet, deux bosses symétriques par rapport au centre du trou apparaissent de part et d'autre du pic central d'émission, ces deux épaules étant plus proches du centre que les pics d'émission de la raie ionique. Ensuite, pour une pression de 150 Torr, les deux composantes de l'émission de la raie atomique sont clairement distinguables : un pic d'émission central et deux pics d'émission près des bords symétriques par rapport au centre (anneau d'émission). Les pics près des bords sont plus proches de la paroi à 150 Torr qu'à plus basse pression et s'en rapproche encore plus à 200 Torr. Nous pouvons noter que quelque soit la pression, l'intensité d'émission de la raie ionique ne tombe pas complètement à zéro au centre de la décharge, c'est-à-dire entre les deux pics présents près du bord.

De manière à interpréter l'évolution de ces profils radiaux avec la pression, intéressons nous aux diverses origines possibles de la lumière observée provenant du microtrou. Les mécanismes suivants peuvent être invoqués :



Les équations (3.1) et (3.2) correspondent aux excitations directes par impact électronique depuis l'état fondamental des atomes d'argon jusqu'aux états excités observés de Ar et  $Ar^+$ , respectivement. Les seuils énergétiques associés à ces réactions valant respectivement 14.5 eV et 37 eV, ces processus nécessitent des électrons énergétiques. L'équation (3.3) concerne quant à elle l'excitation de la raie ionique à partir du niveau fondamental de l'ion  $Ar^+$ , processus d'excitation négligeable pour les raisons suivantes. Premièrement, dans le corps du plasma, la densité des ions atomiques  $Ar^+$  est au moins  $10^5$  fois plus faible que la densité d'Ar. Du fait de l'accélération des ions, le rapport des densités sera encore plus important dans la gaine. D'autre part, la section efficace maximale pour l'excitation du niveau supérieur de la raie ionique vaut à peu près  $10^{-21} \text{ m}^{-2}$  à 40 eV [54]. La section efficace pour l'excitation de ce niveau à partir du niveau fondamental de l'ion peut être au maximum dix fois plus importante que cette valeur, avec une énergie seuil

de 20 eV environ. En considérant le faisceau d'électrons hautement énergétique dans la gaine, les faibles différences entre les sections efficaces et les énergies seuils ne peuvent compenser plus de cinq ordres de grandeur en densité. Par conséquent, l'excitation de la raie  $\text{Ar}^+$  à partir du niveau fondamental de l'ion peut être négligée.

L'équation (3.4) correspond à la production d'ion  $\text{Ar}^+$  dans l'état fondamental à partir du niveau fondamental de l'atome. Etant donné le domaine de pression de fonctionnement de la MHCD (relativement élevée), ces ions atomiques  $\text{Ar}^+$  sont rapidement convertis en ions moléculaires  $\text{Ar}_2^+$  (équation (3.5)), avec un coefficient de réaction  $k_4 = 2.7 \times 10^{-43} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$  [55].

Les deux dernières réactions ((3.6) et (3.7)) concernent les recombinaisons électrons-ions impliquant les ions atomiques  $\text{Ar}^+$  et moléculaires  $\text{Ar}_2^+$ . Au sein de notre décharge en régime normal, avec une densité électronique  $n_e \cong 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et une température électronique  $T_e \cong 1 \text{ eV}$ , le coefficient de recombinaison des ions  $\text{Ar}^+$  [56]  $k_5 = 5.6 \times 10^{-39} T_e^{-9/2} (\text{eV}) n_e \cong 5 \times 10^{-19} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  est bien plus faible que celui des ions  $\text{Ar}_2^+$  [57]  $k_6 = 8.5 \times 10^{-13} (T_e(\text{kT})/300)^{-2/3} \cong 7 \times 10^{-14} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ . En résumé, selon nos conditions expérimentales, le mécanisme dominant de recombinaison électron-ion qui contribue à la production d'atomes d'argon excités, se fait à travers les réactions (3.5) et (3.7). Nous verrons au chapitre 4, qu'en régime auto-impulsionnel la densité électronique peut être supérieure d'un à deux ordres de grandeur et qu'à ce moment là, la recombinaison collisionnelle radiative (3.6) n'est plus négligeable devant la recombinaison dissociative (3.7). Les pics d'excitation de la raie ionique seraient donc dûs aux collisions entre les électrons et les atomes d'argon (équation (3.2)). L'énergie seuil associée à ce processus étant de 37 eV, cette excitation ne peut être induite que par les électrons énergétiques qui ont été émis à la cathode par bombardement ionique (émission secondaire) puis accélérés par le champ électrique intense présent dans la gaine cathodique. La densité des électrons augmentant depuis la cathode jusqu'au corps du plasma grâce aux collisions ionisantes et leur énergie diminuant par collisions inélastiques avec les neutres, le taux d'ionisation et donc l'intensité d'émission de la raie ionique, sera maximal à une certaine distance de la cathode, certainement au voisinage de la lisière de la gaine (où il y a une forte augmentation de la densité électronique). Les pics d'émission de la raie atomique près des bords sont également dûs à l'excitation directe par impact électronique pour les mêmes raisons (équation (3.1)). Etant donné que les électrons perdent de l'énergie en s'éloignant de la surface de la cathode par collisions inélastiques et que l'énergie seuil pour l'excitation électronique du niveau supérieur de la raie  $\text{Ar}^+$  à 427.752 nm (réaction (3.2)) est de l'ordre de 37 eV, c'est-à-dire bien plus élevée que celle requise pour l'excitation de la raie atomique à 427,217 nm (réaction (3.1)) qui elle, vaut 14.5 eV, nous nous attendons à ce que le maximum de la raie ionique arrive le premier. Et en effet, nous observons

expérimentalement que l'émission de la raie atomique se produit 10 à 20  $\mu\text{m}$  plus loin de la cathode que celle de la raie ionique. Pour les plus hautes pressions (100, 150 et 200 Torr), les pics observés pour les deux raies près des bords de la MHCD pourraient être liés à la position de la lisière de la gaine de charge d'espace. En effet, les électrons émis à la cathode sont accélérés dans la gaine, où le champ électrique est important, et déposent cette énergie loin de la cathode. La localisation exacte des maxima d'émission et d'ionisation ne peut être calculée que par une théorie cinétique. Etant donné qu'une ionisation dans la gaine est nécessaire pour maintenir une décharge DC (cf. chapitre 1), nous supposons que des mécanismes d'ionisation et d'excitation ont lieu dans la gaine. Cependant, ces maxima d'excitation pourraient très bien être localisés après la lisière de gaine, comme nous le verrons au chapitre 5. Enfin, nous voyons que lorsque que la pression du gaz augmente, les maxima d'émission proches de la cathode des deux raies se rapprochent de cette dernière comme illustré figure 3.3. Nous retrouvons le fait que les maxima d'émission de la raie atomique sont plus éloignés de la cathode que ceux de la raie ionique. Si le lien entre lisière de gaine et position des pics d'excitation est confirmé alors cette évolution suggère que la taille de la gaine diminue lorsque la pression augmente. Cette hypothèse sera vérifiée et quantifiée par un calcul analytique présenté au chapitre 5. A plus basse pression (50 et 30 Torr), la taille de la gaine n'est plus négligeable devant le rayon du trou, ainsi, les deux maxima proches des bords se rapprochent du centre pour former un seul maximum (excepté pour la raie ionique à 50 Torr) : c'est l'effet cathode creuse (cf. chapitre 2). Pour ces deux pressions, le pic central d'émission de la raie atomique aurait donc pour origine l'excitation directe par impact électronique (réaction (3.1)) mais un processus d'excitation par recombinaison dissociative (réaction (3.7)) est également envisageable comme nous allons le voir dans la suite de l'exposé.

Intéressons nous maintenant au maximum de l'intensité d'émission de la raie atomique au centre de la MHCD observé sur la figure 3.2 pour  $p \geq 100$  Torr. Comme exposé précédemment, les électrons secondaires émis à la cathode perdant de l'énergie en s'en éloignant, l'excitation directe par impact électronique sur les atomes d'argon est peu efficace au centre de la décharge. Ainsi, d'après la liste des mécanismes proposés au début de cette section, seule la recombinaison électron-ion peut induire une excitation significative de la raie atomique au centre pour des pressions supérieures à 100 Torr. Cette conclusion est en accord avec le fait que les densités des particules chargées sont maximales au centre de la MHCD impliquant ainsi un taux de recombinaison maximal au centre [58] (voir également chapitre 6).

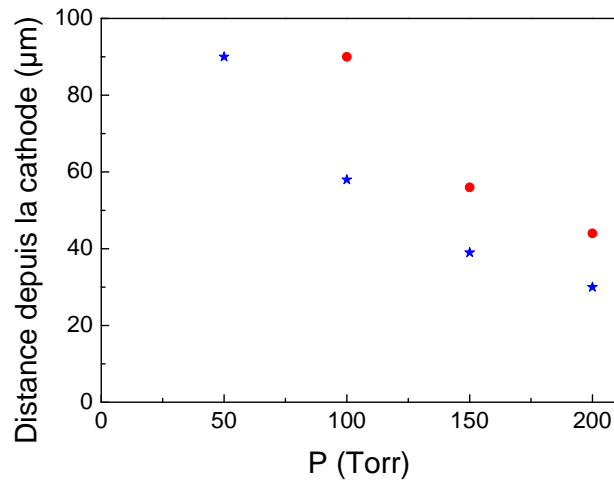


FIGURE 3.3 – Evolution en fonction de la pression de la position par rapport à la cathode des pics d'émission près des bords de la raie atomique (cercles rouges) et de la raie ionique (étoiles bleues) d'argon pour un diamètre du trou de  $400 \mu\text{m}$  et un courant de décharge de  $1 \text{ mA}$ .

## 3.2 Température du gaz

Les mesures de la température du gaz à l'intérieur du microtrou vont être exposées dans cette section. Comme présenté au chapitre 1, nous utilisons les spectres d'émission du premier système positif de l'azote pour réaliser ces mesures.

### 3.2.1 Principe de la mesure

La physique atomique nous dit que l'intensité d'une transition rotationnelle d'un niveau  $J'$  supérieur à un niveau  $J''$  inférieur s'exprime, à condition que la population du niveau supérieur de la transition soit en équilibre de Boltzmann, de la manière suivante :

$$I_{J''}^{J'} = C S_{J''}^{J'} \exp\left(-\frac{E_{J'}}{kT_{\text{rot}}}\right) \quad (3.8)$$

où  $J'$  et  $J''$  sont les nombres quantiques associés au moment angulaire rotationnel total de  $N_2(B, \nu=4 \text{ ou } 5)$  et  $N_2(A, \nu=0)$  respectivement,  $C$  une constante faisant intervenir notamment le moment de transition vibronique de  $N_2(B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u)$  et le poids statistique du spin nucléaire ( $1/3$  quand  $J'$  est pair ou  $2/3$  quand  $J'$  est impair [59]),  $S_{J''}^{J'}$  le facteur de Holn-London tabulé pour chaque sous-bande rotationnelle [60],  $k$  la constante de Boltzmann,  $T_{\text{rot}}$  la température rotationnelle des espèces  $N_2(B^3\Pi_g)$  exprimée en Kelvin et  $E_{J'}$

l'énergie du niveau rotationnel supérieur  $J'$  qui peut s'écrire en première approximation comme suit :

$$E_{J'} = hcB_\nu J'(J' + 1) \quad (3.9)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide et  $B_\nu$  la constante rotationnelle. Le terme exponentiel dans l'expression de l'intensité de la transition est le facteur de Boltzmann.

Dans le cas simple d'une structure moléculaire non complexe, nous obtenons la relation suivante :

$$\ln\left(\frac{I_{J''}^{J'}}{S_{J''}^{J'}}\right) = \frac{C'B_\nu}{kT_g} J'(J' + 1) \quad (3.10)$$

En traçant l'évolution de  $\ln\left(\frac{I_{J''}^{J'}}{S_{J''}^{J'}}\right)$  en fonction de  $J'(J'+1)$ , appelée diagramme de Boltzmann, nous pouvons dans ce cas là déterminer la température du gaz à partir de la pente de cette droite.

Pour l'étude de notre MHCD, nous n'avons pas utilisé cette méthode (bien que les équations de base utilisées soient les mêmes) car la structure moléculaire est complexe étant donné qu'il y a trois sous-niveaux électroniques pour le niveau supérieur et pour le niveau inférieur de la transition, et donc la structure fine des niveaux doit être prise en considération. Nous avons donc déterminé la température du gaz en comparant des spectres d'émission expérimentaux à un spectre simulé.

Nous utilisons un code pour simuler un spectre d'émission qui fait intervenir les constantes spectroscopiques de Roux *et al.* [48] et dont la température rotationnelle est un des paramètres d'entrée. Pour le premier système positif de l'azote la structure électronique est relativement complexe étant donné qu'il y a 17 transitions possibles. La procédure de simulation se fait en trois étapes. Premièrement, les facteurs de Holn-London de chacune des transitions sont calculés. Ils correspondent aux probabilités de transition des différentes raies rotationnelles pour la transition électronique considérée et dépendent de la structure électronique des niveaux supérieurs et inférieurs. La valeur de ces facteurs nous donne donc l'intensité relative des différentes transitions. Dans un deuxième temps, nous calculons les énergies des niveaux supérieurs et inférieurs de la transition puis nous introduisons le facteur de Boltzmann, qui est utilisé pour déterminer la population du niveau supérieur qui, comme le montre l'équation (3.8), dépend de la température rotationnelle. Ainsi, en combinant l'intensité relative d'une transition ainsi que la population

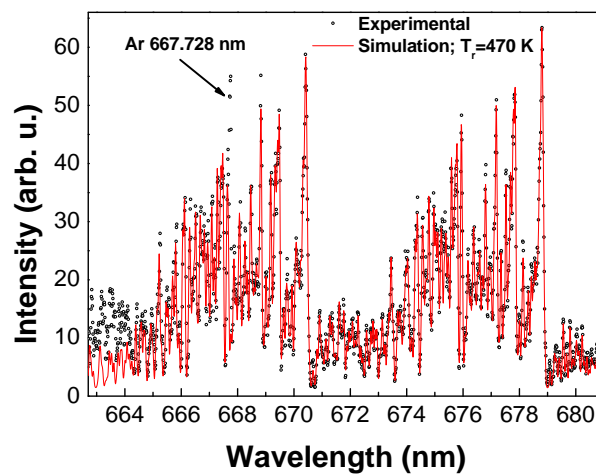


FIGURE 3.4 – Spectre d’émission expérimental (points noirs) et simulé (ligne rouge) dans le trou de diamètre  $400\ \mu\text{m}$  pour une pression de 100 Torr et un courant de décharge de 1 mA.

du niveau supérieur de cette même transition, nous pouvons en déduire son intensité absolue, et ce, pour chacune des 17 transitions possibles. La fréquence et l’intensité de chaque transition étant maintenant connues, nous pouvons procéder à la dernière étape de la simulation, à savoir, la génération d’un spectre bâton. Ce dernier est ensuite convolué avec un profil instrumental : une gaussienne, de largeur à mi-hauteur de l’ordre de 100 pm. Chaque spectre simulé étant défini pour une température rotationnelle donnée, cette dernière peut être ajustée de manière à faire coïncider au mieux les spectres simulés et expérimentaux. Comme évoqué au chapitre 2, la température rotationnelle peut être assimilée à la température translationnelle du gaz car la population rotationnelle de cet état excité atteint un équilibre thermique avant de se désexciter radiativement. Ceci est dû à la longue durée de vie radiative de l’état  $N_2(B^3\Pi_g)$  [45] comparée à la période de collision élevée à haute pression.

Pour déterminer la température, les bandes 4-1 et 5-2 ont été enregistrées puis comparées à un spectre simulé. Les expériences ont été réalisées pour différentes conditions de pression et de courant, la précision de la mesure dépendant de ces conditions et de la position radiale où est déterminée la température.

Sur la figure 3.4 est présenté un exemple d’un spectre expérimental obtenu à partir de l’émission sur l’axe de la MHCD, pour une pression de 100 Torr et un courant de 1 mA. Le meilleur fit simulation/expérience est obtenu pour une température de 470 K, comme présenté sur cette même figure. Le spectre simulé n’inclut pas la bande 6-3 dont les raies rotationnelles apparaissent avant la région à 665 nm. La valeur de la température indi-

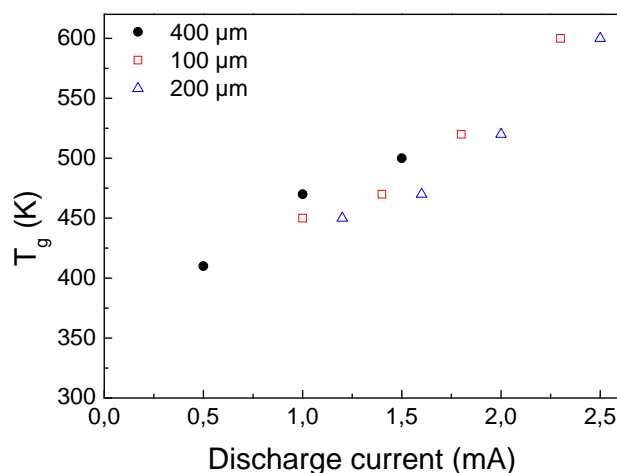


FIGURE 3.5 – Evolution de la température du gaz  $T_g$  avec le courant de décharge pour une pression de 100 Torr pour un diamètre du trou de 400  $\mu\text{m}$  (noir), 200  $\mu\text{m}$  (bleu) et 100  $\mu\text{m}$  (rouge).

quée ci-dessus a été obtenue avec une précision de  $\pm 10$  K. Notons que pour les mêmes conditions de pression et de courant, la précision se dégrade lorsque l'on s'éloigne du centre de la MHCD.

### 3.2.2 Résultats

#### Influence du courant de décharge et du diamètre du trou

L'évolution de la température du gaz avec le courant de décharge est tracée sur la figure 3.5 pour différents diamètres de la MHCD. Nous avons réalisé les mesures pour un diamètre de 400  $\mu\text{m}$  et nous comparons ici nos résultats à ceux que Xavier Aubert avait obtenus durant sa thèse pour des diamètres de 100 et 200  $\mu\text{m}$ .

Premièrement, quelque soit le diamètre de la MHCD, nous observons que la température du gaz augmente logiquement mais modérément avec le courant de décharge. Lorsque le courant est doublé, la température augmente d'un facteur 1.2 environ, soit une augmentation de 20 %.

Deuxièmement, étant donné la précision de la mesure de la température ( $\pm 10$  K), nous voyons que la température du gaz ne dépend que très faiblement du diamètre du trou. Cette faible dépendance peut s'expliquer en raisonnant sur les conséquences de la diminution du diamètre du trou. En effet, lorsque le diamètre du trou décroît la densité de puissance à courant constant augmente étant donné que le volume diminue. Cette



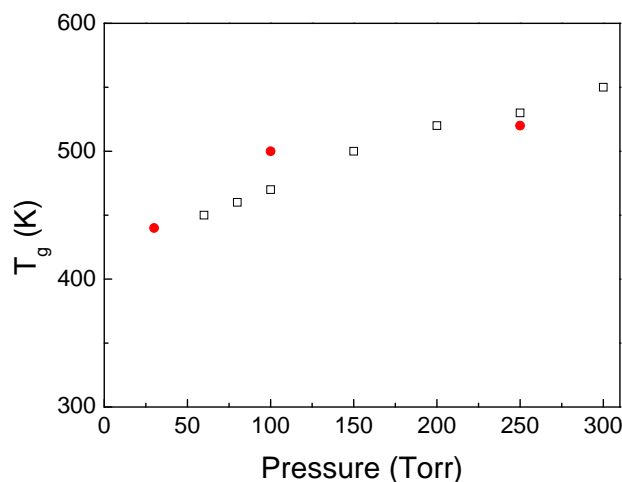


FIGURE 3.6 – Evolution de la température du gaz  $T_g$  avec la pression du gaz pour un courant de décharge de 1.5 mA pour un diamètre du trou de 400  $\mu\text{m}$  (rouge) et 100  $\mu\text{m}$  (noir).

augmentation de la densité de puissance devrait engendrer une augmentation de la température du gaz. Néanmoins, le fait de diminuer le diamètre du trou réduit la distance aux parois et donc la dissipation thermique est plus rapide ce qui doit entraîner une diminution de la température du gaz. Ces deux effets contraires se compensent donc et entraînent une faible influence du diamètre du trou sur l'évolution de la température du gaz avec le courant de décharge.

### Influence de la pression

L'évolution de la température du gaz en fonction de la pression pour un courant donné est présentée sur la figure 3.6. Sur cette figure ont été superposés nos résultats obtenus pour un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre, aux résultats de Xavier Aubert obtenus pour un trou de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre. Premièrement, nous pouvons noter que nous retrouvons la non-dépendance de la température du gaz au diamètre du trou observée au paragraphe précédent. Deuxièmement, cette courbe montre que la température du gaz ne dépend que faiblement de la pression. En effet, lorsque que la pression est multipliée par 10 (30-300 Torr), la température passe de 440 K à 550 K, soit une augmentation de 25 %. Nous avons observé une augmentation comparable de  $T_g$  dans le paragraphe précédent mais lorsque que le courant était simplement doublé. Ainsi, la température du gaz présente une dépendance plus importante au courant de décharge qu'à la pression.

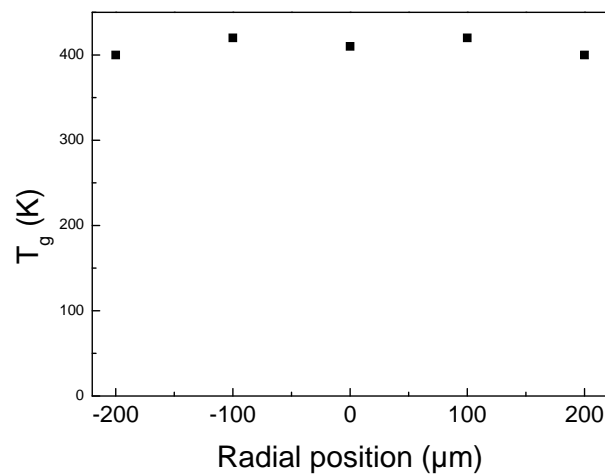


FIGURE 3.7 – Evolution radiale de la température du gaz  $T_g$  pour une pression de 100 Torr, un courant de décharge de 0.5 mA et un diamètre de 400  $\mu\text{m}$ .

### Evolution radiale de la température

Pour clore cette étude sur la température du gaz est tracée sur la figure 3.7 l'évolution radiale de la température pour une pression de 100 Torr et un courant de décharge de 0.5 mA. Cette évolution a été obtenue en simulant des spectres correspondant aux spectres enregistrés expérimentalement à différentes positions radiales.

Cette figure montre que la température du gaz est relativement constante le long du diamètre de la MHCD à  $\pm 20$  K. Cette évolution est probablement due au fait que le chauffage du gaz est localisé au niveau des bords de la MHCD et qu'une partie du transfert de chaleur s'effectue le long de la direction axiale du sandwich.

## 3.3 Densité électronique

Dans cette section, nous nous intéressons à la densité électronique sous les mêmes conditions expérimentales que celles considérées au cours de l'étude de la température du gaz.

### 3.3.1 Principe de la mesure

Comme exposé au chapitre 2, pour mesurer la densité électronique nous enregistrons les images de l'émission de la raie  $H_\beta$  dispersées par le spectromètre sur le capteur de la caméra CCD pour différentes conditions de courant et de pression. La fente d'entrée du monochromateur est ouverte sur une épaisseur de 100  $\mu\text{m}$ . La figure 3.8 montre un

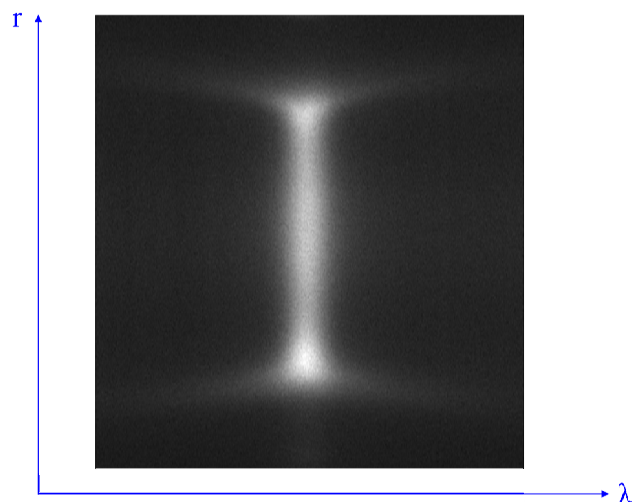


FIGURE 3.8 – Image de la raie  $H_\beta$  avec la fente d'entrée du monochromateur fermée sur une épaisseur de  $100 \mu\text{m}$ , pour un courant de décharge de  $1 \text{ mA}$ , une pression de  $150 \text{ Torr}$  et un diamètre du trou de  $400 \mu\text{m}$ .

exemple d'une image de la raie  $H_\beta$  pour un courant de  $1 \text{ mA}$  et une pression de  $150 \text{ Torr}$ . L'élargissement de la raie apparaît clairement aux extrémités de la décharge sur l'axe vertical qui correspond à l'axe de la position radiale à l'intérieur du trou.

Les profils horizontaux dispersés spectralement des images enregistrées fournissent les profils d'intensité d'émission de la raie  $H_\beta$  à différentes positions verticales qui correspondent à différentes positions radiales au sein de la décharge. La figure 3.9 montre l'évolution radiale des profils de raie obtenus pour un diamètre du trou de  $400 \mu\text{m}$ , un courant de décharge de  $1 \text{ mA}$  et une pression du gaz de  $50$  et  $150 \text{ Torr}$ . De manière à diminuer le rapport signal sur bruit, un moyennage sur cinq pixels verticaux est réalisé pour chaque position radiale.

Pour une pression de  $50 \text{ Torr}$ , nous observons une évolution régulière de l'intensité et de la largeur à mi-hauteur de la raie depuis le centre de la décharge jusqu'au bord du trou. En comparant les profils obtenus pour une pression de  $50 \text{ Torr}$  et ceux obtenus pour une pression de  $150 \text{ Torr}$ , nous constatons que la pression a une influence sur l'évolution radiale du profil de la raie. En effet, le profil de la raie semble être plus large sur les bords du microtrou ( $r=120 \mu\text{m}$ ) à  $150 \text{ Torr}$ .

De manière à évaluer l'élargissement de la raie, nous utilisons un fit Lorentzien de chaque profil spectral. Le paramètre le plus utilisé pour mesurer l'élargissement d'une raie indépendamment de son intensité, est la largeur à mi-hauteur (FWHM) ou simplement

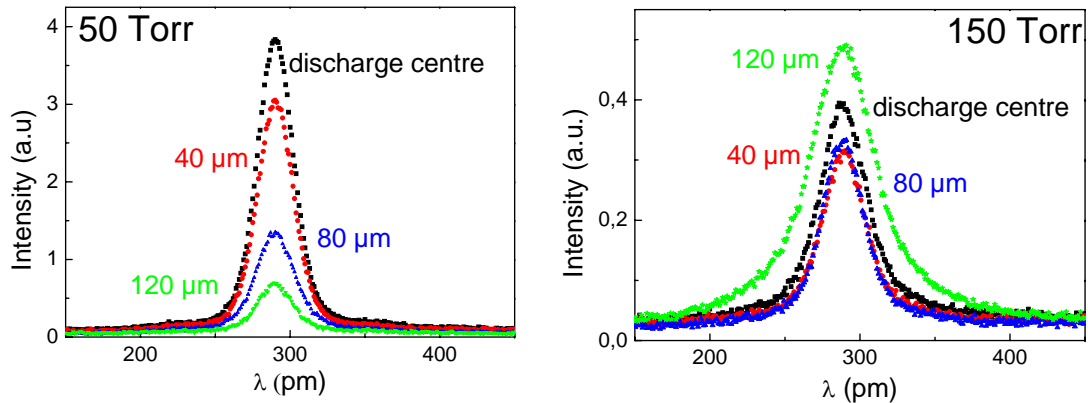


FIGURE 3.9 – Profils spectraux de la raie d’émission  $H_\beta$  à 486.1 nm, à différentes positions radiales ( $r=0$ ,  $r=40$ ,  $r=80$  et  $r=120 \mu\text{m}$ ), pour une pression de 50 (à gauche) et 150 Torr (à droite), un courant de décharge de 1 mA et un diamètre du trou de 400  $\mu\text{m}$ .

la mi-largeur (HWHM). Les résultats sont présentés sur la figure 3.10 pour 4 pressions différentes.

Nous observons sur cette figure, qu’au centre de la décharge ( $-100 < r < 100 \mu\text{m}$ ), l’élargissement de la raie est relativement constant radialement pour une pression donnée, l’élargissement augmentant légèrement avec la pression. Nous observons également une augmentation soudaine de l’élargissement lorsque l’on se rapproche de la cathode et donc de la gaine cathodique pour les plus hautes pressions (100 et 150 Torr). Cette augmentation peut avoir deux origines possibles : soit elle correspond à une réelle augmentation de la densité électronique près de la cathode, la densité présentant à ce moment là un profil de densité creux au centre, soit elle correspond à la contribution à l’élargissement du champ électrique intense présent dans la gaine cathodique. Dans les deux cas, c’est un champ électrique qui entraîne un élargissement de la raie mais dans le premier cas c’est le champ électrique créé localement par les particules chargées (effet Holtzmark) et dans le deuxième cas c’est le champ électrique statique induit par la différence de potentiels appliquée entre les électrodes (effet Stark).

De manière à déterminer laquelle de ces deux hypothèses se trouve être la réelle origine de cette augmentation de l’élargissement près des bords, nous avons voulu utiliser le fait que pour un champ électrique statique donné, le profil de la raie  $H_\beta$  est différent selon la polarisation d’observation. Ceci nous a conduit à utiliser un polariseur et à considérer deux polarisations d’observation et voir si les largeurs de raie associées sont différentes. Le champ créé par les particules chargées étant isotrope, le profil de la raie associé n’est

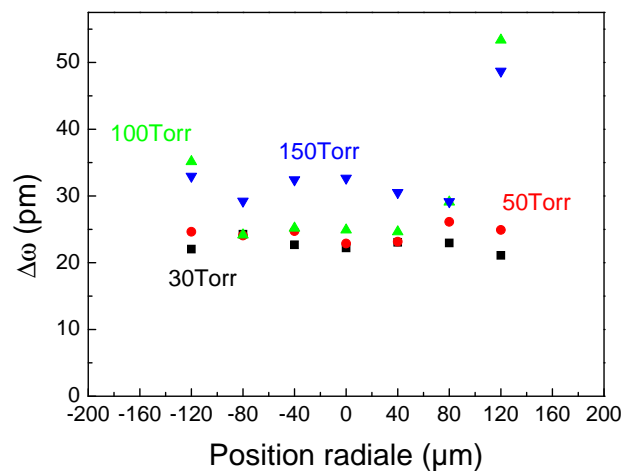


FIGURE 3.10 – Evolution radiale de la largeur à mi-hauteur du profil d’émission de la raie  $H_\beta$  à 30 (noir), 50 (rouge), 100 (vert) et 150 Torr (bleu), dans le trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre et un courant de décharge de 0.5 mA.

pas modifié par la polarisation d’observation alors que le profil de raie associé au champ statique, dont la direction définit l’axe de quantification, sera modifié avec la polarisation d’observation. Malheureusement, nous n’avons pas pu réaliser ce test car le polariseur atténue trop le signal d’émission et il a été difficile de tirer une conclusion des images CCD.

Pour s’affranchir de l’utilisation d’un polariseur tout en gardant le même principe, nous avons utilisé une des caractéristiques intrinsèques du spectromètre à savoir que l’efficacité de transmission du réseau dépend de la direction de la polarisation de la lumière incidente par rapport à celle des traits le constituant. Le coefficient de transmission associé à une lumière polarisée parallèlement aux traits du réseau est dix fois plus important que celui associé à une lumière polarisée perpendiculairement. Le champ électrique dans la gaine étant radial et dirigé du centre du trou vers la cathode, le champ électrique est vertical au centre de l’image de la MHCD alors que sur le bord il est horizontal, comme le montre la figure 3.11. Ainsi, en modifiant la position de l’image de la décharge sur la fente d’entrée, la polarisation de la lumière émise par la décharge est parallèle aux traits du réseau dans le premier cas (3.11 (droite)) et perpendiculaire dans le deuxième cas (3.11 (gauche)) ce qui implique une efficacité de transmission différente. Nous n’avons pas observé de différence significative des intensités d’émission relatives à chacune de ces deux positions de la fente d’entrée ce qui indiquerait donc plutôt un effet de densité qu’un effet du champ électrique intense régnant dans la gaine.

Au chapitre 5, nous présenterons deux modèles de gaine de charge d’espace qui nous

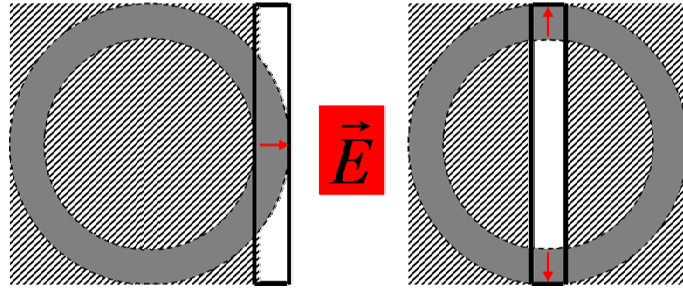


FIGURE 3.11 – Schématisation de la position de la fente d'entrée du monochromateur par rapport à l'émission annulaire de la raie ionique.

permettront de déterminer son épaisseur et ainsi, la frontière entre le corps du plasma et la gaine. Les prédictions de ces modèles indiquent que les points expérimentaux pour une position radiale de  $120 \mu\text{m}$  se trouvent à l'intérieur de la gaine pour des pressions de 30 et 50 Torr alors qu'ils se trouvent à l'extérieur de la gaine pour des pressions de 100 et 150 Torr. Ainsi, l'effet du champ électrique intense présent dans la gaine devrait apparaître aux plus basses pressions et non plus hautes. Cette observation va donc également dans le sens d'une augmentation réelle de la densité électronique pour 100 et 150 Torr à  $r=120 \mu\text{m}$  et non d'une contribution du champ électrique à l'élargissement Stark. Cette augmentation possible de la densité électronique à l'extérieur de la gaine pourrait provenir de l'équivalent de la lueur négative dans les décharges DC (p.451 [21]), région de la décharge située après la gaine lorsque l'on s'éloigne de la cathode. Néanmoins, l'existence et la localisation de cette région dans la configuration cylindrique du système est difficile à établir.

Les conclusions des raisonnements expérimentaux et théoriques des deux derniers paragraphes pencheraient donc plutôt pour une augmentation de la densité électronique aux plus hautes pressions lorsque l'on se rapproche de la cathode impliquant ainsi un creux de densité au centre. Néanmoins, nous verrons au chapitre 6 que même s'il est effectivement possible d'obtenir un creux de densité au centre, ce dernier est loin d'être significatif. D'autre part, le fait que cette augmentation ne soit pas identique de part et d'autre du centre du trou pourrait tout simplement indiquer qu'elle soit liée à une dissymétrie de la décharge. L'augmentation plus marquée pour une position radiale de  $120 \mu\text{m}$  indiquerait à ce moment là un point chaud au niveau duquel la densité électronique est plus élevée. A la lumière de tous ces éléments, nous voyons qu'il est difficile de conclure sur l'origine de

cette augmentation locale de l'élargissement Stark pour des pressions de 100 et 150 Torr. A ce jour, nous ne comprenons toujours pas l'origine de cette observation expérimentale et ce point reste donc à éclaircir.

La densité électronique ne peut être directement déduite des mesures présentées figure 3.10 car l'élargissement de la raie  $H_\beta$  possède différentes origines (cf. annexes). En premier lieu, toute raie présente un élargissement naturel du fait du principe d'incertitude d'Heisenberg mais celui-ci est négligeable devant les autres élargissements possibles. La première cause d'élargissement prise en compte ici est la fonction d'appareil qui est due aux composants optiques présents au sein du spectromètre. Un profil gaussien donne une bonne approximation de la fonction d'appareil. Sa largeur à mi-hauteur (FWHM),  $\Delta\lambda_{app}$ , obtenue à partir de la largeur de la raie ionique d'argon, est égale à 4.5 pm environ. La seconde cause d'élargissement est l'effet Doppler dont le profil associé est gaussien et dont la largeur dépend de la température du gaz. La largeur à mi-hauteur,  $\Delta\lambda_D$ , a pour expression [61] :

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda \left( \frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.11)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la raie enregistrée,  $M$  la masse atomique de l'hydrogène (1 g/mol) et  $T$  la température des atomes d'hydrogène en Kelvin, égale à la température du gaz  $T_g$  du fait de l'importante fréquence de collisions. A titre d'exemple,  $\lambda_D=7$  pm pour une température de 450 K.

La troisième contribution à l'élargissement de la raie est l'élargissement lié à la pression, causé par la perturbation des niveaux d'énergie des atomes émetteurs engendrée par la présence d'espèces neutres dans leur voisinage. L'élargissement de pression, qui conduit à un profil Lorentzien, est subdivisé en deux sous-catégories : l'élargissement de résonance lorsque les émetteurs et les perturbateurs sont de même nature et que l'un des niveaux d'énergie de la raie observée est résonant, et l'élargissement Van der Waals lorsque que les émetteurs sont perturbés par les neutres d'un gaz différent [47]. Sous nos conditions de travail, la concentration en atomes d'hydrogène est extrêmement faible, ainsi, seul l'élargissement Van der Waals est pris en compte. Ce dernier, qui correspond aux collisions des électrons avec les atomes d'argon, dépend donc de la densité des atomes d'argon et de la température du gaz. L'expression de la largeur à mi-hauteur correspondante,  $\Delta\lambda_{vdW}$ , est la suivante [62] :

$$\Delta\lambda_{vdW} = 3 \times 10^{-9} \lambda^2 C_6^{\frac{2}{5}} \left( \frac{T_g}{\mu} \right)^{\frac{3}{10}} N \quad (3.12)$$

où  $\mu$  est la masse réduite en u.a,  $N$  la densité de neutre en  $\text{m}^{-3}$  et  $C_6$  le coefficient de Van der Waals.  $\Delta\lambda_{\text{vdW}}$  est égal à 13 pm pour une pression de 150 Torr et une température du gaz de 500 K.

Enfin, la dernière contribution provient de l'effet Stark, dû aux interactions entre les atomes émetteurs et les particules chargées du plasma, il est donc directement relié à la densité électronique. Tout comme l'élargissement Van der Waals, cet élargissement conduit à un profil Lorentzien. L'expression de la largeur à mi-hauteur associée à l'effet Stark,  $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$ , est la suivante [52] :

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} = 4.7333 \times 200 \left( \frac{n_e}{10^{22}} \right)^{1/1.49} \quad (3.13)$$

où  $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$  est exprimé en pm et  $n_e$  en  $\text{m}^{-3}$ .

L'élargissement total de la raie résulte de l'effet combiné (convolution) de toutes les causes contribuant à ce phénomène. Chaque cause d'élargissement a une importance relative vis-à-vis des autres selon les conditions opératoires, entraînant un déplacement des niveaux d'énergie des atomes émetteurs et finalement élargissant de manière plus ou moins importante le profil de raie correspondant. L'information qui nous intéresse ici, est l'élargissement du profil induit uniquement par l'effet Stark. Cette contribution est obtenue en séparant (déconvolution) l'élargissement Stark de l'élargissement total de la raie. Pour ce faire, il faut déterminer la valeur des élargissements autres que celui induit par l'effet Stark. Aux vues des dépendances de chacune des contributions responsables de l'élargissement, la température du gaz est un paramètre déterminant. Ainsi, en utilisant les résultats présentés à la section précédente, les élargissements Doppler et Van der Waals peuvent être calculés pour chacune des conditions expérimentales de pression et de courant de décharge. Comme exposé précédemment, les différents élargissements présentent un profil Gaussien (instrumental et Doppler) ou Lorentzien (Van der Waals et Stark). Pour deux profils Gaussien, dont le produit de convolution est également une gaussienne, la FWHM totale vaut  $\Delta\lambda_{\text{tot}}^2 = \Delta\lambda_1^2 + \Delta\lambda_2^2$ . Pour deux profils Lorentzien, dont le produit de convolution est également une lorentzienne, la FWHM est simplement égale à  $\Delta\lambda_{\text{tot}} = \Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2$ . En revanche, la convolution de profils Gaussiens et Lorentziens conduit à un profil de Voigt dont la largeur à mi-hauteur ne présente pas une forme analytique simple [53].

L'élargissement Stark est obtenu en utilisant l'expression suivante, proposé dans [52] :

$$\Delta\lambda_{\text{Stark}} = \left( \Delta\lambda_{\text{mes}}^{1.4} - \Delta\lambda_{\text{DI}}^{1.4} \right)^{\frac{1}{1.4}} - \Delta\lambda_{\text{vdW}} \quad (3.14)$$



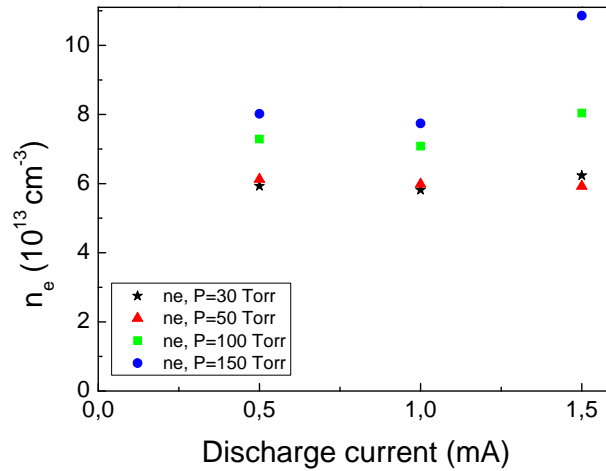


FIGURE 3.12 – Evolution de la densité électronique avec le courant de décharge pour une pression de 30 (étoiles noires), 50 (triangles rouges), 100 (carrés verts) et 150 Torr (cercles bleus), dans un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre.

avec

$$\Delta\lambda_{\text{DI}} = (\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_{\text{app}}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3.15)$$

Finalement, la valeur absolue de la densité électronique est déduite de la valeur de l'élargissement Stark en utilisant l'équation suivante :

$$n_e = 10^{22} \left( \frac{\Delta\lambda_{\text{Stark}}}{4.7333 \times 200} \right)^{1.49} m^{-3} \quad (3.16)$$

où  $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$  est exprimé en picomètre.

### 3.3.2 Résultats

#### Influence du courant de décharge

La figure 3.12 présente l'évolution de la densité électronique au centre c'est-à-dire en  $r = 0$  (rappelons qu'elle ne dépend pratiquement pas de la position radiale, cf. figure 3.10) en fonction du courant de décharge pour quatre pressions différentes.

Premièrement, cette figure montre que la densité électronique au sein de la MHCD durant le régime normal de fonctionnement est de l'ordre de quelques  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Nous nous situons donc proche de la limite de validité de la technique de mesure de la densité électronique par l'utilisation de l'élargissement Stark de la raie  $\text{H}_\beta$  (cf. chapitre 2).

Deuxièmement, nous observons sur cette figure que le courant de décharge n'a qu'une faible influence sur la densité électronique, excepté pour 150 Torr. En effet, pour une pression du gaz de 30 et 50 Torr, la densité électronique reste quasiment constante sur une plage où le courant est triplé. Sur cette même plage, pour une pression de 100 Torr, on note une très légère augmentation de la densité électronique mais compte tenu des barres d'erreur, nous pouvons considérer que  $n_e$  reste quasiment indépendante du courant de décharge à 100 Torr aux incertitudes de mesure près. En effet, pour des densités électroniques de l'ordre de 1 à  $2.10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , l'incertitude est de l'ordre de  $0,5.10^{13} \text{ cm}^{-3}$  alors que pour des densités plus importantes, il faut rajouter une incertitude de l'ordre de 10 % de la valeur de  $n_e$  (par exemple pour  $n_e=8.10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Delta n_e=1,3.10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ). Pour cette même variation de courant, nous avons observé une augmentation de 25 % de la température du gaz, cette dernière présentant ainsi une plus grande dépendance au courant de décharge que la densité électronique.

Enfin, pour une pression de 150 Torr,  $n_e$  augmente avec le courant de décharge, la densité électronique passant de  $8.10^{13} \text{ cm}^{-3}$  à  $11.10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , soit une augmentation de 36 % environ.

Le fait que la densité électronique soit quasiment indépendante du courant de décharge (excepté à 150 Torr) provient du fait que dans le régime normal de fonctionnement de la MHCD, l'augmentation du courant de décharge s'accompagne d'une augmentation de la surface d'expansion cathodique de la décharge (cf. chapitre 2). Ainsi, la densité de courant qui correspond au rapport du courant sur la surface sur laquelle il est collecté, reste quasiment constante lorsque que le courant de décharge augmente entraînant une faible variation de la densité électronique.

Cette non-dépendance de  $n_e$  avec le courant pour des pressions inférieures à 150 Torr pourrait également provenir de la précision de la méthode de détermination de la densité électronique. En effet, la méthode qui consiste à utiliser l'élargissement Stark de la raie  $H_\beta$  n'est adaptée qu'à la mesure de densités supérieures ou égales à quelques  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Or, pour les plus faibles pressions étudiées ici, pour lesquelles les densités sont plus faibles, nous sommes proches du seuil de validité de cette méthode. Ainsi, la précision n'est peut être pas assez grande pour pouvoir suivre l'évolution de la densité sur une si petite plage de courant. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, durant le régime auto-impulsionnel, le courant peut atteindre quelques dizaines de milliampères, la densité électronique étant dans ce cas là, un ou deux ordres de grandeur plus importante que durant le régime normal. Le courant joue donc clairement un rôle important sur la valeur absolue de la densité électronique. La plage de courant considérée ici est peut être tout simplement trop faible.

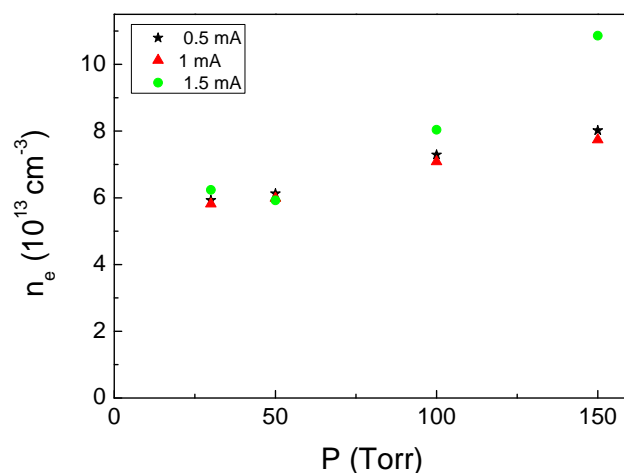


FIGURE 3.13 – Evolution de la densité électronique avec la pression du gaz pour un courant de décharge de 0.5 (étoiles noires), 1 (triangles rouges) et 1.5 mA (cercles verts), dans un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre.

### Influence de la pression

L'évolution de la densité électronique avec la pression du gaz est tracée sur la figure 3.13 pour trois courants de décharge différents.

Nous retrouvons la tendance observée au paragraphe précédent : la densité électronique augmente avec la pression du gaz. En effet,  $n_e$  augmente avec la pression quelque soit le courant de décharge, l'augmentation étant d'autant plus importante que le courant est élevé. Pour des courants de décharge de 0.5 et 1 mA, l'évolution de  $n_e$  est similaire, avec une densité qui augmente d'un facteur 1.3 soit une augmentation de 30 % environ lorsque la pression est multipliée par cinq. Pour un courant de 1.5 mA, l'évolution est plus importante, avec une densité électronique multipliée par un facteur 1.8, soit une augmentation de 80 % sur la même plage de pression.

Ainsi, contrairement à ce qui a été vu au paragraphe précédent, la pression du gaz joue un rôle beaucoup plus important pour l'évolution de la densité électronique que pour la température du gaz. En effet, pour cette dernière, une multiplication par 10 de la pression n'entraîne qu'une augmentation de 25 %.

Pour expliquer cette évolution de  $n_e$  avec la pression du gaz, nous pouvons raisonner de la même façon que nous l'avons fait pour l'influence du courant de décharge. En effet, lorsque la pression du gaz augmente, nous avons observé expérimentalement que l'expansion de la décharge sur la surface extérieure de la cathode diminue. La surface sur laquelle est collecté le courant est donc diminuée entraînant ainsi, pour un courant de décharge fixe, une augmentation de la densité de courant. Cette augmentation contribue fortement

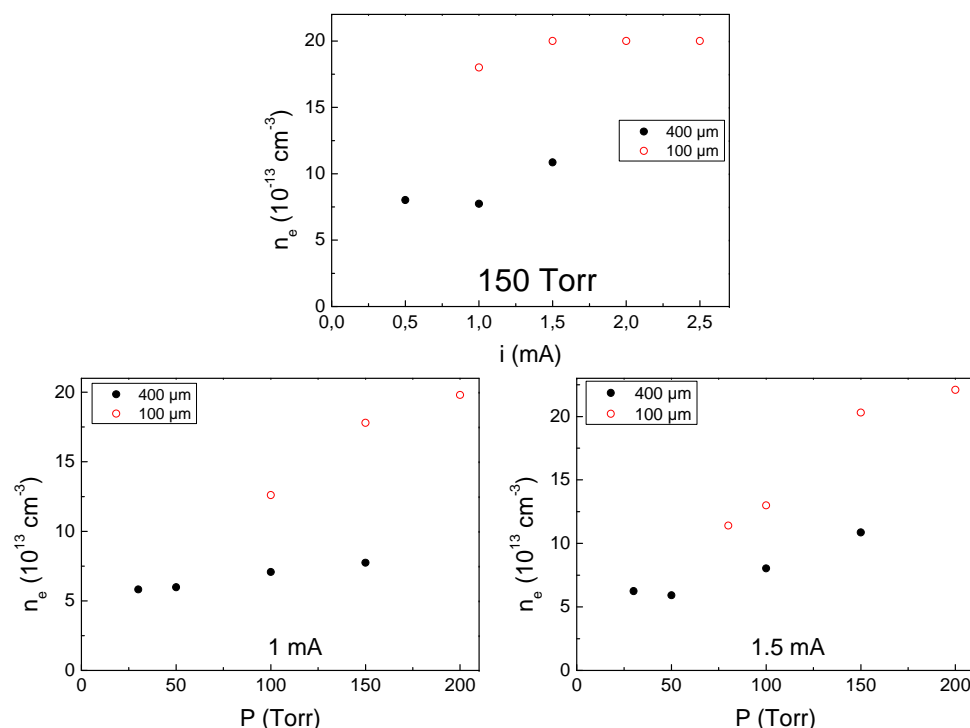


FIGURE 3.14 – Evolution de la densité électronique avec le courant de décharge pour une pression de 150 Torr (en haut) et avec la pression du gaz pour des courants de décharge de 1 (à gauche) et 1.5 mA (à droite), dans des trous de diamètre respectif 400  $\mu\text{m}$  (noir) et 100  $\mu\text{m}$  (rouge).

à l'augmentation de la densité électronique.

### Influence du diamètre du trou

Le dernier paramètre à étudier est le diamètre du trou. Nous comparons nos résultats obtenus pour un diamètre de 400  $\mu\text{m}$  aux résultats de Xavier Aubert obtenus pour un diamètre quatre fois plus faible. Sur la figure 3.14 sont présentées l'évolution de  $n_e$  avec le courant de décharge pour une pression de 150 Torr ainsi que l'évolution de  $n_e$  avec la pression du gaz pour des courants de 1 et 1.5 mA.

Premièrement, quelque soit le paramètre d'étude (courant de décharge ou pression) la densité électronique dans le trou de plus petit diamètre est plus grande. En effet, quelque soit le couple courant/pression considéré,  $n_e$  pour le diamètre de 100  $\mu\text{m}$  est environ deux fois plus élevée que pour le le diamètre de 400  $\mu\text{m}$ . Deuxièmement, nous retrouvons la très faible dépendance de  $n_e$  avec le courant de décharge pour le diamètre de 100  $\mu\text{m}$ , que nous avons observé dans le paragraphe précédent pour le diamètre de 400  $\mu\text{m}$ . En

revanche, en ce qui concerne l'influence de la pression du gaz, la diminution du diamètre du trou entraîne une plus grande variation de  $n_e$  avec la pression quelque soit le courant de décharge. En effet, pour un courant de décharge de 1.5 mA, la pente de  $n_e=f(P)$  est doublée lorsque le diamètre du trou est divisé par 4, et pour un courant de 1 mA cette pente est même multipliée par un facteur 4.

Le fait que la densité électronique mesurée soit plus faible pour un diamètre du trou plus important est dû au plus grand volume de décharge obtenu dans ce cas là et par conséquent, à la plus petite densité de puissance correspondante.

### Comparaison avec la littérature

Nos valeurs de densité électronique ne peuvent pas être directement comparées à celles publiées dans la littérature car le diamètre du trou et le courant de décharge ne sont pas forcément identiques. Les expériences de Xia *et al.* [63] (diamètre de 100  $\mu\text{m}$  et  $i=1$  mA) et les calculs de Kushner *et al.* [64] (diamètre de 200  $\mu\text{m}$  et  $i=2$  mA) donnent des densités près de deux fois plus importantes que les nôtres. Ceci provient de l'argument exposé précédemment, à savoir qu'un trou de plus petit diamètre entraîne une plus grande densité de puissance. Miclea *et al.* [65] (diamètre de 100  $\mu\text{m}$  et  $i=3$  mA) donnent des valeurs  $n_e$  environ quinze fois plus élevées que les nôtres, ce qui est également cohérent avec l'écart en densité de puissance. Néanmoins, les résultats expérimentaux de Penache *et al.* [66] (diamètre de 300  $\mu\text{m}$  et  $i=0.5$  mA) donnent des densités bien plus importantes pour des densités de puissance comparables. Penache *et al.* ont utilisé la spectroscopie d'absorption laser pour déterminer  $n_e$ , et malgré l'incertitude de mesure mentionnée dans leur article, elle ne peut expliquer un tel écart. En revanche, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la densité électronique en régime auto-impulsionnel peut être un ou deux ordres de grandeur supérieure à la densité électronique en régime normal. Etant donné que le courant de décharge correspondant à leurs expériences est de 0.5 mA, c'est-à-dire proche du courant de transition entre le régime normal et le régime auto-impulsionnel, leurs mesures ont peut-être été réalisées durant le régime auto-impulsionnel expliquant ainsi les valeurs élevées de  $n_e$  mesurées.

## 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié par spectroscopie d'émission la MHCD durant le régime stable normal, qui correspond à une décharge allumée à l'intérieur du trou mais qui s'étend également sur la surface cathodique extérieure. Dans un premier temps, nous avons étudié la structure de la décharge et nous avons identifié un corps de plasma centré

sur le trou où se produisent des mécanismes d'ionisation et de recombinaison et une gaine cathodique annulaire où se produisent des collisions entre les atomes d'argon et les électrons énergétiques secondaires émis à la surface cathodique par bombardement ionique et accélérés par le champ électrique intense présent dans la gaine. La position de la lisière de cette dernière pourrait être liée à la position des maxima d'excitation de la raie ionique d'argon étudiée. Cette hypothèse sera vérifiée au chapitre 5 dans lequel deux modèles de gaine seront proposés pour estimer son épaisseur. Nous avons ensuite mesuré la température du gaz. Cette dernière présente une plus grande dépendance au courant de décharge qu'à la pression régnant au sein du réacteur et un profil radial quasiment plat ce qui indique qu'une partie du transfert thermique s'effectue le long de la direction axiale du sandwich. Ces valeurs de température représenteront un des paramètres d'entrée des modèles de gaine proposés au chapitre 5. Enfin, nous avons estimé la densité électronique au sein de la MHCD qui est de l'ordre de quelques  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  sous nos conditions de travail. L'expansion du plasma sur la surface extérieure de la cathode associée au régime normal permet d'expliquer l'augmentation de la densité électronique avec la pression ainsi que sa non dépendance au courant de décharge. Un modèle de transport de particules résolu dans la dimension radiale en géométrie cylindrique sera présenté au chapitre 6 de manière à obtenir le profil radial des électrons et des ions atomiques et moléculaires de l'argon en régime normal. Les densités électroniques mesurées dans ce chapitre constitueront l'un des paramètres d'entrée de ce modèle.

Avant de passer à la partie théorique nous allons présenter dans le chapitre suivant la même étude expérimentale mais pour le régime auto-impulsionnel durant lequel la décharge s'étend périodiquement sur la surface cathodique extérieure. Ce régime étant périodique nous allons pouvoir suivre l'évolution temporelle de la densité électronique et de la structure de la décharge et plus particulièrement de la taille de la gaine cathodique.

# Chapitre 4

## Résultats en régime auto-impulsionnel

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Structure de la décharge</b>	<b>62</b>
4.1.1	Evolution temporelle	62
4.1.2	Dynamique de la gaine	66
<b>4.2</b>	<b>Densité électronique</b>	<b>71</b>
<b>4.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>76</b>

---

Dans ce chapitre, nous réalisons la même étude que celle qui a été présentée dans le chapitre précédent, mais en régime auto-impulsionnel. Nous allons étudier la dynamique de la structure de la MHCD ainsi que les variations temporelles de la densité électronique. Nous n'avons pas mesuré les variations temporelles de la température du gaz et nous supposons que pour un même courant moyen la température du gaz est la même qu'en régime normal (cf. figure 3.5) étant donné que le temps caractéristique du transport de la chaleur est bien plus grand que les temps caractéristiques de variation des phénomènes observés. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'évolution temporelle (sur un cycle du régime auto-impulsionnel) de la structure de la décharge pour différentes pressions, grâce à l'observation des intensités d'émission des deux raies d'argon qui ont été utilisées pour l'étude du régime normal. Ensuite, en évoquant une partie des résultats qui seront exposés dans le chapitre 4 et en utilisant les profils radiaux des deux raies d'argon citées précédemment, nous verrons comment cette structure nous permet d'obtenir des informations sur la dynamique de la gaine de charge d'espace. Enfin, nous terminerons par l'étude de l'évolution temporelle de la densité électronique en utilisant l'élargissement Stark de la raie  $H_{\beta}$ .

Comme exposé au chapitre 1, le montage électrique a dû être complexifié pour l'étude expérimentale de ce régime instable de manière à rendre régulière la fréquence des signaux de tension et de courant et pouvoir ainsi réaliser des accumulations des signaux d'émission

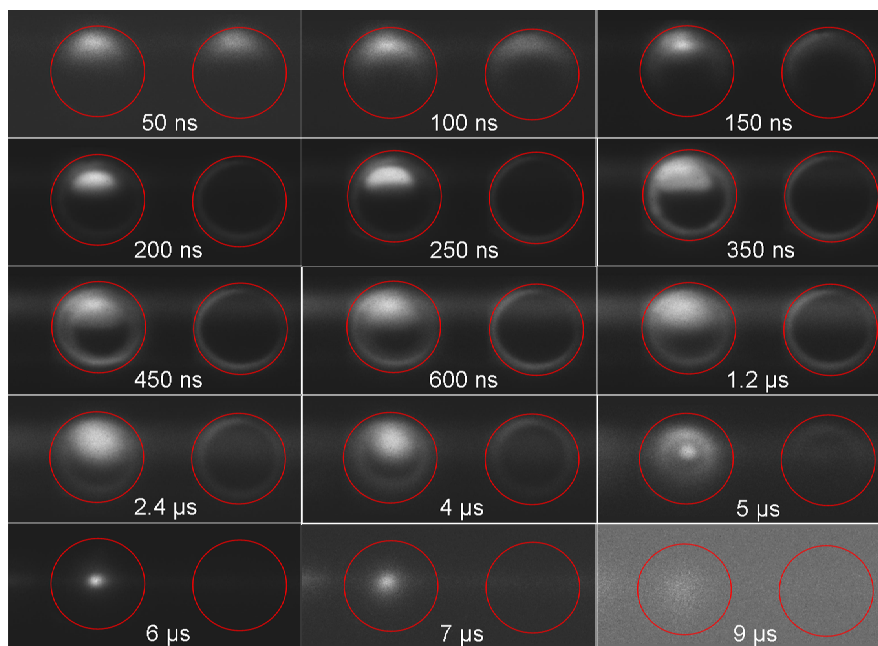


FIGURE 4.1 – Images CCD des raies Ar à 427.217 nm et  $Ar^+$  à 427.752 nm dans le trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre, pour une pression du gaz de 150 Torr à différents temps du cycle (50, 100, 150, 200, 250, 350, 450, 600, 1200, 2400, 4000, 5000, 6000, 7000 et 9000 ns).

optique avec la caméra CCD.

## 4.1 Structure de la décharge

### 4.1.1 Evolution temporelle

La figure 4.1 montre les images CCD de la MHCD de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre à différents instants du cycle auto-impulsionnel, obtenues avec une fente d'entrée du monochromateur totalement ouverte, pour une pression du gaz de 150 Torr. Le spectromètre forme les images de la raie atomique ( $5p[3/2]_1 - 4s[3/2]_1$ ) à 427.217 nm (à gauche) et de la raie ionique ( $4p'^2P_{3/2} - 4s'^2D_{5/2}$ ) à 427.752 nm (à droite) de l'argon. Des cercles rouges ont été rajoutés sur la figure 4.1 pour indiquer la position de la surface cathodique. De manière à comprendre cette évolution temporelle, il est important d'avoir en tête la forme des signaux électriques correspondant aux images CCD, à savoir la tension et le courant de décharge. Ces signaux sont présentés sur la figure 4.2, la période auto-impulsionnelle étant de 65  $\mu\text{s}$ . Précisons ici que la largeur de la porte CCD est de 50 ns ce qui implique que les signaux ont été intégrés entre les temps indiqués  $t$  et  $t+50$  ns.

Sur la figure 4.1, nous observons qu'à  $t=50$  ns l'émission des deux raies est quasiment identique. En effet, nous avons deux petites tâches (plus petites que le microtrou), locali-



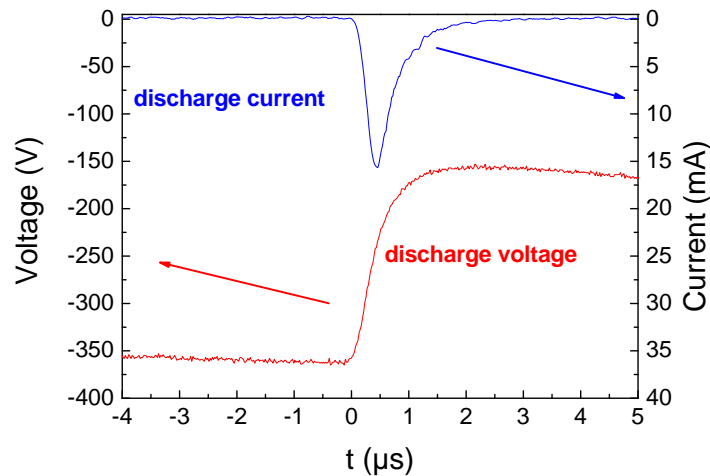


FIGURE 4.2 – Tension de décharge (en rouge) et courant de décharge (en bleu) en fonction du temps pour une pression de 150 Torr et un diamètre du trou de 400  $\mu\text{m}$ .

sées près du bord supérieur du trou (elles ne sont pas centrées). Ensuite, à  $t=100$  ns, nous gardons la même structure d'émission, les deux tâches ayant simplement été légèrement déformées et étalées. A  $t=150$  ns, la gaine de charge d'espace commence à apparaître sur l'image de la raie ionique, mais se limite pour l'instant à la région haute du microtrou, proche du cercle d'émission initial. La gaine s'aggrandit ensuite vers le centre du trou à  $t=200$  ns. Puis, à  $t=250$  ns, nous retrouvons la structure d'émission observée en régime normal stationnaire, bien que l'émission de la raie atomique dans le trou ne soit pas centrée. Le maximum d'émission est ensuite atteint à  $t=350$  ns. Cette structure n'évolue pas de façon significative entre 350 ns et 4  $\mu\text{s}$ , mais nous pouvons noter que l'émission dans le trou de la raie atomique perd en intensité (l'intensité d'émission de la raie est divisée par un facteur 20) et il semble que le diamètre de l'émission annulaire décroisse lentement. A  $t=5$   $\mu\text{s}$ , l'émission de la raie ionique devient difficilement visible, alors que l'émission de la raie atomique rétrécit et se concentre au centre du trou. Ensuite, pour un délai de 6  $\mu\text{s}$ , la raie ionique disparaît et l'excitation de la raie atomique devient un point intense au centre du trou. Ce point devient de moins en moins intense jusqu'à  $t=9$   $\mu\text{s}$ , temps au bout duquel l'émission de la raie atomique disparaît à son tour.

Nous pouvons donc séparer la séquence en trois différentes plages temporelles. Pour des temps inférieurs à 100 ns, l'émission provient essentiellement de la "région centrale" (émission non annulaire). A  $t=50$  ns, la décharge est initiée par un champ électrique présent presque partout dans l'espace interélectrodes à l'intérieur du trou et dont la valeur du champ électrique réduit correspondante  $E/N$  est de l'ordre de 300 Td. La structure de la décharge est donc sûrement très différente de celle observée durant le régime normal.

L'émission similaire pour les deux raies de l'argon doit certainement provenir de l'excitation de ces raies par impact électronique direct, le champ électrique interélectrodes au début du cycle (c'est-à-dire quand le plasma se trouve uniquement à l'intérieur du sandwich) étant suffisamment important et donc, les électrons suffisamment énergétiques, pour exciter la raie ionique et à fortiori la raie atomique. Cette phase pourrait donc être assimilée à un claquage.

Puis, entre 250 et 4000 ns, la structure ressemble à celle observée en régime stable. Nous pouvons donc postuler que l'émission "au centre" provient de la recombinaison électronique. L'intensité de l'excitation dans le trou de la raie atomique décroît (diminution d'un facteur 30), et ceci est dû à la chute rapide du courant de décharge et donc de la densité électronique. Pour un délai de la caméra CCD de  $5 \mu\text{s}$ , l'intensité de la raie atomique est plus importante au centre que sur les bords (émission environ 1.4 fois plus intense), alors que la raie ionique a pratiquement disparu. Cette observation suggère que l'excitation directe par impact électronique dans la gaine devient négligeable devant l'excitation par recombinaison au centre de la décharge. Enfin, pour un délai de  $6 \mu\text{s}$ , la raie atomique est toujours visible au centre alors que la forme annulaire a disparu tout comme la raie ionique. Cette situation dure jusqu'à  $t=9 \mu\text{s}$ , temps au bout duquel plus aucune émission n'est détectée jusqu'au prochain pic de courant,  $51 \mu\text{s}$  plus tard.

Ces acquisitions ont également été réalisées à plus basse pression. Les images des raies d'argon à différents temps du cycle auto-impulsionnel sont présentées sur la figure 4.3 pour une pression de 50 Torr. Les signaux électriques correspondant ont la même forme que ceux présentés figure 4.2, mais le courant de décharge maximal associé à ces conditions de travail vaut 1.9 mA et la période auto-impulsionnelle  $60 \mu\text{s}$ .

L'évolution à 50 Torr présente des similarités avec celle observée à 150 Torr. En effet, à  $t=0$  ns, l'émission des deux raies apparaît au centre du trou, la décharge étant cette fois-ci bien centrée contrairement à ce que l'on observe sur les images enregistrées à 150 Torr. L'intensité de cette émission centrée dans le trou augmente par la suite jusqu'à  $t=100$  ns, et à  $t=150$  ns nous retrouvons la structure de l'émission observée en régime normal. Notons ici que nous avons observé en régime normal pour une pression de 50 Torr, que l'émission de la raie atomique ne présentait pas de forme annulaire mais seulement une tâche centrée sur le trou. Ceci est dû au fait que plus la pression est faible, plus la taille de la gaine de charge d'espace est importante. Les maxima d'émission de la raie atomique observés près des bords à plus haute pression, s'en éloignent à plus basse pression. Ils ne forment ainsi plus qu'un seul pic d'émission au centre. Nous retrouvons ce comportement en régime auto-impulsionnel : quelque soit l'instant du cycle, la raie atomique ne présente pas d'émission annulaire.

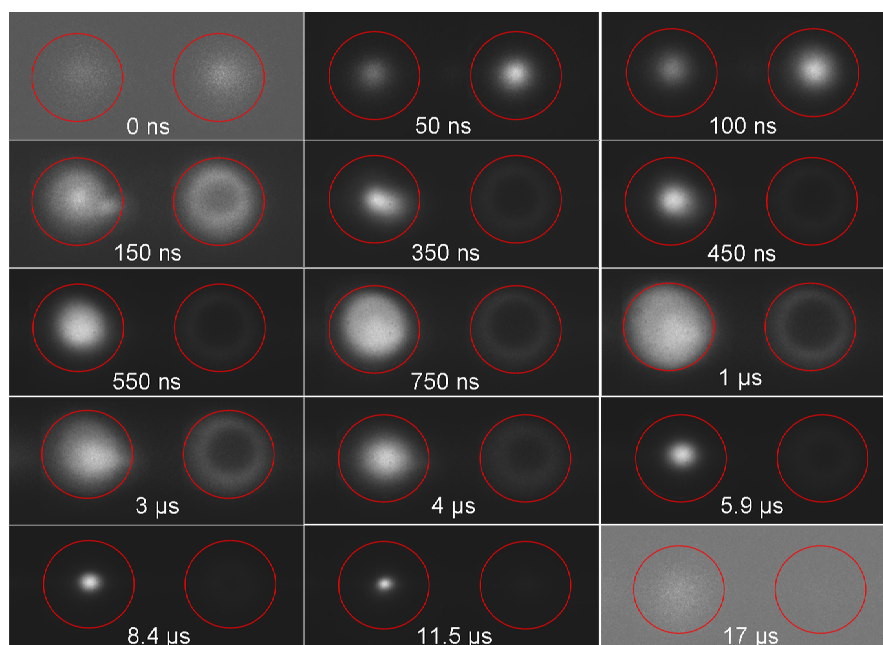


FIGURE 4.3 – Images CCD des raies Ar à 427.217 nm et  $Ar^+$  à 427.752 nm dans le trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre pour une pression du gaz de 50 Torr à différents temps du cycle (0, 50, 100, 150, 350, 450, 550, 750, 1000, 3000, 4000, 5900, 8400, 11500 et 17000 ns).

Pour une pression de 50 Torr, nous observons de manière plus fine l'évolution temporelle de l'émission de la raie atomique. En effet, durant la deuxième phase du cycle auto-impulsionnel (entre 150 ns et 4  $\mu\text{s}$ ), nous pouvons voir l'étalement progressif dans le trou de l'émission de la raie atomique. L'augmentation de cette surface d'émission coïncide avec l'augmentation du courant de décharge, qui atteint son maximum à  $t=1 \mu\text{s}$  (cf. figure 4.5), temps au bout duquel l'émission de la raie atomique couvre quasiment l'intégralité de la surface du trou. Le maximum d'émission de la raie ionique arrive au même moment. Le fait que l'évolution temporelle de l'émission des deux raies d'argon soit plus lente à 50 Torr qu'à 150 Torr pourrait correspondre à une multiplication de charges plus lente à plus basse pression et donc à une expansion du plasma sur la surface cathodique extérieure moins brutale. Puis, entre 1 et 4  $\mu\text{s}$ , la diminution du courant s'accompagne d'une diminution de la surface occupée dans le trou par l'émission de la raie atomique ainsi que de l'intensité d'émission de la raie ionique. Ensuite, à  $t=5.9 \mu\text{s}$ , la raie ionique disparaît et l'émission de la raie atomique se concentre au centre du trou. Cette concentration est de plus en plus prononcée au fur et à mesure que l'on avance dans le cycle auto-impulsionnel, jusqu'à  $t=17 \mu\text{s}$  où l'émission de la raie atomique disparaît presque totalement à son tour.

Malgré les similarités avec la structure observée à plus haute pression, nous observons une différence notable. Durant la première phase d'évolution de la structure de la dé-

charge (entre 0 et 100 ns), l'émission de la raie ionique est plus intense que celle de la raie atomique, alors que nous avons observé le contraire à 150 Torr. Pour être sûrs que cette différence ne provienne pas d'un problème d'acquisition, nous avons procédé à l'enregistrement de l'émission d'une autre paire de raies d'argon : une raie atomique à 434.5 nm et une raie ionique à 434.8 nm. L'évolution temporelle de ces deux raies confirme la tendance de la raie ionique à 427.512 nm observée, qui est bien plus intense que la raie atomique à 427.217 nm. Ceci pourrait peut-être s'expliquer par le fait qu'au début du cycle auto-impulsionnel, le plasma se limite à l'espace interélectrodes. Toute la tension est donc appliquée sur une épaisseur de 250  $\mu\text{m}$  qui correspond à l'épaisseur de la couche de diélectrique, entraînant un champ électrique  $E$  très intense (quelques  $10^6$  V/m). D'autre part, la pression du gaz étant faible ici (50 Torr), la densité de neutres  $N$  est plus faible que pour une pression de 150 Torr. Par conséquent, le champ réduit  $E/N$  est très important entraînant ainsi des électrons très énergétiques. Etant donné que la section efficace d'excitation par impact électronique de la raie atomique en fonction de l'énergie des électrons augmente dans un premier temps, atteint un maximum puis diminue, l'énergie des électrons est peut-être telle que nous avons franchi ce maximum ce qui entraîne donc une diminution de l'intensité de la raie atomique.

### 4.1.2 Dynamique de la gaine

Pour interpréter de manière plus fine l'évolution temporelle de ces émissions, et en particulier l'émission annulaire qui est reliée à la position de la lisière de la gaine, nous traçons maintenant le profil radial de ces images le long du diamètre de la MHCD. De manière à augmenter le rapport signal sur bruit, un moyennage sur cinq pixels horizontaux est réalisé pour chaque valeur du retard de la caméra CCD.

La figure 4.4 montre deux exemples de profils radiaux de l'intensité d'émission des raies d'argon étudiées, pour le délai de la caméra CCD correspondant au maximum de l'intensité d'émission pour une pression du gaz de 50 et 150 Torr respectivement.

Sur cette figure, apparaît clairement l'émission annulaire de la raie ionique, avec deux pics symétriques par rapport au centre du trou. Il apparaît également que plus la pression est importante, plus ces pics d'émission se rapprochent de la cathode. Comme évoqué au chapitre précédent où nous avons pu faire les mêmes observations, les pics d'émission de la raie ionique pourraient être liés à la position de la lisière de la gaine de charge d'espace, les électrons secondaires émis à la cathode étant accélérés par le champ électrique présent dans la gaine, et libérant leur énergie à une certaine distance de la cathode. Le fait que ces maxima d'émission se rapprochent du bord quand la pression du gaz augmente suggérerait donc que la taille de la gaine diminue. Cette hypothèse sera commentée un peu plus loin dans cette section et largement discutée dans le chapitre suivant.

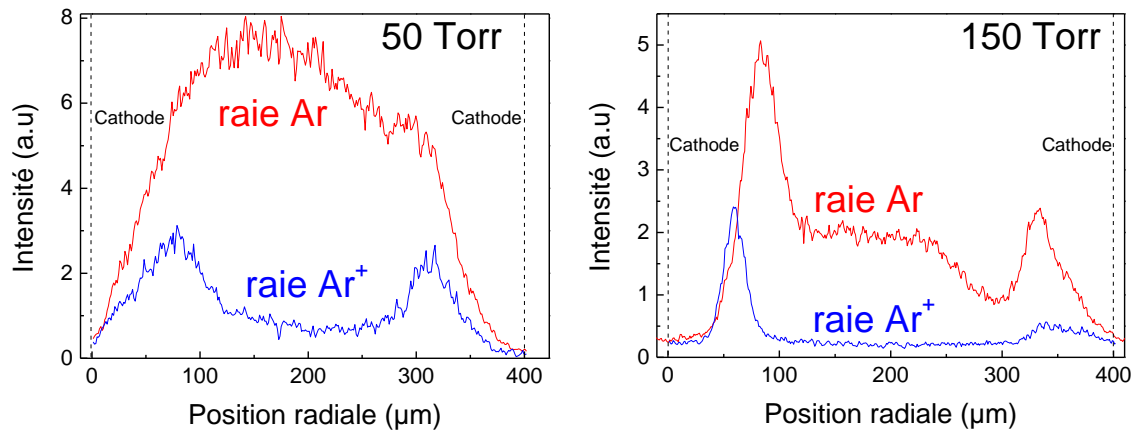


FIGURE 4.4 – Profils radiaux des intensités d’émission des raies Ar à 427.217 nm (en rouge) et  $\text{Ar}^+$  à 427.752 nm (en bleu) dans le trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre, pour une pression du gaz de 50 Torr et un délai de 900 ns (à gauche) et pour une pression de 150 Torr et un délai de 400 ns (à droite). La position de la cathode est indiquée en pointillés.

En ce qui concerne l’émission de la raie atomique, nous retrouvons également les profils observés en régime normal. En effet, pour une pression de 50 Torr il n’y a qu’un seul pic d’émission au centre dû à la recombinaison électron-ion, alors qu’à 150 Torr en plus de cette excitation centrale, nous retrouvons le profil de l’émission annulaire due à l’excitation électronique directe, avec deux pics d’émission symétriques par rapport au centre du trou. Notons que pour s’affranchir de la forte asymétrie de la décharge à 150 Torr que nous avons observée dans le paragraphe précédent qui entraîne la superposition du maximum d’intensité décentré et de l’émission annulaire, nous avons pris le profil horizontal (correspondant à l’axe spectral) et non vertical (correspondant à l’axe radial) de la raie atomique pour une pression de 150 Torr (cf. figure 2.11).

A partir des profils radiaux de l’intensité d’émission des deux raies d’argon obtenus pour chacun des délais de la caméra CCD, nous allons pouvoir déterminer l’évolution temporelle des positions des pics d’émission localisés près des bords et obtenir ainsi une tendance pour l’évolution temporelle de la gaine de charge d’espace. Pour ce faire, nous mesurons la distance séparant deux pics symétriques par rapport au centre du trou et nous la divisons par deux, ce qui donne le rayon de l’anneau d’émission. En ce qui concerne le cas à 50 Torr, étant donné que l’excitation directe annulaire de la raie atomique n’a pas lieu, nous obtenons le rayon de cet anneau uniquement pour la raie ionique. La figure 4.5 montre l’évolution temporelle de la différence entre le rayon du trou et le rayon de l’anneau d’émission pour une pression de 50 Torr, qui correspond à la distance entre la cathode et le pic d’émission de la raie ionique adjacent. Pour faciliter l’interprétation de cette évolution, les signaux électriques correspondant ont été superposés sur le graphique.

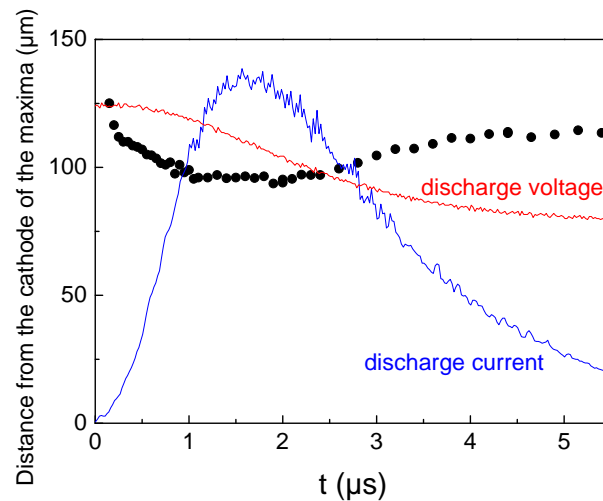


FIGURE 4.5 – Evolution temporelle de la distance entre la cathode et les maxima d’excitation électronique de la raie ionique (points noirs), du courant de décharge (ligne bleue) et de la tension de décharge (ligne rouge), dans le trou de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre pour une pression de 50 Torr.

Sur cette figure, nous pouvons distinguer quatre phases dans l’évolution temporelle de la position des maxima d’intensité d’émission de la raie ionique. Premièrement, entre 0 et  $1 \mu\text{s}$ , les pics se rapprochent de la cathode, la distance les séparant de cette dernière passant de 125 à  $100 \mu\text{m}$ . Ensuite, cette distance atteint un plateau qui dure jusqu’à  $t=2.4 \mu\text{s}$ , la distance entre les pics et la cathode restant à peu près égale à  $100 \mu\text{m}$  durant cet interval de temps. Puis, entre 2.4 et  $3.8 \mu\text{s}$ , cette distance augmente légèrement, passant de 100 à  $112 \mu\text{m}$ . Enfin, dans la dernière phase de l’évolution, l’écart entre les pics et les bords atteint un nouveau plateau, cet écart conservant une valeur constante d’environ  $112 \mu\text{m}$ .

Cette évolution temporelle de la distance séparant les maxima d’émission de la raie ionique et la cathode semble être liée à l’évolution temporelle des signaux électriques. Plus précisément, cette distance liée à l’épaisseur de la gaine, semble être plutôt corrélée à la variation du courant de décharge. En effet, une fois la structure d’émission en anneau apparue ( $t=150 \text{ ns}$ ), le rapprochement des pics du bord coïncide avec l’augmentation brutale du courant de décharge. Or, comme nous l’avons dit plusieurs fois précédemment, la position des pics près du bord est certainement reliée à la position de la lisière de gaine. Cette première phase correspondrait donc à une diminution de la taille de la gaine en parallèle de l’augmentation du courant et de la diminution de la tension. Ensuite, le premier plateau observé coïncide avec le changement de variation du courant, c’est-à-dire au moment où ce dernier atteint son maximum. Or, comme exposé au chapitre 1, ce maximum

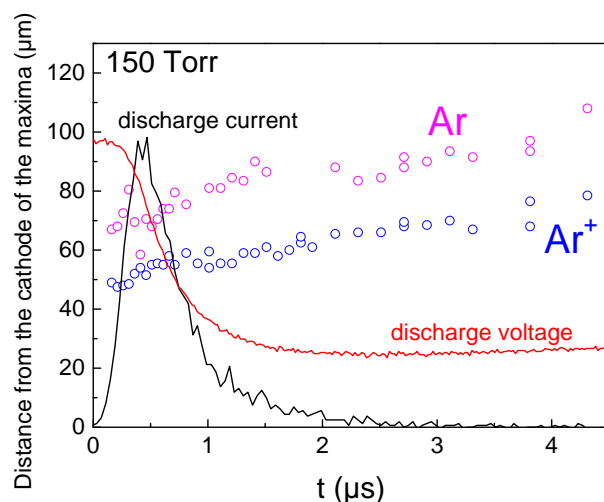


FIGURE 4.6 – Evolution temporelle de la distance entre la cathode et les maxima d’excitation électronique de la raie atomique (cercles magentas) et de la raie ionique (cercles bleus), du courant de décharge (ligne bleue) et de la tension de décharge (ligne rouge) dans le trou de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre pour une pression de 150 Torr.

correspond au moment où l’expansion du plasma sur la surface cathodique est maximale. Ainsi, durant cette phase, la gaine de charge d’espace atteindrait sa valeur minimale. La gaine se mettrait ensuite à augmenter, accompagnant ainsi la diminution du courant qui correspond à la diminution de la surface d’expansion cathodique du plasma accompagnant le retour progressif de la décharge à l’intérieur du trou. Aux temps plus longs, il n’est pas possible de commenter l’évolution de la gaine, plus aucun signal n’étant détecté.

Pour 150 Torr, l’émission de la raie atomique présente cette fois-ci en plus de la composante centrale due à la recombinaison électron-ion, une composante annulaire due à l’excitation électronique directe. Nous pouvons donc représenter également l’évolution temporelle de la distance entre les pics d’émission de la raie atomique proches des bords et la cathode, en appliquant la procédure exposée plus haut. La figure 4.6 montre cette évolution ainsi que celle des pics d’émission de la raie ionique pour une pression de 150 Torr. Les signaux électriques sont également superposés sur cette figure.

Premièrement, nous observons que quelque soit l’instant du cycle auto-impulsionnel considéré, le pic d’émission de la raie atomique se trouve plus loin de la cathode que le pic de la raie ionique, la distance les séparant étant environ égale à  $20 \mu\text{m}$ . Ceci a été expliqué au chapitre 3. Deuxièmement, les pics d’émission de la raie ionique et de la raie atomique s’éloignent de la cathode quand le temps augmente. Mais contrairement à ce qui avait été observé à 50 Torr, cette évolution de la position des pics d’émission semble être plutôt

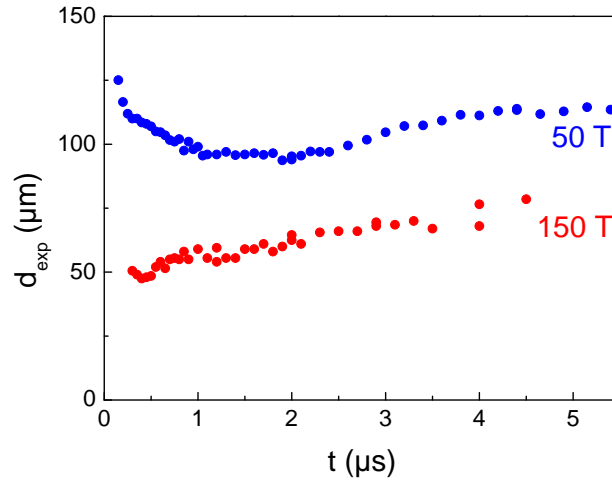


FIGURE 4.7 – Evolution temporelle de la distance entre la cathode et les maxima d’excitation électronique de la raie ionique pour une pression de 50 (cercles bleus) et 150 Torr (cercles rouges) dans le trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre.

corrélée à l’évolution temporelle de la tension de décharge et totalement insensible au courant. En effet, l’évolution de la position des pics est monotone tout comme l’évolution de la tension. De plus, il semble que lorsque la tension se stabilise, la position des pics se stabilise également.

Pour expliquer cette différence de comportement entre 50 et 150 Torr, nous pouvons évoquer les résultats qui seront présentés au chapitre 5. Deux modèles de gaine ont été développés, le premier pour une gaine ionisante et le second pour une gaine non-ionisante. Ces modèles permettent de calculer l’épaisseur de la gaine et donc de déterminer la position de sa lisière à l’intérieur du micro-trou en fonction des différents paramètres de la décharge et notamment en fonction du courant et de la tension de décharge. Nous verrons qu’en fonction de sa nature (ionisante ou non), une gaine ne présente pas les mêmes dépendances aux paramètres de la décharge. La taille d’une gaine ionisante est indépendante du courant de décharge alors que celle d’une gaine non-ionisante en dépend. Ainsi, le fait que la position des maxima d’émission ne présente pas la même évolution temporelle à 50 et 150 Torr pourrait provenir de la différence de nature de la gaine, la frontière entre une gaine non-ionisante à basse pression et une gaine ionisante à plus haute pression se situant peut-être entre ces deux pressions. Cette hypothèse sera largement discutée au chapitre 5.

Notons que les résultats de la figure 4.7 suggèrent que la taille de la gaine diminue avec la pression, comme observé en régime normal (cf. figure 3.3).



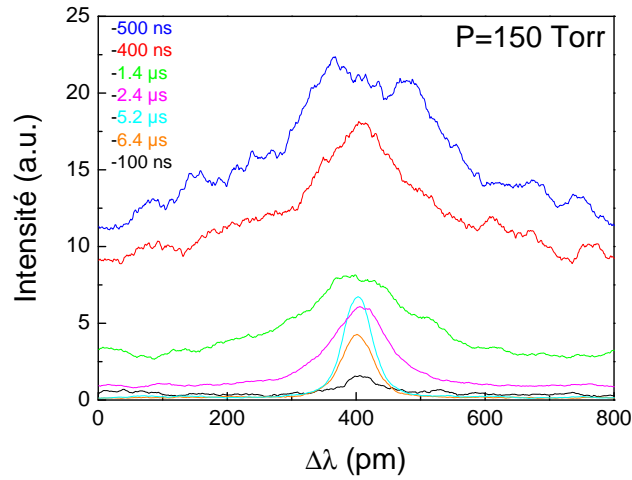


FIGURE 4.8 – Profils spectraux de l’émission de la raie  $H_\beta$  à 150 Torr dans le trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre, pour un délai de la caméra CCD de 0.1 (en noir), 0.4 (en rouge), 0.5 (en bleu), 1.4 (en vert), 2.4 (en magenta), 5.2 (en cyan) et 6.4 (en orange)  $\mu\text{s}$ .

## 4.2 Densité électronique

Dans cette section, nous allons étudier la dynamique de la densité électronique au centre de la décharge en utilisant la même méthode qui nous avait permis de déterminer la valeur absolue de  $n_e$  en régime normal, à savoir l’élargissement Stark de la raie  $H_\beta$ . Avec la fente d’entrée du monochromateur ouverte sur une épaisseur de 100  $\mu\text{m}$ , les profils horizontaux dispersés spectralement donnent le profil de l’intensité d’émission de la raie  $H_\beta$  au centre du trou à différents moments du cycle auto-impulsionnel (entre deux pics du courant de décharge successifs). Ces expériences ont été réalisées dans les mêmes conditions que l’étude de la structure de la décharge. La figure 4.8 montre l’évolution temporelle des profils de la raie au centre du trou pour une pression du gaz de 150 Torr. De manière à améliorer le rapport signal sur bruit des profils, un moyennage sur cinq pixels verticaux a été réalisé pour chaque valeur du délai de la caméra CCD.

L’intensité et la largeur de la raie  $H_\beta$  sont plus importantes pour  $t=400$  ns et  $t=500$  ns, c’est-à-dire lorsque le pic du courant de décharge atteint son maximum. Notons qu’il semble qu’il y ait un creux au centre du profil de la raie pour  $t=500$  ns suggérant ainsi une densité électronique bien plus importante que dans le cas du régime normal. En effet, lorsque la densité électronique est suffisamment élevée, le profil de la raie  $H_\beta$  se creuse au centre comme cela est illustré figure 4.9 [53]. Ensuite, nous observons une décroissance régulière de ces deux paramètres pour des temps plus longs. De manière à évaluer la largeur de la raie qui est liée à la densité électronique, nous utilisons le fit Lorentzien

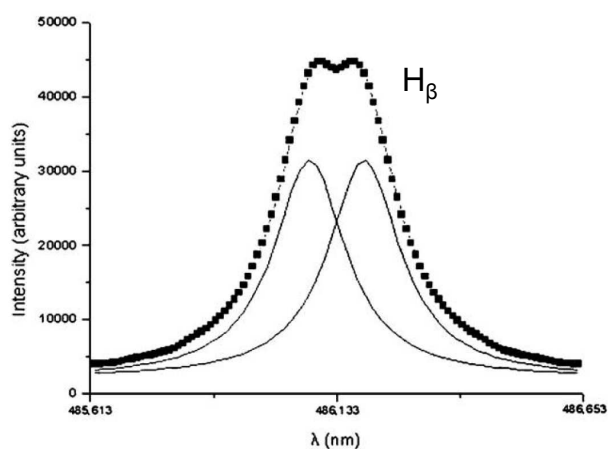


FIGURE 4.9 – Exemple d'un profil spectral de la raie  $H_\beta$  creusé au centre (densité électronique correspondante de  $1,5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ) [53].

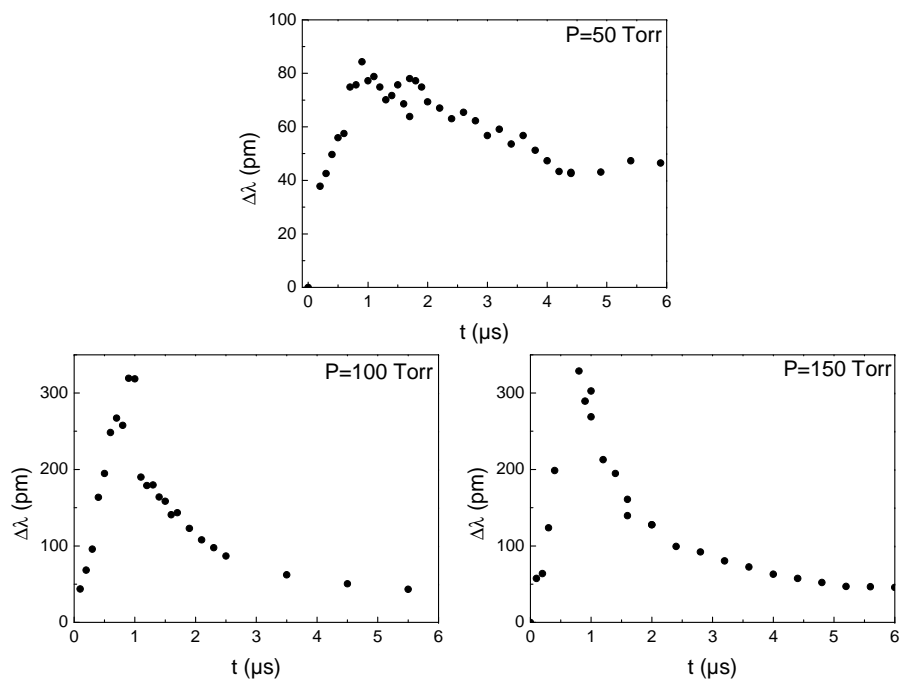


FIGURE 4.10 – Evolution temporelle de la FWHM exprimée en picomètres, de la raie  $H_\beta$  dans le trou de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre, pour une pression de 50 (en haut), 100 (à gauche) et 150 Torr (à droite).

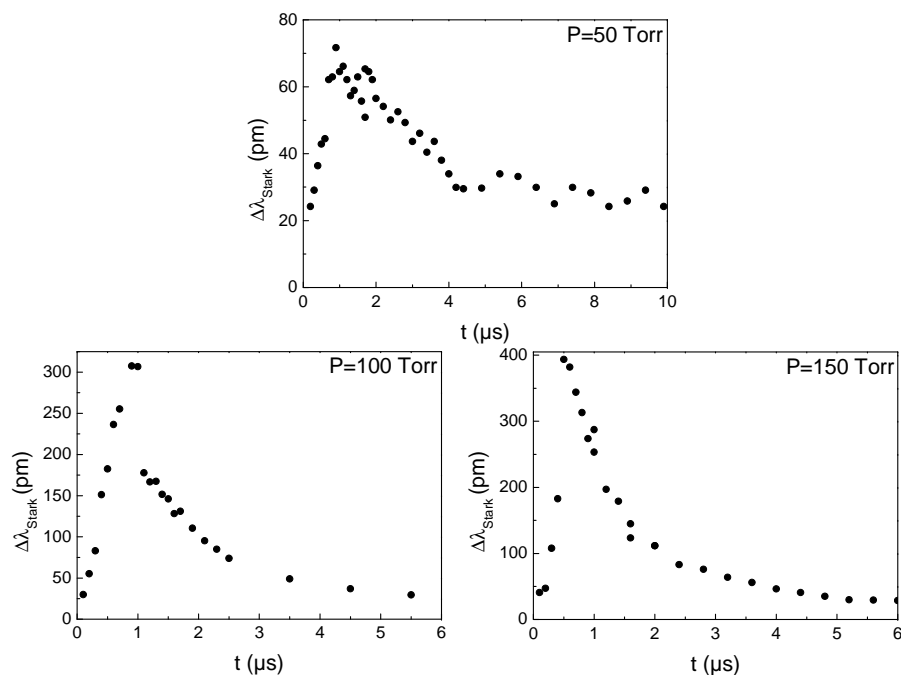


FIGURE 4.11 – Evolution temporelle de l'élargissement Stark de la raie  $H_\beta$ , exprimé en picomètres, dans le trou de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre, pour une pression de 50 (en haut), 100 (à gauche) et 150 Torr (à droite).

de chaque profil spectral, comme nous l'avons fait pour l'étude du régime normal. Les résultats sont présentés sur la figure 4.10 qui montre l'évolution temporelle de la largeur à mi-hauteur des profils spectraux exprimée en picomètres pour les trois pressions de travail.

Quelque soit la pression du gaz considérée, l'évolution temporelle de la largeur à mi-hauteur de la raie  $H_\beta$  est la même. En effet, elle présente deux phases : une première phase d'augmentation rapide en début de cycle, puis une seconde phase de décroissance plus lente. Notons, que les temps caractéristiques de variations de la FWHM à 100 et 150 Torr sont assez similaires ( $\approx 1 \mu\text{s}$ ), alors qu'ils sont environ deux fois plus longs pour une pression de 50 Torr, rappelant ainsi les variations temporelles du courant de décharge que nous avons présentées durant l'étude de la structure de la décharge.

Comme mentionné à la section 3.3.1 du manuscrit, l'élargissement total de la raie présenté figure 4.10, possède différentes origines : l'élargissement naturel, l'élargissement dû aux éléments optiques, l'élargissement Doppler, l'élargissement Van der Waals et enfin, l'élargissement Stark. Les élargissements Doppler et Van der Waals nécessitent une estimation de la température du gaz. Or, cette dernière n'a pas été mesurée en régime instable auto-

P(Torr)	T(K)	$\omega_{\text{vdw}}$ (pm)	$\omega_{\text{D}}$ (pm)
50	440	10.2	7.3
100	470	10.4	7.5
150	520	10.7	7.9

TABLE 4.1 – Valeurs des élargissements Stark et Van-der-Waals en fonction de la pression et de la température du gaz.

impulsionnel mais simplement en régime normal comme présenté au chapitre précédent. Néanmoins, étant donné que l'impulsion de courant est relativement courte et que la puissance moyenne reste comparable à celle du régime stationnaire, nous conservons les valeurs de  $T_g$  et donc de la densité de neutres utilisées au chapitre 3 pour déterminer la densité électronique en régime instationnaire à tout moment du cycle (avant, pendant et après l'impulsion de courant). Nous pouvons noter que les élargissements Doppler et Van der Waals sous nos conditions de pression et de température, sont de l'ordre de 7 pm et 10 pm respectivement (cf. table 4.1), c'est-à-dire très faible devant les valeurs maximales de la FWHM observées figure 4.10. Quoiqu'il en soit, nous utilisons l'équation (3.14) pour déterminer l'élargissement Stark,  $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$ . L'évolution temporelle de ce dernier est présenté figure 4.11, pour les différentes pressions de travail.

L'évolution temporelle de l'élargissement Stark de la raie  $H_\beta$  est similaire à celle de l'élargissement total de la raie, quelque soit la pression du gaz considérée, confirmant ainsi le caractère négligeable des contributions des effets Doppler et Van der Waals devant celle de l'effet Stark à forte densité électronique. La valeur maximale atteinte par  $\Delta\lambda_{\text{Stark}}$  au cours du cycle auto-impulsionnel augmente avec la pression : 72 pm pour 50 Torr, 308 pm pour 100 Torr et 396 pm pour 150 Torr. L'élargissement Stark étant maintenant connu, nous allons pouvoir en déduire la densité électronique en utilisant l'équation (3.16). L'évolution temporelle de  $n_e$  est présentée figure 4.12 pour 50, 100 et 150 Torr. Les variations temporelles de la densité électronique sont superposées aux variations du courant de décharge.

Premièrement, nous observons une évolution temporelle similaire pour le courant de décharge et la densité électronique quelque soit la pression du gaz : une augmentation rapide dans un premier temps suivie d'une décroissance plus lente. Pour une pression du gaz de 50 Torr,  $i(t)$  et  $n_e(t)$  sont quasiment superposés pour des temps inférieurs à 5  $\mu\text{s}$ , le temps caractéristique de montée de ces deux grandeurs étant de l'ordre de 900 ns et le temps caractéristique de décroissance de l'ordre de 5.6  $\mu\text{s}$ . En revanche pour des pressions de 100 et 150 Torr, l'augmentation ainsi que la décroissance du courant sont légèrement plus rapides que celles de la densité électronique. Ainsi,  $n_e$  atteint son maximum légèrement après que le courant n'ait atteint le sien : 70 ns après à 150 Torr

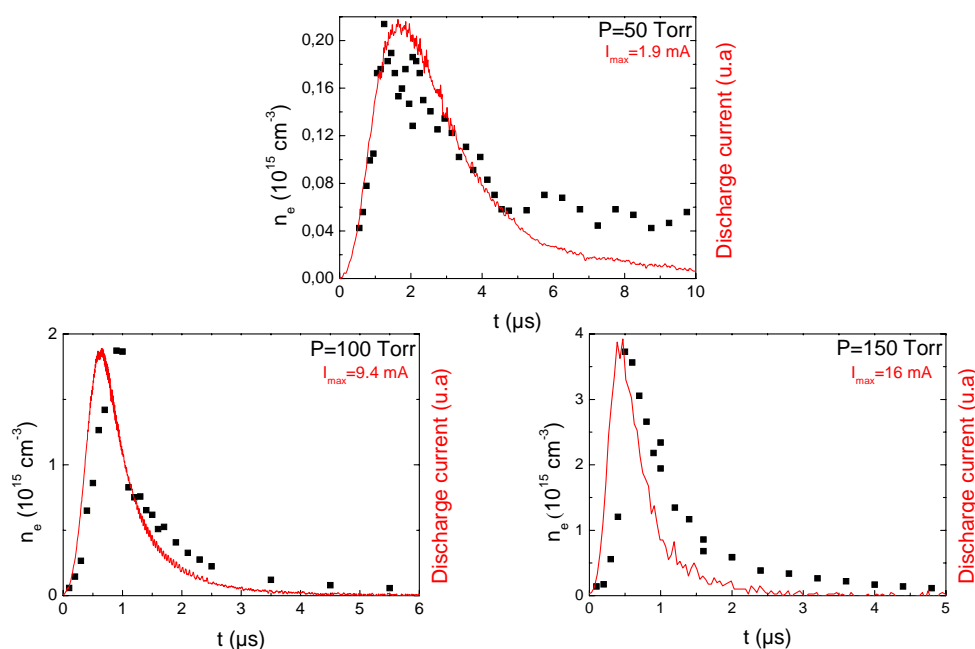


FIGURE 4.12 – Evolution temporelle de la densité électronique (points noirs) et du courant de décharge (en rouge), dans le trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre, pour une pression de 50 (en haut), 100 (à gauche) et 150 Torr (à droite).

et 500 ns après à 100 Torr. Le temps caractéristique de décroissance du courant vaut 1.5  $\mu\text{s}$  à 100 Torr et 1  $\mu\text{s}$  à 150 Torr, alors que la densité électronique décroît environ deux fois moins vite. Deuxièmement, nous voyons que la valeur maximale atteinte par la densité électronique augmente avec la pression. En effet,  $n_{\text{emax}} = 0.21 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  à 50 Torr,  $n_{\text{emax}} = 1.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  à 100 Torr et  $n_{\text{emax}} = 3.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  à 150 Torr. Cette évolution coïncide avec l'augmentation de la valeur maximale du courant de décharge avec la pression : 1.9 mA à 50 Torr, 9.4 mA à 100 Torr et 16 mA à 150 Torr. Nous pouvons noter ici, que nous retrouvons la tendance observée en régime normal :  $n_e$  augmente avec le courant de décharge de manière non proportionnelle. Mais contrairement à ce qui avait été vu au chapitre 2, la densité électronique est beaucoup plus sensible ici au courant qu'elle ne l'était en régime normal. En effet, en passant de 100 à 150 Torr,  $n_e$  augmente dans les mêmes proportions que  $i$ , et entre 50 et 100 Torr, ou entre 50 et 150 Torr,  $n_e$  augmente deux fois plus vite que le courant de décharge alors qu'au chapitre 2, une multiplication par deux du courant n'avait entraîné qu'une augmentation de quelques pourcents de  $n_e$ . Comme évoqué au chapitre précédent, cette différence provient peut-être de la limite inférieure de détection relative à l'utilisation de l'élargissement Stark pour la détermination de la densité électronique, les courants de décharge en régime normal correspondant à des densités proches de cette limite inférieure. Troisièmement, à la fin

du pic de courant, lorsque ce dernier redevient proche de zéro, la densité électronique se stabilise à une valeur proche de celle mesurée en régime stationnaire (quelques  $10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$ ). Enfin, pour clore cette discussion, nous pouvons noter que ces observations sont en accord avec l'évolution temporelle de l'intensité d'émission des raies d'argon étudiées dans la section précédente. En effet, le maximum de la densité électronique coïncide avec le maximum de l'intensité d'émission de la raie atomique au centre, due à la recombinaison électron-ion, dont l'efficacité augmente avec la densité électronique.

Contrairement au chapitre précédent, nous ne sommes pas en mesure de confronter nos valeurs de densités électroniques résolues temporellement en régime auto-impulsionnel à celles d'autres groupes de recherche car à notre connaissance aucun résultat similaire n'a encore été publié.

### 4.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons utilisé la spectroscopie d'émission pour étudier la MHCD en régime auto-impulsionnel durant lequel la décharge s'étend périodiquement sur la surface cathodique extérieure. Dans un premier temps, nous avons étudié l'évolution temporelle de la structure de la décharge et plus particulièrement l'évolution de la position des maxima d'excitation de la raie ionique qui serait reliée à la position de la lisière de gaine. L'évolution temporelle de la position de ces maxima ne présente pas la même structure à 50 Torr qu'à plus haute pression ce qui indiquerait peut-être une différence de nature de la gaine en fonction de la pression. Dans tous les cas, l'évolution de la position des maxima et donc de la lisière de gaine semble être étroitement liée à l'évolution des signaux électriques. Cette dépendance sera formulée et quantifiée au chapitre suivant. Enfin, plus la pression est importante plus les maxima d'émission se rapprochent de la cathode suggérant ainsi une gaine de moins en moins épaisse. Le lien entre taille de la gaine et pression sera également discuté au chapitre 5.

Dans un deuxième temps, nous avons déterminé la dynamique de la densité électronique pour trois pressions différentes. Cette dernière suit l'évolution temporelle du courant de décharge avec des temps caractéristiques de croissance et de décroissance légèrement plus longs pour des pressions de 100 et 150 Torr. La valeur de  $n_e$  atteint son maximum quasiment au même moment que le courant de décharge et atteint une valeur maximale de  $4 \cdot 10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$  pour une pression de 150 Torr, c'est-à-dire une valeur deux ordres de grandeur plus importante que ce que nous avons mesuré durant le régime normal. Nous présenterons au chapitre 8 un modèle global 0D du régime auto-impulsionnel qui nous permettra de déterminer l'évolution temporelle des espèces chargées et en particulier des électrons. Nous pourrons ainsi comparer l'évolution temporelle prédite par le modèle à

celle observée expérimentalement.

Ce chapitre clôt la partie expérimentale. Nous allons maintenant passer à la partie théorique et commencer par exposer au chapitre suivant les modèles de gaine (ionisante et non-ionisante) que nous avons développés pour caractériser la nature de la gaine et déterminer son épaisseur. La dépendance de cette dernière avec la pression et la tension de décharge ainsi que l'influence du coefficient d'émission secondaire seront étudiées. Ces modèles nous permettront de confirmer ou non les hypothèses qui ont été formulées au cours des deux chapitres expérimentaux et nous apporterons ainsi un complément nécessaire à la compréhension des mesures expérimentales.





Deuxième partie

Partie théorique



---

## Introduction

La physique impliquée au sein des micro-décharges à cathode creuse est délicate et complexe. Pour la décrire, des simulations sophistiquées ont été développées ces dernières années [67, 58, 68]. L'inconvénient majeur de ces simulations est que le temps de calcul nécessaire pour l'obtention d'un point varie d'une demi-journée à plusieurs jours ce qui rend difficile la compréhension des phénomènes impliqués et la détermination de lois d'échelle. Notre philosophie est de simplifier l'étude de la décharge en développant des modèles semi-analytiques qui reposent sur l'intégration des équations fluides et qui permettent d'obtenir des lois d'échelle et des comportements macroscopiques. Néanmoins, nous gardons à l'esprit que le risque lié à cette simplification est de passer à côté de phénomènes clés et d'aboutir alors à des interprétations fausses.

Dans l'optique de simplifier l'étude théorique de la décharge nous avons introduit une décomposition du système qui nous a permis d'étudier séparément les différentes régions du microplasma (région cathodique, région anodique et région située dans l'espace interélectrodes). Le premier chapitre de cette partie théorique est consacré à l'étude de la région cathodique. Deux modèles de gaine ont été développés pour déterminer la nature de la gaine de charge d'espace cathodique ainsi que son épaisseur et sa dépendance aux différents paramètres de la décharge (pression du gaz, tension et courant de décharge, coefficient d'émission secondaire). Les résultats associés seront comparés à ceux des chapitres 3 et 4. Le chapitre 6 sera quant à lui consacré au modèle de transport résolu dans la dimension radiale (1D) du régime normal. Les modèles globaux (0D) de la MHCD obtenus en intégrant les modèles 1D du régime normal et du régime de self-pulsing seront présentés respectivement aux chapitre 7 et 8, et les résultats seront comparés à ceux des chapitres 3 et 4. A la fin du chapitre 8, nous introduirons les niveaux métastables de l'argon et étudierons leur influence sur l'équilibre de la décharge.



# Chapitre 5

## Décomposition de la décharge et modèles de gaine cathodique

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Décomposition de la décharge . . . . .</b>	<b>83</b>
<b>5.2</b>	<b>Hypothèses et approximations des modèles semi-analytiques développés . . . . .</b>	<b>86</b>
<b>5.3</b>	<b>Détermination de l'épaisseur de la gaine en régime permanent</b>	<b>87</b>
5.3.1	Cas d'une gaine non-ionisante . . . . .	88
5.3.2	Cas d'une gaine ionisante . . . . .	94
<b>5.4</b>	<b>Comparaison théorie-expérience . . . . .</b>	<b>104</b>
5.4.1	Régime permanent . . . . .	104
5.4.2	Dynamique de la gaine en régime auto-impulsionnel . . . . .	106
<b>5.5</b>	<b>Interprétation de la transition entre le régime anormal et le régime impulsionnel . . . . .</b>	<b>111</b>
<b>5.6</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>112</b>

---

### 5.1 Décomposition de la décharge

Pour aborder l'étude théorique semi-analytique de la micro décharge à cathode creuse nous nous sommes basés sur certains travaux de simulation déjà publiés dans la littérature. Différents groupes de recherche ont déjà développé des modèles complexes pour obtenir la répartition spatiale des différents paramètres de la décharge comme la densité des espèces chargées, la température du gaz ou bien le potentiel électrostatique [67, 58, 68]. Ces modèles numériques auto-consistants à deux dimensions reposent sur une description fluide des espèces chargées dans l'approximation dérive-diffusion, couplée à l'équation de

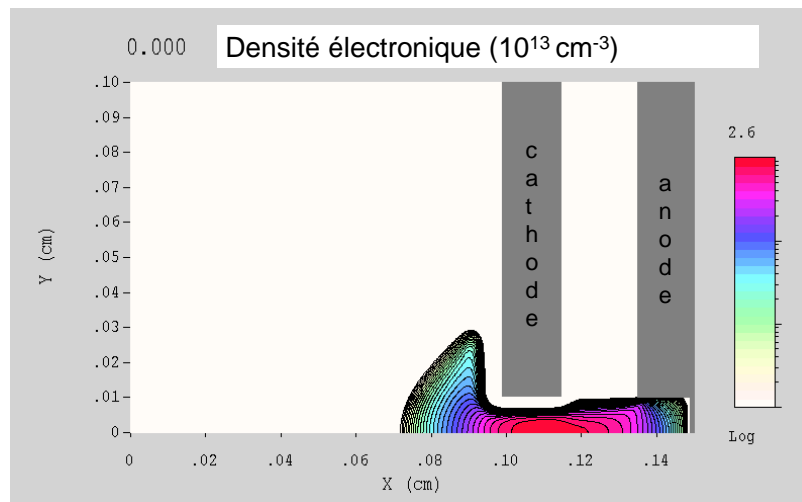


FIGURE 5.1 – Répartition spatiale de la densité électronique durant le régime normal pour une pression du gaz de 100 Torr, un courant de décharge de 1 mA et un diamètre du trou de 200  $\mu\text{m}$  [58].

Poisson. Un des résultats obtenus durant le régime normal grâce à l'un de ces modèles 2D est présenté figure 5.1.

Cette figure représente la répartition spatiale de la densité électronique  $n_e$ . La géométrie du système étant cylindrique, l'axe horizontal correspond à la direction axiale (notée  $X$  sur le schéma) et l'axe vertical à la direction radiale (notée  $Y$  sur le schéma). Nous retrouvons l'expansion de la décharge sur la surface extérieure de la cathode sur la gauche du sandwich caractéristique du régime normal de fonctionnement de la MHCD. Nous pouvons noter que la répartition spatiale de  $n_e$  n'est pas uniforme au sein de la MHCD et qu'il y a une différence notable entre la région faisant face à la cathode et la région faisant face au diélectrique. En effet, au niveau de la cathode, il y a une zone importante vide d'électron entre le coeur du plasma et la surface de l'électrode : c'est la gaine cathodique où a lieu l'essentiel de la chute de potentiel. Le champ électrique régnant dans la gaine cathodique est donc intense et radial, dirigé du centre du sandwich vers la surface de la cathode. Nous observons également qu'à ce niveau là du sandwich, la densité électronique est relativement constante radialement dans le plasma avant de chuter brutalement à la lisière de la gaine. A l'inverse, nous observons une décroissance progressive de  $n_e$  radialement au niveau du diélectrique, depuis le centre du trou jusqu'à la surface de ce dernier, et que la gaine de charge d'espace est négligeable devant le diamètre du trou.

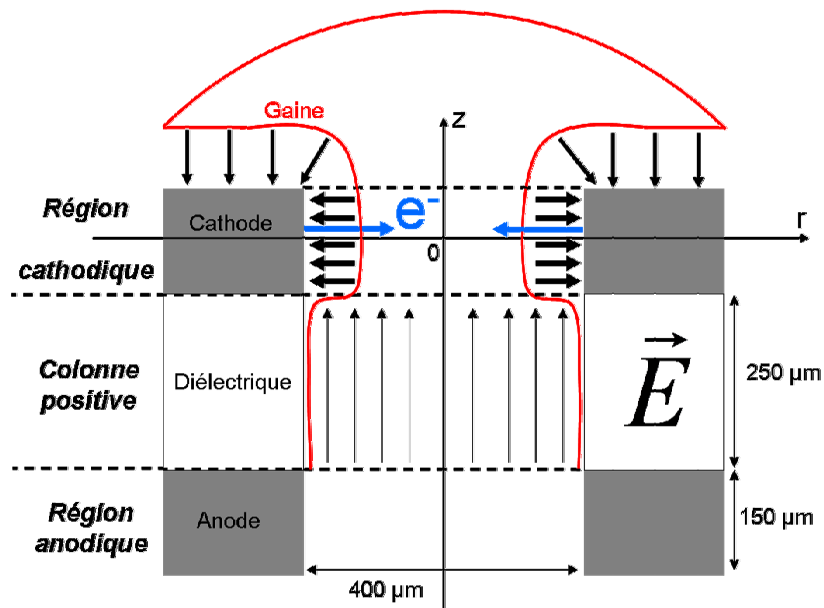


FIGURE 5.2 – Décomposition de la MHCD en trois régions distinctes (région cathodique, région faisant face au diélectrique et région anodique) et lignes de champ électrique schématisées (flèches noires).

Cette répartition spatiale de la densité électronique correspond à un champ électrique axial, dirigé de l'anode vers la cathode, dont l'intensité est beaucoup plus faible que celle du champ électrique régnant à l'intérieur de la gaine cathodique.

Ces différences entre la région cathodique et la région faisant face au diélectrique montrent que la physique impliquée dans ces deux régions de la décharge n'est pas la même. C'est pourquoi nous avons décidé d'étudier ces deux régions séparément en décomposant la MHCD en trois régions distinctes : la région cathodique, la région faisant face au diélectrique et la région anodique. Cette dernière sera ignorée au cours de notre étude car elle présente des propriétés assez similaires à celle de la région inter-électrodes (gaine négligeable, champ électrique peu intense). Cette décomposition est illustrée figure 5.2. Comme expliqué précédemment, la géométrie étant cylindrique, l'axe vertical correspond à la direction axiale ( $z$ ) et l'axe horizontal à la direction radiale ( $r$ ). Sur ce schéma la gaine de charge d'espace est beaucoup plus importante dans la région cathodique que face au diélectrique. Les lignes de champ électrique sont également schématiquement tracées : le champ électrique est intense et radial dans la zone cathodique alors qu'il est plus faible et axial au niveau du diélectrique. Cette différence notable entraîne un profil radial du taux d'ionisation bien différent dans ces deux régions. En effet, étant donné que les électrons secondaires sont émis à la surface de la cathode puis accélérés dans la gaine cathodique par le champ électrique intense, le taux d'ionisation aura plutôt un profil radial

piqué à une certaine distance de la cathode (près de la lisière de la gaine) dans la région cathodique alors qu'il sera constant au niveau du diélectrique (cf. les profils d'émission du chapitre 3). Cette remarque sera exploitée au chapitre 6.

Le fait que la gaine soit négligeable devant le diamètre du trou et que le champ électrique soit axial et uniforme radialement au niveau du diélectrique nous permet d'assimiler cette région du sandwich à une "colonne positive" même si dans la configuration étudiée la distance interélectrodes ( $250 \mu\text{m}$ ) est inférieure au diamètre du trou ( $400 \mu\text{m}$ ). Nous appellerons donc par la suite "colonne positive" la région faisant face au diélectrique. Cette décomposition du système va nous permettre d'utiliser des modèles semi-analytiques unidimensionnels dans la direction radiale pour obtenir les profils radiaux des flux et des densités des espèces chargées dans les deux régions que nous venons de distinguer.

Avant d'exposer ces différents modèles ainsi que les résultats associés, les hypothèses et les approximations sur lesquelles ils reposent vont être présentées dans la section suivante.

## 5.2 Hypothèses et approximations des modèles semi-analytiques développés

Les modèles de la MHCD qui ont été développés reposent sur un nombre important d'hypothèses qu'il est important d'énumérer de manière à bien aborder la lecture de cette partie théorique :

- les effets 2D ont été négligés dans le modèle de transport 1D de la décharge (présenté au chapitre 6). Mais nous gardons à l'esprit que ces effets 2D sont importants étant donné la géométrie du système.
- le chauffage du gaz n'a été pris en compte que dans le premier chapitre de cette partie théorique, la température du gaz étant considérée constante et égale à 300K dans les modèles de transport et globaux de la décharge.
- tout au long de l'étude théorique nous avons considéré une fonction de distribution en énergie des électrons maxwellienne alors que pour des plasmas dans l'argon à des pressions supérieures à quelques dizaines de Torr, cette dernière est fortement non-maxwellienne [69, 70]. Ceci est particulièrement vrai dans la région cathodique où les électrons constituent un faisceau énergétique dirigé de la cathode vers le corps de plasma. Dans cette région, la description fluide du système peut également poser question.
- l'augmentation locale du champ électrique éventuellement induite par les aspérités de la surface des électrodes et par la présence d'un point triple au niveau de l'interface gaz-électrode-diélectrique n'a pas été prise en compte, nos modèles



ne prétendant pas répondre à une description aussi fine du système. Néanmoins, nous gardons à l'esprit que le champ électrique peut tout de même être multiplié par un facteur 100 voire 1000 localement, ce qui entraîne une émission secondaire d'électrons par effet de champ consécutive [71, 72]. La dépendance du coefficient d'émission secondaire avec l'intensité du champ électrique [73] a ainsi été négligée.

- les niveaux métastables de l'argon ont été ignorés dans les trois premiers chapitres de la partie théorique ce qui implique une simplification importante de la chimie du système. Nous reviendrons sur l'influence de ces espèces au chapitre 8, la chimie restant néanmoins simplifiée étant donné que nous ne considérerons qu'un seul niveau métastable et un seul niveau résonant.

La philosophie de notre étude théorique a ainsi été de développer des modèles faciles et rapides d'exécution qui permettent d'obtenir les tendances d'évolution des paramètres de la décharge sous certaines conditions.

Les hypothèses des différents modèles étant maintenant connues, la première question que l'on peut se poser en observant la figure 5.2 est la suivante : quelle est l'épaisseur de la gaine cathodique et quels sont les paramètres dont elle dépend ? Pour répondre à cette question nous avons développé deux modèles de gaine, le premier correspondant au cas d'une gaine non-ionisante et le second au cas d'une gaine ionisante. Ces deux modèles sont des limites asymptotiques, la réalité se trouvant entre les deux. Ils vont nous permettre de déterminer l'épaisseur ainsi que la nature de la gaine cathodique du système étudié en comparant les résultats théoriques aux résultats expérimentaux relatifs aux régimes normal et auto-impulsionnel qui ont été présentés respectivement aux chapitre 3 et 4.

### 5.3 Détermination de l'épaisseur de la gaine en régime permanent

Comme nous l'avions exposé au chapitre 1, dans une décharge DC, le courant est porté par les électrons dans la colonne positive mais ces derniers ne pouvant pas atteindre la cathode ( $n_{\text{egaine}} \approx 0$ ), le courant doit être porté par les ions dans la gaine cathodique. Cependant, la mobilité de ces derniers étant bien inférieure à celle des électrons, ils ne peuvent pas assurer seuls la conduction du courant. Ainsi, l'émission d'électrons secondaires sur la surface cathodique dont l'accélération par le champ électrique intense présent dans la gaine entraîne un mécanisme d'avalanche électronique (par ionisation), est nécessaire et permet d'assurer la continuité du courant dans la région cathodique de la décharge. Un phénomène d'ionisation à l'intérieur de la gaine de charge d'espace catho-

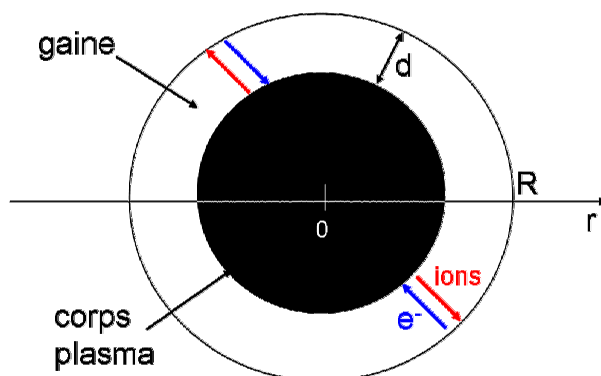


FIGURE 5.3 – Schéma de la structure de la MHCD avec une cathode cylindrique de rayon  $R$ , séparée du plasma (noir) par une gaine annulaire d'épaisseur  $d$ .

dique est donc indispensable au maintien d'une décharge DC. La question qui peut se poser alors ici est la suivante : quelle fraction du flux ionique total est créée par l'ionisation dans la gaine cathodique ? Il est difficile de proposer un modèle analytique auto-consistant d'une gaine comportant une fraction significative d'ionisation. En revanche, les deux cas asymptotiques correspondant respectivement à une gaine non-ionisante et à une gaine totalement ionisante peuvent être plus facilement décrits et étudiés. Nous avons ainsi développé deux modèles permettant de caractériser la gaine cathodique dans le cas où elle est non-ionisante (section 5.3.1) et dans le cas contraire (section 5.3.2). Nous verrons que l'épaisseur de la gaine non-ionisante dépend à la fois du courant et de la tension de décharge alors que celle de la gaine ionisante ne dépend que de la tension. En fin de section, la comparaison des résultats théoriques aux résultats expérimentaux nous permettra de conclure quant à la nature de la gaine cathodique de la MHCD aux différentes pressions considérées.

### 5.3.1 Cas d'une gaine non-ionisante

Nous commençons notre analyse de la région cathodique en considérant le cas limite d'une gaine non-ionisante, c'est-à-dire lorsque tout le flux ionique est créé dans le cœur du plasma et non à l'intérieur de la gaine cathodique et qu'à ce moment là le libre parcours moyen d'ionisation est plus grand que l'épaisseur de la gaine. Sachant que pour une décharge DC une partie de l'ionisation a forcément lieu à l'intérieur de la gaine cathodique, les hypothèses de départ sont à priori en contradiction avec la nature même de la décharge étudiée. Il est toutefois utile de comprendre ce régime limite pour la discussion des résultats expérimentaux.

Comme expliqué à la section précédente, nous considérons une géométrie cylindrique unidimensionnelle (direction radiale  $r$ ) dont les paramètres sont indiqués sur la figure 5.3. Le rayon du trou est noté  $R$  et l'épaisseur de la gaine que nous cherchons à déterminer  $d$ . Le calcul de l'épaisseur d'une gaine non-ionisante peut être effectué d'une manière auto-consistante, le modèle permettant d'effectuer ce calcul étant connu sous le nom de loi de Child collisionnelle, largement décrite dans la littérature [21]. Ce modèle est basé sur les quatre équations suivantes :

$$u_i = \mu_i E \quad (5.1)$$

$$J_i = en_i u_i \quad (5.2)$$

$$\text{div } J_i = 0 \quad (5.3)$$

$$\text{div } E = \frac{en_i}{\epsilon_0} \quad (5.4)$$

La première équation (5.1) indique que le mouvement des ions est contrôlé par leur mobilité, c'est-à-dire limité par les collisions avec les neutres. La vitesse des ions  $u_i$  est donc une fonction du champ électrique  $E$  et de la mobilité ionique  $\mu_i$ . Dans la gaine, le champ électrique réduit étant relativement élevé ( $E/p > 10^3 \text{ V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$ ), la mobilité n'est plus constante mais varie avec la vitesse fluide des ions [21] :

$$\mu_i = \frac{2e\lambda_i}{\pi m_i |u_i|} \quad (5.5)$$

où  $e$  est la charge élémentaire,  $m_i$  la masse de l'ion et  $\lambda_i$  le libre parcours moyen ion-neutre. La seconde équation (5.2) est simplement la définition de la densité de courant  $J_i$ , où  $n_i$  est la densité ionique. En ce qui concerne la troisième équation (5.3), elle est la conséquence directe de l'hypothèse d'une gaine non-ionisante et correspond à la conservation du flux ionique. Enfin, la dernière équation (5.4) est l'équation de Maxwell-Gauss.

Ces quatre équations peuvent être combinées pour obtenir une équation différentielle en coordonnées cylindriques vérifiée par le champ électrique :

$$E + r \frac{dE}{dr} = \frac{1}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{\pi m_i}{2e\lambda_i}} J_i(R) R \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (5.6)$$

où  $\epsilon_0$  la permittivité du vide. L'équation (5.6) peut être ensuite intégrée en utilisant les conditions aux limites suivantes :

$$J_i(R) = \frac{I}{S_C(1 + \gamma)} \quad (5.7)$$

$$E(R - d) = 0 \quad (5.8)$$

où  $\gamma$  est le coefficient d'émission secondaire correspondant au rapport du flux électronique sur le flux ionique à la surface de la cathode (en  $r = R$ ),  $I$  le courant de décharge et  $S_C$  la surface cathodique sur laquelle le courant de décharge est collecté. Soulignons qu'étant donné que le plasma s'étend sur la surface cathodique extérieure au sandwich, cette surface n'est pas égale à la surface cathodique à l'intérieur du trou. Cet élément important du calcul sera discuté un peu plus loin. En ce qui concerne le processus d'émission secondaire, il sera détaillé à la section 5.3.2.

Nous obtenons ainsi l'évolution radiale du champ électrique :

$$E(r) = \left[ \sqrt{\frac{\pi m_i}{2e\lambda_i \epsilon_0 S_C (1 + \gamma)}} \frac{I R}{\left(1 - \left(\frac{R-d}{r}\right)^{3/2}\right)} \right]^{2/3} \quad (5.9)$$

Enfin, l'équation (5.9) est intégrée à son tour sur toute la longueur de la gaine cathodique, c'est-à-dire entre  $R - d$  et  $R$ , ce qui permet d'obtenir à partir de la relation entre le champ et le potentiel électriques ( $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$ ) l'équation intégrale suivante :

$$V_d = \int_{R-d}^R \left[ \sqrt{\frac{\pi m_i}{2e\lambda_i \epsilon_0 S_C (1 + \gamma)}} \frac{I R}{\left(1 - \left(\frac{R-d}{r}\right)^{3/2}\right)} \right]^{2/3} dr \quad (5.10)$$

où  $V_d$  est la tension de décharge. Notons que nous avons supposé ici que la chute de potentiels à travers la gaine cathodique est égale à la tension de décharge  $V_d$ , cette hypothèse se justifiant par le fait que la majorité de la chute de potentiels a lieu dans la gaine cathodique. Cette équation est ensuite intégrée pour obtenir l'épaisseur de la gaine  $d$ , variable de sortie du modèle.

Au vu de l'expression de l'intégrand présent dans l'équation (5.10), différents paramètres peuvent jouer sur le résultat de l'intégration. Tout d'abord, il y a trois paramètres d'entrée contrôlables par l'expérimentateur : la pression du gaz  $p$ , la tension  $V_d$  et le courant de décharge  $I$  (précisons que  $V_d$  n'est pas vraiment ajustable par l'expérimentateur qui ne peut en réalité contrôler que la tension en sortie de générateur). Comme nous l'avions annoncé en début de section, l'épaisseur de la gaine cathodique non-ionisante dépend donc des deux grandeurs électriques  $V_d$  et  $I$ . Nous verrons dans la section suivante que dans le cas d'une gaine ionisante, l'épaisseur de cette dernière ne présente pas la même dépendance aux paramètres de la décharge. Ensuite, il y a un paramètre d'entrée géométrique : le rayon  $R$  du trou. Enfin, le dernier paramètre d'entrée est le coefficient d'émission secondaire  $\gamma$  qui dépend de la nature du gaz et du matériau constituant l'électrode. Sous nos conditions de travail (gaz=argon et électrodes en molybdène),  $\gamma$  étant égal à 0.07 (et

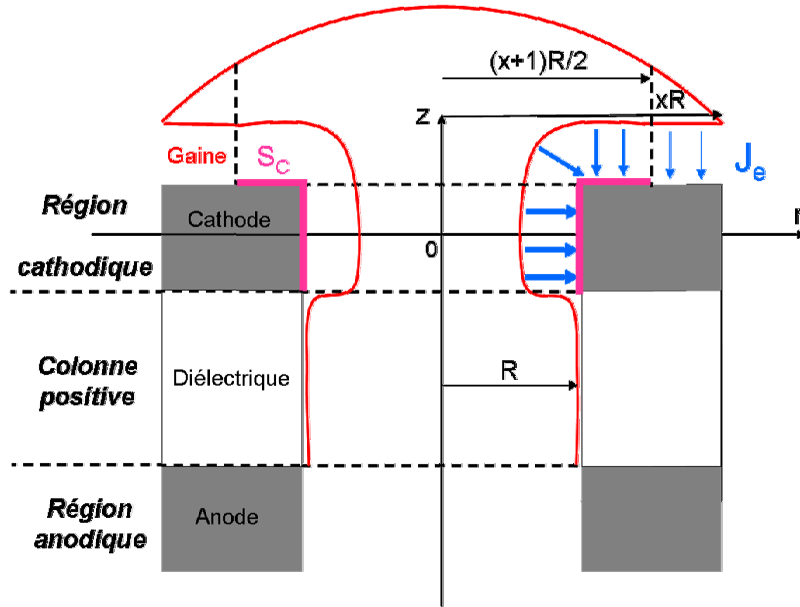


FIGURE 5.4 – Schématisation de la densité de courant électronique  $J_e$  (en bleu) et de la surface cathodique sur laquelle le courant de décharge est collecté  $S_C$  (en magenta).

donc très inférieur à 1) [74, 75], l'influence de ce paramètre sera négligeable étant donné qu'aucune amplification électronique n'a lieu au sein d'une gaine non-ionisante.

Deux autres paramètres présents dans l'équation (5.10) sont directement déduits de la valeur de la pression du gaz : le libre parcours moyen ion-neutre pour l'échange de charges  $\lambda_i$  et la surface extérieure d'expansion cathodique du plasma  $S_C$ .  $\lambda_i$  s'exprime en fonction de la densité de neutre  $n_g$  et de la section efficace de collisions ion-neutre  $\sigma_i$  de la manière suivante pour les ions atomiques de l'argon [21](p.80) :

$$\lambda_i = \frac{1}{n_g \sigma_i} \approx \frac{1}{330 p(\text{Torr})} \text{ cm} \quad (5.11)$$

$\lambda_i$  est donc inversement proportionnel à la pression du gaz et vaut  $0.3 \mu\text{m}$  pour une pression de 100 Torr. Notons que les ions moléculaires  $Ar_2^+$  peuvent également représenter une fraction importante du courant ionique et donc  $\lambda_i$  peut quelque peu différer de notre estimation. La détermination de  $S_C$  est quant à elle plus délicate. Ce paramètre dépend de la pression du gaz du fait de l'expansion du plasma sur la surface cathodique extérieure. Plus la pression du gaz est faible, plus la surface d'expansion du plasma à l'extérieur du sandwich sera grande. Pour estimer l'évolution de ce paramètre avec la pression, nous avons mesuré la taille de la région émettant de la lumière, notée  $xR$ , sur l'arrière de la cathode. La figure 5.4 présente une schématisation de l'expansion du plasma sur l'arrière de la cathode de rayon  $xR$ . Les valeurs du paramètre  $x$  pour les différentes pressions

P(Torr)	30	50	100	150	200
$x$	4.5	4	2	1.5	1
$S_C$ ( $10^{-7}$ m <sup>2</sup> )	10.1	8.5	3.5	2.6	1.9

TABLE 5.1 – Evolution du paramètre  $x$ , correspondant à la surface d'expansion cathodique de la décharge à l'extérieur du trou, et de la surface cathodique  $S_C$  sur laquelle est collecté le courant en fonction de la pression du gaz.

considérées sont présentées dans le tableau 5.1.

La densité de courant électronique  $J_e$  (vecteurs bleus sur la figure 5.4) n'est pas uniforme le long de la surface cathodique. En effet,  $J_e$  est maximale à l'intérieur du trou et diminue progressivement sur l'arrière de la cathode depuis le centre du trou jusqu'au bord de la région émettrice de lumière. Considérer l'intégralité de l'expansion extérieure de la décharge entraîne donc une surestimation de la surface cathodique sur laquelle est collectée le courant de décharge. C'est pourquoi, nous n'avons considéré que la moitié de l'expansion totale sur l'arrière de la cathode, c'est-à-dire une expansion de rayon  $(x + 1)R/2$ . En se rappelant que l'épaisseur de la cathode est  $L=150 \mu\text{m}$ , la surface  $S_C$  s'exprime donc de la manière suivante :

$$S_C = 2\pi RL + \pi R^2 \left( \left( \frac{x+1}{2} \right)^2 - 1 \right) \quad (5.12)$$

L'évolution de la surface  $S_C$  avec la pression du gaz est présentée dans le tableau 5.1.

Les différents paramètres d'entrée impliqués dans l'équation (5.10) étant maintenant identifiés et définis, nous allons étudier leur influence sur l'épaisseur de la gaine cathodique calculée.

### Influence du courant et de la tension de décharge

La figure 5.5 présente l'évolution de l'épaisseur de la gaine cathodique  $d$  en fonction de la tension et du courant de décharge donné par l'équation (5.10). Nous observons que la taille de la gaine est une fonction croissante de la tension de décharge ( $d$  passe de 24.6 à 47.5  $\mu\text{m}$  lorsque la tension passe de 100 à 300 V) et une fonction décroissante du courant de décharge ( $d$  passe de 43.2 à 27.6  $\mu\text{m}$  lorsque le courant passe de 1 à 3 mA). L'équation (5.10) n'étant pas intégrable, on ne peut pas obtenir directement les lois d'échelle de l'évolution de l'épaisseur de la gaine avec le courant et la tension de décharge. En revanche, on trouve dans la littérature une intégrale de  $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$  en géométrie plane unidimensionnelle. La relation simple obtenue entre la taille de la gaine, la tension et le

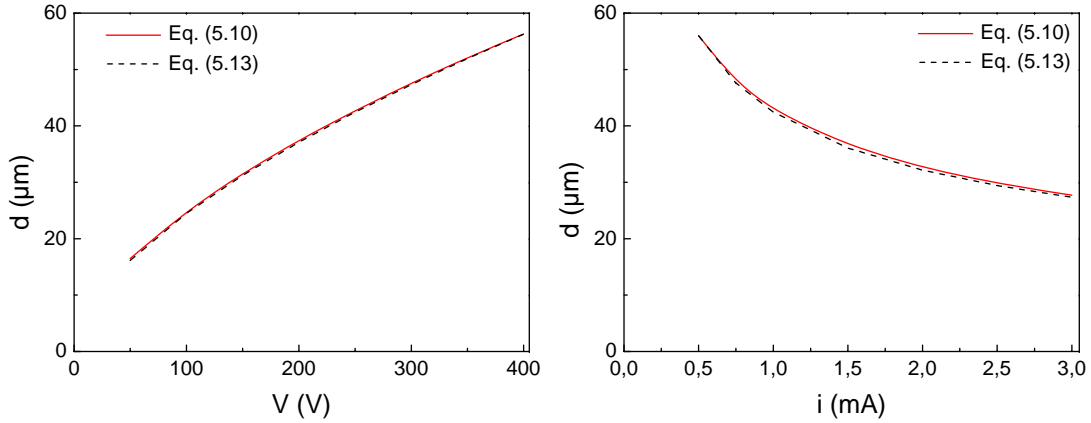


FIGURE 5.5 – Evolution de l'épaisseur de la gaine cathodique non-ionisante en fonction de la tension de décharge pour un courant de 1 mA (à gauche) et du courant de décharge pour une tension de 250 V (à droite) pour une pression du gaz de 100 Torr et un diamètre du trou de 400  $\mu\text{m}$ . Les résultats donnés directement par la loi de Child-Langmuir collisionnelle en géométrie plane (Eq.(5.13)) sont en pointillés et les résultats numériques en géométrie cylindrique (Eq.(5.10)) sont en traits pleins.

courant de décharge, dite loi de Child-Langmuir collisionnelle ( $\lambda_i < d$ ), s'exprime de la manière suivante [21](p.185) :

$$d = \left( \frac{2}{3} \left( \frac{5}{3} \right)^{3/2} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e\lambda_i}{\pi m_i} \frac{V_d^{3/2} S_C}{I}} \right)^{2/5} \quad (5.13)$$

Les évolutions de  $d$  en fonction des différents paramètres de la décharge prédites respectivement par les équations (5.10) et (5.13) peuvent être comparées. Tout d'abord, nous voyons directement dans l'équation (5.13) qu'une augmentation de la tension de décharge  $V_d$  entraîne une augmentation de la taille de la gaine  $d$  ( $d \propto V_d^{3/5}$ ) alors qu'une augmentation du courant de décharge  $I$  entraîne une diminution de  $d$  ( $d \propto I^{-2/5}$ ), ce qui est bien en accord avec les résultats de notre modèle de gaine.

Les évolutions de la taille de la gaine avec les signaux électriques correspondant respectivement aux équations (5.10) et (5.13) sont superposées sur la figure 5.5. Nous voyons que l'accord entre les deux équations est très bon, les courbes rouges et pointillés étant pratiquement superposées pour l'évolution de l'épaisseur de la gaine avec le courant et la tension de décharge. Finalement, le facteur géométrique n'a qu'une très faible influence sur le calcul de l'épaisseur de la gaine sur les plages de courant et de tension considérées.

### Influence de la pression du gaz

L'équation (5.10) est maintenant résolue pour obtenir l'évolution de l'épaisseur de la gaine avec la pression du gaz, les deux paramètres d'entrée dépendant de cette dernière étant  $\lambda_i$  et  $S_C$ . La tension  $V_d$  ainsi que le courant de décharge  $I$  sont donc maintenus constants, choisis arbitrairement égaux à 250 V et 1 mA respectivement.

La figure 5.6 montre le résultat du calcul pour  $x=1$ , c'est-à-dire lorsque l'on ne tient pas compte de l'expansion cathodique extérieure de la décharge, et pour les  $x$  déterminés expérimentalement pour chaque pression ( $x>1$ ). Premièrement, nous voyons que le fait de tenir compte ou non de l'expansion du plasma sur la surface cathodique extérieure au sandwich a une influence forte sur l'épaisseur de la gaine cathodique calculée  $d$ . En effet, cette dernière est moins large lorsque l'on ne tient pas compte de l'expansion du plasma sur la surface extérieure et ce, quelque soit la pression du gaz. Il y a une seconde différence notable entre ces deux courbes : la dépendance de la taille de la gaine théorique avec la pression du gaz est bien plus faible lorsque l'on ne tient pas compte de l'expansion extérieure du plasma. En effet, dans ce cas là  $d$  passe de 43 à 29  $\mu\text{m}$  (soit une diminution de 33 %) lorsque la pression passe de 30 à 200 Torr alors que dans le cas où l'on tient compte de cette expansion extérieure, la diminution de  $d$  est deux fois plus importante pour une variation de pression identique,  $d$  passant de 82 à 29  $\mu\text{m}$ . Notons que la loi de Child-Langmuir collisionnelle (équation (5.13)) montre un scaling de la taille de la gaine en  $p^{-1/5}$  dans le cas où  $S_C=\text{cte}$ , étant donné que le libre parcours moyen ion-neutre  $\lambda_i$  est inversement proportionnel à la pression du gaz (équation (5.11)). Nous retrouvons effectivement ce scaling sur la figure 5.6 ( $29=(200/30)^{1/5}49$ ).

Cette évolution de l'épaisseur de la gaine cathodique avec la pression du gaz sera comparée aux résultats expérimentaux obtenus en régime normal à la section 5.3.1.

### 5.3.2 Cas d'une gaine ionisante

Pour poursuivre notre analyse de la région cathodique nous considérons maintenant le deuxième cas limite qui concerne une gaine totalement ionisante pour laquelle le calcul analytique de la taille de la gaine est basé sur la physique bien connue de la chute cathodique des décharges DC [21].

Comme illustré sur la figure 5.3, les électrons émis à la cathode en  $r = R$  par émission secondaire suite au bombardement par les ions énergétiques, sont accélérés par le champ électrique présent dans la gaine et ionisent ainsi le gaz neutre ambiant. Si le libre parcours moyen d'ionisation est très inférieur à la taille de la gaine, il y a amplification du flux électronique. Le flux électronique radial  $\Gamma_e$  augmente alors depuis la cathode jusqu'au corps du plasma par avalanche électronique. Cette augmentation s'exprime de la manière



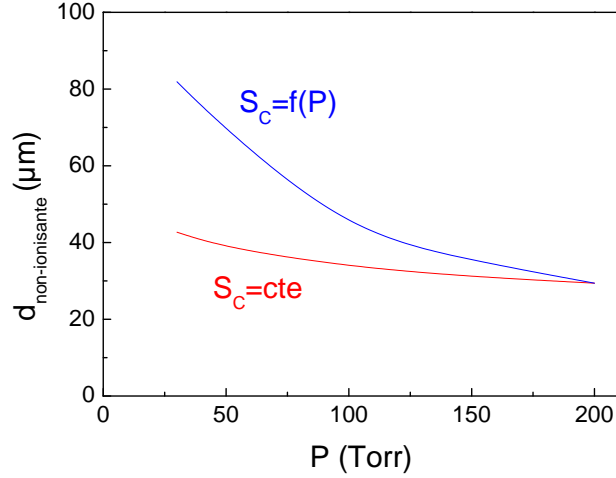


FIGURE 5.6 – Evolution de l'épaisseur de la gaine non-ionisante calculée en fonction de la pression du gaz pour  $x=1$  (en rouge) et pour  $x=f(P)$  (en bleu). Le diamètre du trou est de  $400 \mu\text{m}$ , le courant de décharge de  $1 \text{ mA}$  et la tension de  $250 \text{ V}$ .

suivante en coordonnées cylindriques :

$$\frac{1}{r} \frac{d(r\Gamma_e)}{dr} = -\alpha(r)\Gamma_e \quad (5.14)$$

où  $r$  est la position radiale à l'intérieur du micro-trou et  $\alpha(r)$  le premier coefficient de Townsend qui représente l'inverse d'un libre parcours moyen d'ionisation. Cette équation est ensuite intégrée sur toute l'épaisseur de la gaine, c'est-à-dire entre  $R-d$  et  $R$ , pour obtenir l'équation intégrale suivante :

$$\Gamma_e(R-d) = \Gamma_e(R) \left[ \frac{R}{R-d} \exp \left( \int_{R-d}^R \alpha(r) dr \right) \right] \quad (5.15)$$

En invoquant ensuite la continuité de la charge totale, le courant électronique  $I_e(R-d)$  quittant la gaine en  $r = R-d$  moins le courant électronique  $I_e(R)$  émis à la cathode, est égal au courant ionique  $I_i(R)$  impactant la cathode en  $r = R$  moins le courant ionique  $I_i(R-d)$  entrant dans la gaine en  $r = R-d$ , de sorte que les flux obéissent à l'équation suivante :

$$R\Gamma_i(R) - (R-d)\Gamma_i(R-d) = (R-d)\Gamma_e(R-d) - R\Gamma_e(R) \quad (5.16)$$

De plus, le flux électronique est proportionnel au flux ionique au niveau de la surface de la cathode (en  $r = R$ ), le coefficient de proportionnalité étant le coefficient d'émission

secondaire de la cathode en molybdène,  $\gamma$  :

$$\Gamma_e(R) = \gamma\Gamma_i(R) \quad (5.17)$$

La question que l'on peut se poser ici est la suivante : que se passe-t-il si une partie du flux ionique est créé en dehors de la gaine ? Contrairement à l'étude de la gaine non-ionisante, nous avons ici une marge de manoeuvre sur le caractère plus ou moins ionisant de la gaine. Pour ce faire, nous introduisons dans le modèle le rapport, noté  $\xi$ , du courant ionique créé dans le corps du plasma sur le courant ionique créé dans la gaine :

$$(R - d)\Gamma_i(R - d) = \xi R\Gamma_i(R) \quad (5.18)$$

Cette fraction  $\xi$  du courant ionique total à la cathode que représente le courant ionique entrant dans la gaine, est supposée être inférieure à 0.5 de manière à respecter l'hypothèse de gaine ionisante. En effet, lorsque  $\xi = 0$  le flux ionique entrant dans la gaine est négligeable devant le flux produit dans la gaine (par ionisation). Ceci correspond typiquement au cas d'une chute cathodique dans un tube à décharge DC. A l'inverse, lorsque  $\xi$  tend vers 1, le flux ionique est produit à l'extérieur de la gaine. Le champ électrique  $E$  doit être calculé à ce moment là de façon auto-consistante comme cela a été fait au paragraphe 5.2.1.

La combinaison des équations (5.16), (5.17) et (5.18) permet d'exprimer  $\Gamma_e(R - d)$  en fonction de  $\Gamma_e(R)$  et d'obtenir ainsi l'équation intégrale suivante :

$$\int_{R-d}^R \alpha(r) dr = \ln \left( \frac{1 - \xi}{\gamma} + 1 \right) \quad (5.19)$$

A ce niveau là, nous avons une relation entre  $\alpha(r)$  et  $d$ , l'épaisseur de la gaine que nous cherchons à déterminer. Il nous faut donc maintenant une expression du profil radial du premier coefficient de Townsend  $\alpha(r)$  de manière à pouvoir calculer l'intégrale précédente. La difficulté réside ici dans le fait que le coefficient  $\alpha$  est une fonction complexe de la pression du gaz et du champ électrique ce qui la rend difficile à calculer de manière auto-consistante. Néanmoins,  $\alpha$  peut être exprimé en fonction de ces deux paramètres en utilisant la formule semi-empirique suivante [76] :

$$\frac{\alpha}{p} = A\delta \exp \left( -\frac{B\delta p}{E} \right) \quad \text{avec} \quad \delta = \frac{300}{T(\text{K})} \quad (5.20)$$

où  $p$  est la pression mesurée expérimentalement et  $E$  le champ électrique. Le coefficient

$\delta$  permet de prendre en compte l'élévation de la température du gaz, et donc la diminution de la densité de neutres à l'intérieur du micro-trou. La variation de la température du gaz sur l'intervalle de pression considéré (30-200 Torr) étant faible, nous avons pris  $T(K)$  égale à 470 K (cf. figure 3.5) soit une valeur correspondante du coefficient  $\delta$  de 0.64. Les constantes  $A$  et  $B$  sont déterminées expérimentalement pour chaque gaz et sont quasiment constantes sur une certaine plage du rapport  $E/p$  pour chaque gaz. Dans le cas d'un plasma d'argon,  $A=11.5 \text{ cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$  et  $B=176 \text{ V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$  pour un rapport  $E/p$  compris entre 100 et 600  $\text{V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$  [21].

La dernière étape consiste à déterminer l'évolution radiale du champ électrique à l'intérieur de la gaine. Pour ce faire, nous utilisons l'approximation selon laquelle la densité des ions est uniforme à l'intérieur de la gaine alors que la densité électronique reste proche de zéro. Cette approximation entraîne en coordonnées cartésiennes une variation linéaire du champ électrique avec la distance à la cathode. Cette variation a été confirmée expérimentalement par la mesure directe du champ  $E$  [77] ou par observation de la déviation d'un faisceau d'électrons se propageant à travers la gaine [76], la déviation étant proportionnelle au champ électrique. En utilisant l'approximation ci-dessus ainsi que l'équation de Poisson en coordonnées cylindriques, l'expression du champ électrique en fonction de la position radiale  $r$  obtenue est la suivante :

$$E(r) = E_0 \frac{R}{2Rd - d^2} \left( r - \frac{(R - d)^2}{r} \right) \quad (5.21)$$

où  $E_0$  est la valeur du champ électrique à la cathode ( $r = R$ ). Du fait de la géométrie cylindrique, le champ électrique ne varie pas linéairement dans la direction radiale sauf dans le cas où  $d \ll R$ .

Ensuite, en utilisant la relation entre le champ et le potentiel,  $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$ , et en l'intégrant sur toute l'épaisseur de la gaine (entre  $R - d$  et  $R$ ), nous obtenons la relation entre  $E_0$  et la chute de potentiel aux bornes de la gaine cathodique supposée égale à la tension de décharge  $V_d$  :

$$E_0 = \frac{2Rd - d^2}{R} \frac{2}{d(2R - d) + 2(R - d)^2 \ln \frac{R-d}{R}} V_d \quad (5.22)$$

L'évolution radiale du champ électrique et par conséquent du premier coefficient de Townsend étant maintenant connue, nous pouvons substituer l'expression de  $\alpha$  en fonction de  $r$  et de  $V_d$  dans l'équation (5.19) pour obtenir l'équation intégrale suivante :

$$\ln\left(\frac{1-\xi}{\gamma} + 1\right) = \int_{R-d}^R A\delta p \exp\left[-\frac{B\delta p}{2V_d}\left(d(2R-d) + 2(R-d)^2 \ln\frac{R-d}{R}\right) \frac{1}{r - \frac{(R-d)^2}{r}}\right] dr \quad (5.23)$$

Cette intégrale est ensuite résolue numériquement pour obtenir l'épaisseur de la gaine  $d$  qui est le paramètre de sortie du modèle. Au vu de l'expression de l'équation (5.23), différents paramètres de la décharge peuvent jouer sur la taille de la gaine. Premièrement, il y a les paramètres d'entrée contrôlés par l'expérimentateur : la pression du gaz  $p$  et la tension de décharge  $V_d$ . Contrairement à la gaine non-ionisante, la taille de la gaine ionisante ne dépend donc pas du courant de décharge mais uniquement de la tension. Le troisième paramètre d'entrée est le rayon du trou qui est un paramètre géométrique et le quatrième, le coefficient d'émission secondaire  $\gamma$ . Enfin, le dernier paramètre d'entrée est le facteur  $\xi$ . Au cours de notre analyse, nous allons donc considérer  $\xi$  comme un paramètre et étudier son influence sur l'épaisseur de la gaine calculée  $d$  au même titre que les autres paramètres d'entrée. Notons que le cas  $\xi=1$  qui correspondrait à la situation où l'intégralité du flux ionique aurait été créé dans le corps du plasma, serait absurde. En effet, à ce moment là une production ionique à l'intérieur de la gaine ne serait pas nécessaire entraînant ainsi une épaisseur de la gaine nulle.

Avant d'étudier plus en détails l'influence de chacun des paramètres d'entrée du modèle sur la taille de la gaine, il est possible d'anticiper les tendances de leurs effets respectifs en repartant de la définition même d'une gaine ionisante. Un mécanisme d'ionisation au sein de la gaine cathodique étant nécessaire au maintien d'une décharge DC pour que la continuité du courant soit respectée, l'épaisseur de la gaine correspond donc à la distance nécessaire pour pouvoir assurer cette continuité. Ainsi, les différents facteurs qui contrôlent l'ionisation par avalanche électronique vont influencer la taille de la gaine. Ces facteurs correspondent bien aux paramètres d'entrée du modèle de gaine ionisante :

1. la pression du gaz  $p$  : lorsque la pression augmente la distance séparant deux collisions ionisantes est plus courte entraînant une ionisation plus efficace et ainsi une longueur nécessaire pour assurer la continuité du courant plus courte.  **$d$  diminue avec  $p$ .**
2. le paramètre  $\xi$  : plus le flux ionique créé dans le corps du plasma est important (c'est-à-dire plus  $\xi$  est grand), plus le flux ionique à produire dans la gaine est faible et donc plus la longueur nécessaire pour assurer la continuité du courant est courte.  **$d$  diminue avec  $\xi$ .**
3. la tension de décharge  $V_d$  : plus la tension est importante plus les électrons sont énergétiques et donc plus les collisions ionisantes sont efficaces entraînant ainsi une

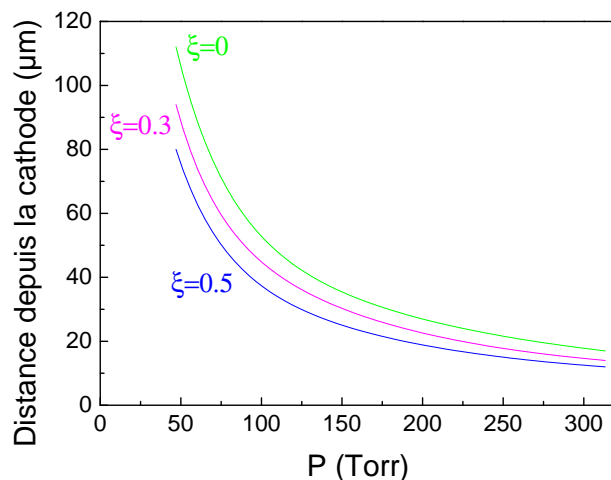


FIGURE 5.7 – Evolution de l'épaisseur de la gaine calculée en fonction de la pression du gaz pour différentes valeurs de  $\xi$ , pour un trou de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre et une tension de 250 V.

longueur nécessaire pour assurer la continuité du courant plus courte. **d diminue avec  $V_d$ .**

- le coefficient d'émission secondaire  $\gamma$  : plus  $\gamma$  est grand plus le nombre initial d'électrons à amplifier est important et donc plus la longueur nécessaire pour assurer la continuité du courant est courte. **d diminue avec  $\gamma$ .**

Ainsi, la physique nous dit que l'augmentation de chacun de ces quatre paramètres d'entrée du modèle de gaine ionisante entraîne une diminution de l'épaisseur de la gaine. C'est ce que nous allons vérifier et quantifier mathématiquement au cours des trois paragraphes suivants.

### Influence de la pression du gaz et du paramètre $\xi$

Les valeurs théoriques de l'épaisseur de la gaine calculées pour une tension de décharge de 250 V et un coefficient d'émission secondaire de 0.07 sont présentées figure 5.7 pour trois valeurs différentes de  $\xi$  comprises entre 0 et 0.5. Nous nous sommes limité à des valeurs de  $\xi$  inférieures à 0.5 pour respecter le caractère ionisant de la gaine (avec plus de la moitié du flux ionique total créé à l'intérieur de cette dernière).

Premièrement, quelque soit la valeur du paramètre  $\xi$ , nous observons que la taille de la gaine diminue lorsque la pression augmente (pour  $\xi=0$ ,  $d=105.5 \mu\text{m}$  à 50 Torr et  $d=27 \mu\text{m}$  à 200 Torr) comme attendu. Cette décroissance quasi-exponentielle est due au fait que plus la pression est importante plus le libre parcours moyen des électrons est faible entraînant ainsi un nombre de collisions ionisantes plus important.

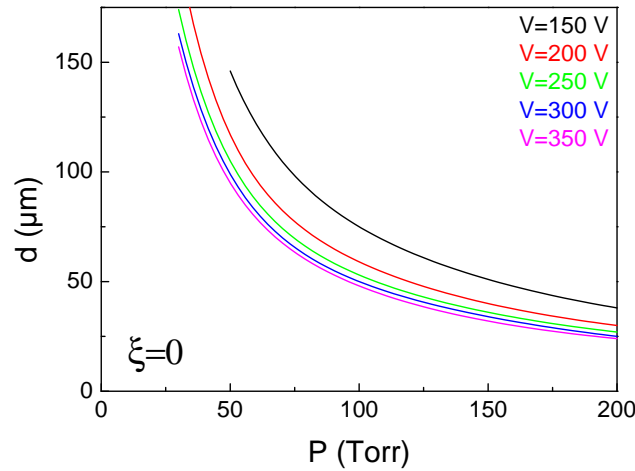


FIGURE 5.8 – Evolution de l'épaisseur de la gaine cathodique ionisante en fonction de la pression du gaz pour différentes valeurs de la tension de décharge, pour  $\xi=0$ , dans un trou de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre.

Deuxièmement, nous voyons que quelque soit la pression considérée, la taille de la gaine diminue lorsque le paramètre  $\xi$  augmente. Ainsi, plus la gaine est ionisante, c'est-à-dire plus la valeur de  $\xi$  est faible, plus son épaisseur est importante en accord avec ce que nous avons annoncé au moment de la présentation du modèle. Par exemple, pour une pression de 100 Torr, l'épaisseur de la gaine est égale à  $52.6 \mu\text{m}$  pour  $\xi=0$ ,  $44.8 \mu\text{m}$  pour  $\xi=0.3$  et  $37.5 \mu\text{m}$  pour  $\xi=0.5$ . Néanmoins, nous pouvons noter que pour  $\xi < 0.5$ , l'influence de ce paramètre reste faible sur l'épaisseur de la gaine calculée.

### Influence de la tension de décharge

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, l'influence du paramètre  $\xi$  sur l'épaisseur de la gaine cathodique calculée est faible. Nous allons donc nous limiter ici au cas où  $\xi=0$  et résoudre l'équation (5.23) pour différentes valeurs de la tension de décharge. Le faisceau de courbes représentant l'évolution de la taille de la gaine cathodique avec la pression du gaz pour différentes valeurs de la tension est présenté figure 5.8.

Premièrement, nous observons que quelque soit la valeur de la tension de décharge, la tendance de l'évolution de la taille de la gaine avec la pression reste la même : décroissance de  $d$  de type exponentielle. Deuxièmement, la taille de la gaine diminue lorsque la tension de décharge augmente comme prévu. Nous pouvons noter également que plus la tension de décharge est importante plus son influence sur l'évolution de  $d$  avec la pression est faible : les courbes obtenues pour des tensions de 250, 300 et 350 V sont quasiment

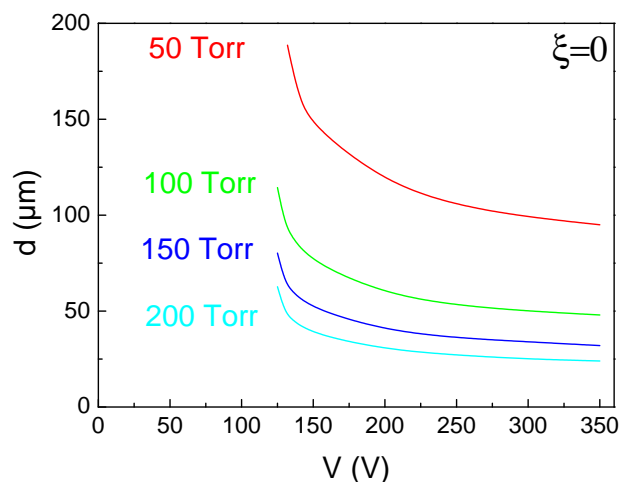


FIGURE 5.9 – Evolution de l'épaisseur de la gaine cathodique ionisante en fonction de la tension de décharge pour différentes valeurs de la pression du gaz pour  $\xi=0$  dans un trou de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre.

superposées.

La diminution de la taille de la gaine avec la tension de décharge apparaît clairement sur la figure 5.8 mais de manière à mieux définir la tendance de cette évolution nous avons tracé sur la figure 5.9 l'évolution de  $d$  en fonction de la tension de décharge pour quatre valeurs différentes de la pression.

Premièrement, nous retrouvons bien le fait que l'épaisseur de la gaine diminue lorsque la tension de décharge augmente, quelque soit la pression du gaz. Par exemple,  $d$  passe de  $146$  à  $95 \mu\text{m}$  entre  $150$  et  $350 \text{ V}$  pour une pression de  $50 \text{ Torr}$  et de  $38$  à  $24 \mu\text{m}$  sur le même intervalle de tension pour une pression de  $200 \text{ Torr}$ . Pour les deux pressions, cela correspond à une diminution de la taille de la gaine de  $65 \%$  environ, ce pourcentage étant le même pour des pressions de  $100$  et  $150 \text{ Torr}$ . La diminution de  $d$  avec la tension de décharge est donc indépendante de la pression du gaz. Comme annoncé précédemment, cette diminution de  $d$  avec la tension de décharge est en accord avec la nature ionisante de la gaine cathodique. Nous pouvons souligner la faible influence sur l'épaisseur de la gaine de la tension de décharge  $V$  lorsque cette dernière tend vers l'infini.

Deuxièmement, nous observons que quelque soit la pression du gaz considérée, la pente locale de la courbe  $d=f(V)$  augmente progressivement au fur et à mesure que la tension de décharge diminue et d'une façon plus abrupte aux alentours de  $V=142 \text{ V}$  pour  $50 \text{ Torr}$  et de  $V=136 \text{ V}$  pour  $100, 150$  et  $200 \text{ Torr}$ . Il existe une tension minimale, notée  $V_{\text{lim}}$ , en dessous de laquelle l'équation (5.23) n'a pas de solution. Cela montre qu'en dessous d'une certaine valeur de la tension, il n'est pas possible de maintenir une décharge DC

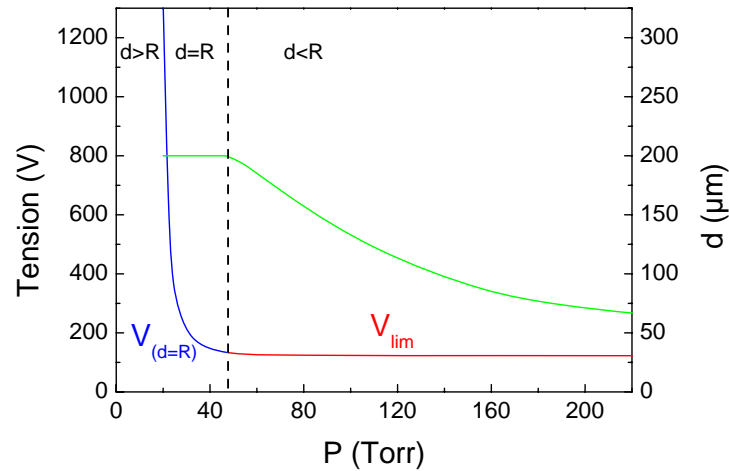


FIGURE 5.10 – A basse pression : évolution de la tension telle que  $d = R$  (en bleu). A haute pression : évolution de la tension limite  $V_{lim}$  en dessous de laquelle il n'existe pas de solution à l'équation (5.23) (en rouge). L'épaisseur de la gaine cathodique correspondante à chacun des couples tension-pression a été superposée (en vert).

car l'amplification électronique dans la gaine n'est pas satisfaite.

L'effet de la tension de décharge sur l'épaisseur de la gaine étant maintenant quantifié, nous pouvons nous demander quelle est l'évolution avec la pression de la tension  $V_{lim}$  en dessous de laquelle l'équation (5.23) n'a pas de solution. Cette évolution est présentée figure 5.10. Pour des pressions comprises entre 50 et 60 Torr,  $V_{lim}$  est une fonction légèrement décroissante de la pression :  $V_{lim}=131$  V à 50 Torr et 125.5 V à 60 Torr. Pour des pressions supérieures à 60 Torr,  $V_{lim}$  devient indépendante de la pression du gaz et vaut 123 V. Ainsi, en dessous de la courbe rouge, il n'existe pas de solution à l'équation (5.23),  $V_{lim}$  représente alors la tension minimale pour pouvoir assurer le maintien de la décharge. Pour une pression donnée, cette valeur  $V_{lim}$  de la tension correspond à une certaine épaisseur de la gaine cathodique (courbe verte). Nous retrouvons le fait que la gaine est d'autant plus large que la pression est faible ( $d=128.5$   $\mu\text{m}$  à 100 Torr et  $d=65.5$   $\mu\text{m}$  à 200 Torr). Nous pouvons noter que pour des pressions comprises entre 50 et 60 Torr, en plus de l'effet de la pression, la valeur de la tension  $V_{lim}$  joue sur l'épaisseur de la gaine. La diminution de pression entre 60 et 50 Torr entraîne une augmentation de  $d$  alors que dans le même temps, l'augmentation de  $V_{lim}$  entraîne une diminution de  $d$  d'où le changement de concavité de la courbe  $d = f(p)$ .

La définition de cette tension limite n'a plus de sens lorsque la pression devient suffisamment faible ( $p \leq 45$  Torr), car à ce moment-là, il existe une autre limite pour laquelle  $d = R$ . Pour des pressions inférieures à 45 Torr, nous avons pu ainsi déterminer la tension



de décharge pour laquelle l'épaisseur de la gaine est égale au rayon du trou (courbe bleue). Ainsi, à gauche de la courbe bleue  $d$  est supérieure à  $R$  et la solution de l'équation (5.23) est imaginaire, entre la courbe bleue et la ligne en pointillés  $d = R$  et à droite de la ligne en pointillés  $d$  est inférieure à  $R$ .

Cette figure 5.10 sera réutilisée à la section 5.5 où nous tenterons de la relier à la transition entre le régime anormal et le régime auto-impulsionnel de fonctionnement de la décharge.

### Influence du coefficient d'émission secondaire

Le dernier paramètre d'entrée du modèle de gaine ionisante à étudier est le coefficient d'émission secondaire  $\gamma$  qui correspond au nombre d'électrons émis à la cathode par ion incident et qui avait été introduit dans l'introduction générale du manuscrit. Le processus d'émission secondaire peut être décrit par la physique du solide mais nous ne rentrerons pas ici dans les détails. Nous précisons simplement que ce processus est pratiquement indépendant de l'énergie cinétique des ions incidents et dépend uniquement de la nature des ions ainsi que de la composition en surface de l'électrode [21], constituée de molybdène dans le système étudié ici. Il existe différents mécanismes d'émission d'électrons sur la surface d'une électrode suite au bombardement de la surface par les ions, les atomes rapides et les atomes métastables ou au rayonnement UV de la décharge [73, 78]. Ces différents mécanismes ne sont généralement pas traités séparément, c'est pourquoi l'on parle généralement de coefficient d'émission "apparent".

Certains modèles de décharge présentés dans la littérature démontrent une forte influence de  $\gamma$  sur les caractéristiques calculées de la décharge [73, 78, 42]. Nous allons voir ici que ce paramètre présente également un effet prononcé sur l'épaisseur de la gaine cathodique. Pour une valeur du paramètre  $\xi$  égale à zéro et une tension de décharge de 250 V, nous avons résolu l'équation (5.23) pour différentes valeurs du coefficient d'émission secondaire. L'évolution correspondante de la taille de la gaine calculée pour deux pressions du gaz différentes est présentée figure 5.11.

Premièrement, nous observons que l'effet de  $\gamma$  sur l'épaisseur de la gaine est important. En effet, que ce soit pour une pression de 50 ou 150 Torr, lorsque  $\gamma$  est doublé, la gaine diminue d'environ 30 %. Deuxièmement, pour une pression donnée, la gaine cathodique est d'autant plus large que le coefficient d'émission secondaire est faible comme nous l'avions annoncé au moment de la présentation du modèle. Par exemple, pour une pression de 150 Torr,  $d = 49 \mu\text{m}$  pour  $\gamma = 0.035$ ,  $36 \mu\text{m}$  pour  $\gamma = 0.07$  et  $25 \mu\text{m}$  pour  $\gamma = 0.14$ . L'explication de ce phénomène a été donnée précédemment.

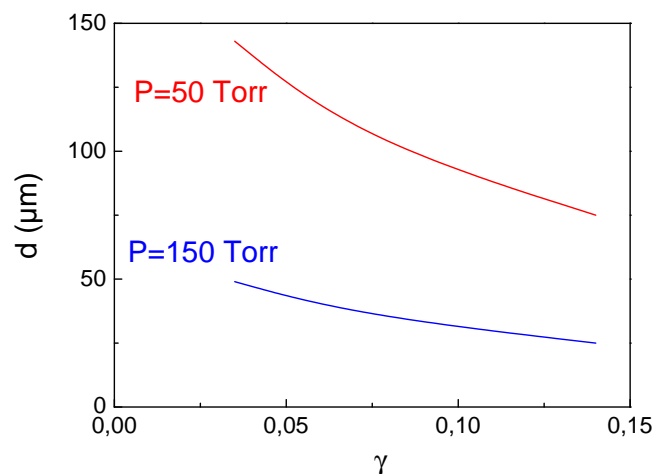


FIGURE 5.11 – Evolution de l'épaisseur de la gaine cathodique en fonction du coefficient d'émission secondaire pour une pression de 50 Torr (en rouge) et de 150 Torr (en bleu), pour  $\xi=0$  et une tension de décharge de 250 V dans un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre.

## 5.4 Comparaison théorie-expérience

Au cours de la section 5.2, nous avons développé deux modèles permettant d'estimer la taille de la gaine cathodique en fonction de sa nature mais également sa dépendance aux différents paramètres de la décharge. De manière à déterminer lequel de ces deux modèles est le mieux adapté à la description du système étudié, nous allons comparer leurs résultats aux résultats expérimentaux qui ont été présentés aux chapitres 3 et 4.

### 5.4.1 Régime permanent

La position des maxima d'émission des raies atomique et ionique de l'argon à 427 nm que nous avons déterminée expérimentalement durant le régime normal au chapitre 3 a été superposée aux figures 5.6 et 5.7. La comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions des deux modèles ainsi obtenue est présentée figure 5.12.

Concentrons nous dans un premier temps sur la figure de gauche qui concerne le modèle de gaine non-ionisante. Nous voyons que la tendance de l'évolution avec la pression de l'épaisseur de la gaine calculée pour  $x=1$  (ligne en pointillés) n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux. En revanche, quand  $x$  devient fonction de la pression (ligne continue) la tendance de l'évolution de l'épaisseur de la gaine avec la pression présente un meilleur accord avec nos observations expérimentales et la lisière de gaine théorique est proche des maxima de la raie ionique, d'autant plus proche que la pression est élevée.

Néanmoins, nous voyons que l'accord sur la tendance de l'évolution avec la pression se dégrade au fur et à mesure que la pression augmente : la pente de  $d_{(S_C=f(p))} = f(p)$  s'adoucit plus rapidement que celle de la courbe relative à la position des maxima expérimentaux quand la pression augmente. L'intersection de ces deux courbes ayant lieu pour une pression de 200 Torr, les maxima de la raie ionique se retrouvent à l'intérieur de la gaine cathodique pour des pressions supérieures à 200 Torr. Or, le maximum d'ionisation doit se trouver près des maxima de l'intensité d'émission de la raie ionique de l'argon car l'énergie seuil d'excitation de cette raie est de 37 eV. Ainsi, pour les plus hautes pressions, la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux indique que l'ionisation doit avoir lieu à l'intérieur de la gaine ce qui est en désaccord avec les hypothèses du modèle de gaine non-ionisante. Le meilleur accord que présente ce modèle avec les résultats expérimentaux aux plus basses pressions pourrait indiquer un changement de nature de gaine avec la pression du gaz : la fraction du flux ionique créée à l'extérieur de la gaine cathodique deviendrait non négligeable en dessous d'une certaine pression ( $p \approx 100$  Torr).

Intéressons nous maintenant aux prédictions du modèle de gaine ionisante. Premièrement, nous observons que les maxima de l'intensité d'émission des deux raies d'argon sont localisés juste après la lisière de la gaine théorique, à l'exception du cas où  $p=50$  Torr. Deuxièmement, l'évolution de l'épaisseur de la gaine avec la pression suit la même tendance que celle des maxima des raies d'émission. Néanmoins, nous pouvons noter que l'accord concernant la tendance de l'évolution avec la pression des résultats théoriques et expérimentaux se dégrade petit à petit lorsque la pression diminue : la pente de  $d = f(p)$  devient plus forte à basse pression ( $p \approx 70$  Torr) que la pente de la courbe relative à la position des maxima expérimentaux. Le meilleur accord à plus haute pression entre les résultats du modèle de gaine ionisante et les résultats expérimentaux va dans le sens de la conclusion qui a été formulée au paragraphe précédent : une fraction non négligeable du flux ionique est créée en dehors de la gaine en dessous d'une certaine pression. Notons que la courbe théorique obtenue coïncide quasiment avec la position des maxima de la raie ionique par rapport à la cathode pour des pressions supérieures ou égales à 100 Torr. Dans le cas d'une gaine totalement ionisante (pas de flux ionique créé dans le corps du plasma) la position des pics d'émission de la raie ionique déterminée expérimentalement semble donc être un bon indicateur de la position de la lisière de la gaine. Ainsi, les électrons secondaires émis à la cathode, accélérés depuis la cathode jusqu'au corps du plasma, exciteraient les ions et les atomes d'argon près de la lisière de la gaine. L'efficacité de cette excitation dépend à la fois de la densité électronique et de l'énergie des électrons. Or, la première augmente depuis la cathode jusqu'au corps du plasma alors que la seconde décroît dans le même temps suite aux collisions subies par les électrons. La combinaison

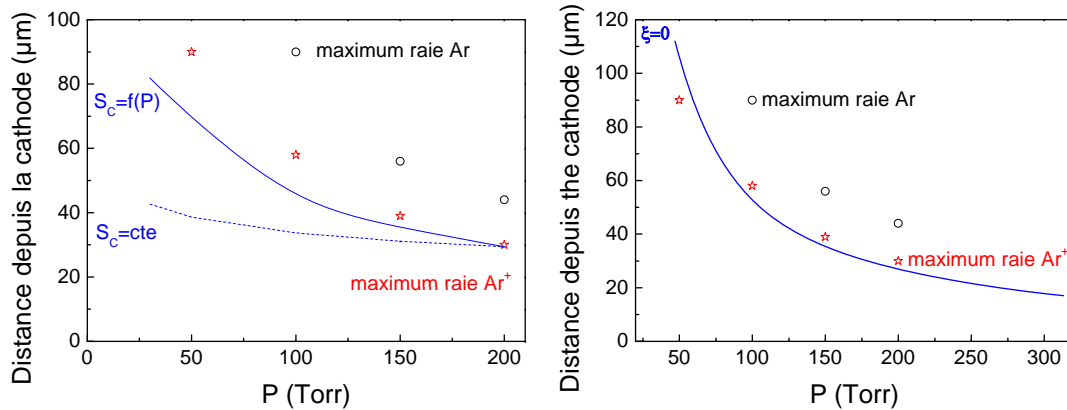


FIGURE 5.12 – Evolution de la distance par rapport à la cathode des maxima d'excitation électronique de la raie atomique (ronds ouverts noirs) et de la raie ionique (étoiles ouvertes rouges) et de l'épaisseur de la gaine non-ionisante (à gauche) et ionisante (à droite) calculée en fonction de la pression pour un trou de  $400 \mu\text{m}$  de diamètre, un courant de décharge de  $1 \text{ mA}$  et une tension de  $250 \text{ V}$ .

de ces deux fonctions de la position radiale dans le trou, l'une étant croissante et l'autre décroissante, entraîne un processus d'excitation maximal près de la lisière de la gaine.

La conclusion que nous pouvons tirer de cette comparaison entre les résultats des modèles de gaine et les résultats expérimentaux en régime normal est que les résultats du modèle de gaine ionisante semblent en meilleur accord avec les observations expérimentales que ceux du modèle de gaine non-ionisante. Nous pouvons donc en conclure que la majeure partie de l'ionisation a lieu à l'intérieur de la gaine cathodique et que l'épaisseur de cette dernière peut être estimée à partir de la position des maxima d'émission de la raie ionique de l'argon à  $427 \text{ nm}$  obtenue expérimentalement aux plus hautes pressions. Néanmoins, la position de la lisière de la gaine prédite par le modèle de gaine non-ionisante n'est pas en désaccord avec les résultats expérimentaux aux plus basses pressions ( $p \leq 100 \text{ Torr}$ ). Ceci indique certainement un changement de nature de la gaine cathodique qui commence à présenter un caractère "non-ionisant" au fur et à mesure que la pression diminue.

#### 5.4.2 Dynamique de la gaine en régime auto-impulsionnel

Au cours des sections 5.2 et 5.3.1, nous avons déterminé la nature de la gaine cathodique et estimé son épaisseur ainsi que sa dépendance avec la pression du gaz, la tension de décharge et le coefficient d'émission secondaire, en se basant sur une comparaison avec les résultats expérimentaux relatifs au régime normal de fonctionnement de la décharge

(chapitre 3). Nous allons dans cette section nous pencher sur la dynamique de la gaine en régime auto-impulsionnel et la rapprocher des résultats expérimentaux présentés au chapitre 4.

La validité en régime instable auto-impulsionnel des modèles qui ont été développés pour l'étude de l'état stationnaire du système pourrait être ici contestable. Néanmoins, la longueur de la gaine cathodique dépend essentiellement de la dynamique de la densité électronique à l'intérieur de la gaine. Or, les variations temporelles de la densité électronique dans la gaine doivent être plus rapides que celles du courant de décharge qui elles, sont essentiellement contrôlées par la dynamique des ions. Sachant que la mobilité des électrons à l'intérieur de la gaine de quelques dizaines de micromètres d'épaisseur est élevée, le temps nécessaire pour que la distribution radiale de la densité électronique s'ajuste au champ électrique est inférieur aux temps caractéristiques de variation du courant (cf. chapitre 2 et 4). Ainsi, la position de la lisière de la gaine évolue plus rapidement que le courant de décharge et par conséquent, les modèles de gaine présentés aux sections 5.3.1 et 5.3.2 peuvent être utilisés pour l'étude du régime instationnaire auto-impulsionnel.

Dans cette section nous allons utiliser les deux modèles de gaine asymptotiques car nous avons formulé au chapitre 4 l'hypothèse selon laquelle les différences observées entre 50 et 150 Torr concernant la position par rapport à la cathode des maxima d'émission des raies d'argon à 427 nm seraient dues à une gaine cathodique de nature différente : à 50 Torr la gaine serait plutôt non-ionisante alors qu'à 150 Torr elle serait ionisante. Nous allons donc déterminer l'évolution temporelle de la gaine cathodique en utilisant les équations (5.10) et (5.23) pour des pressions de 50 et 150 Torr.

Pour ce faire, nous relevons point par point les valeurs du courant et de la tension de décharge à différents instants du cycle auto-impulsionnel. Seule la tension sera utilisée comme paramètre d'entrée du modèle de gaine ionisante alors que dans le cas du modèle de gaine non-ionisante les deux signaux électriques seront à prendre en considération. Pour ce modèle de gaine non-ionisante, il y a un troisième paramètre d'entrée qui dépend du temps : la surface cathodique extérieure au sandwich d'expansion de la décharge. Nous utilisons l'expression de cette surface donnée par l'équation (5.12) où  $xR$  représente le diamètre de la surface émettrice de lumière sur l'arrière de la cathode que nous avons estimée expérimentalement pour chaque pression considérée dans le régime normal pour un courant de décharge de 1 mA ( $x=4$  pour 50 Torr et  $x=1.5$  pour 150 Torr). Nous supposons que cette surface estimée en régime normal correspond à la surface d'expansion de la décharge atteinte en régime auto-impulsionnel pour un courant de décharge de 1 mA et que cette surface d'expansion cathodique varie linéairement avec le courant de décharge, la surface d'expansion extérieure étant supposée nulle pour un courant nul ( $S_C(I=0) = S_C(\text{à l'intérieur du sandwich}) = 2\pi RL = 1.88 \times 10^{-7} \text{ m}^2$ ). L'évolution linéaire de la sur-

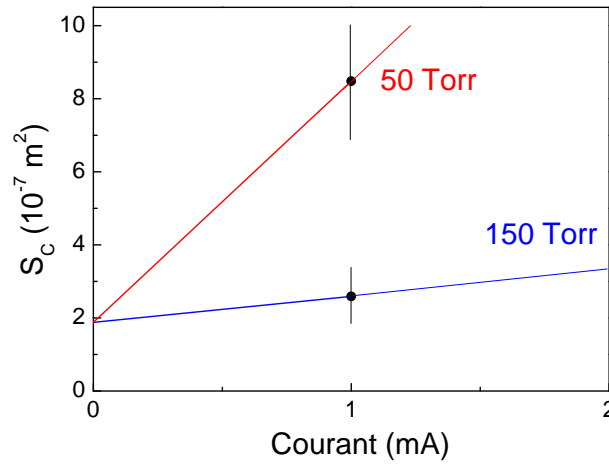


FIGURE 5.13 – Evolution de la surface d’expansion de la décharge sur l’arrière de la cathode en fonction du courant de décharge pour une pression de 50 Torr (en rouge) et une pression de 150 Torr (en bleu).

face d’expansion de la décharge sur l’arrière de la cathode est présentée figure 5.13 pour 50 et 150 Torr. Ainsi, à partir de l’évolution temporelle du courant de décharge nous en déduisons, point par point, l’évolution temporelle de la surface d’expansion cathodique extérieure de la décharge sur un cycle du régime auto-impulsionnel. Par exemple, au maximum du pic de courant  $S_{C_{\max}}(50 \text{ Torr})=1.46 \times 10^{-6} \text{ m}^2$  et  $S_{C_{\max}}(150 \text{ Torr})=1.31 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ .

Les différents paramètres d’entrée des modèles étant maintenant définis et connus, nous pouvons déterminer la dynamique de la gaine dans le cas où elle est ionisante et dans le cas où elle ne l’est pas, pour une pression du gaz de 50 et 150 Torr. Les résultats sont présentés sur la figure 5.14.

Concentrons nous dans un premier temps au graphe de droite obtenu pour une pression de 150 Torr. Nous observons que l’évolution temporelle de la taille de la gaine non-ionisante n’est pas la même que celle de la gaine ionisante. En effet, l’épaisseur de la gaine ionisante est monotone alors que celle de la gaine non-ionisante décroît dans un premier puis réaugmente dans un deuxième temps.  $d_{\text{ionisante}}$  augmente jusqu’à environ  $2.5 \mu\text{s}$ , temps auquel la tension de décharge atteint son minimum. En accord avec nos observations de la section 5.3.2,  $d_{\text{ionisante}}$  augmente au fur et à mesure que la tension de décharge diminue.  $d_{\text{ionisante}}$  décroît ensuite très légèrement pour des temps plus longs correspondant au début de la réaugmentation de la tension de décharge. En parallèle,  $d_{\text{non-ionisante}}$  décroît dans un premier temps (entre 400 et 800 ns) puis augmente dans un deuxième temps plus rapidement que  $d_{\text{ionisante}}$ . Cette évolution est due aux variations rapides du courant de

décharge et de la surface d'expansion cathodique qui n'affectent pas  $d_{\text{ionisante}}$ . Nous pouvons également noter que la valeur à laquelle se stabilise l'épaisseur de la gaine ionisante à la fin de la chute de la tension de décharge est quasiment égale à la valeur que nous avons obtenue en régime normal à la section 5.3.1 :  $d(150 \text{ Torr}) \approx 40 \mu\text{m}$ .

La dynamique de la gaine obtenue théoriquement peut être comparée aux résultats expérimentaux relatifs au régime auto-impulsionnel exposés au chapitre 4. Pour ce faire, l'évolution temporelle des maxima d'excitation électronique des raies d'argon à 427 nm étudiées expérimentalement a été superposée à l'évolution temporelle de l'épaisseur de la gaine sur la figure 5.14.

Pour une pression de 150 Torr, nous pouvons noter premièrement que les maxima d'excitation de la raie ionique sont plus éloignés de la cathode durant le régime auto-impulsionnel que durant le régime normal, cette distance valant  $60 \mu\text{m}$  en régime auto-impulsionnel et  $40 \mu\text{m}$  en régime normal. Deuxièmement, le modèle de gaine ionisante semble être en meilleur accord avec les observations expérimentales que le modèle de gaine non-ionisante. En effet, l'évolution temporelle de  $d_{\text{ionisante}}$  présente la même tendance que celle de la position des maxima des raies d'argon (une légère augmentation en début de cycle suivie d'une stabilisation) et le modèle prédit que les maxima d'émission sont toujours à l'extérieur de la gaine cathodique. Pour une pression de 150 Torr, la gaine est donc ionisante même si les maxima d'émission de la raie ionique se trouvent franchement en dehors de la gaine, contrairement à ce que nous avons observé en régime normal. L'hypothèse que nous avons formulée au chapitre 4 au sujet de la nature de la gaine cathodique est donc bien confirmée.

Intéressons nous maintenant au cas où la pression est égale à 50 Torr et qui est présenté sur le graphe de gauche de la figure 5.14.

Tout comme nous l'avons fait pour une pression de 150 Torr, l'évolution temporelle des maxima d'excitation électronique des raies d'argon à 427 nm étudiées expérimentalement a été superposée à l'évolution temporelle de l'épaisseur de la gaine pour une pression de 50 Torr. Comme nous l'avons précisé au chapitre 4, les maxima de la raie atomique n'apparaissent pas, cette raie ne présentant pas d'émission annulaire près de la cathode pour une pression de 50 Torr.

Premièrement, nous observons que les maxima d'excitation de la raie ionique sont plus éloignés de la cathode durant le régime auto-impulsionnel que durant le régime normal, cette distance valant  $100 \mu\text{m}$  en régime auto-impulsionnel et  $90 \mu\text{m}$  en régime normal. Contrairement au cas à 150 Torr, il est plus difficile d'établir un lien entre les résultats expérimentaux et l'un des deux modèles de gaine plutôt que l'autre. En effet, cette fois-ci l'évolution temporelle de la position par rapport à la cathode des maxima de la raie

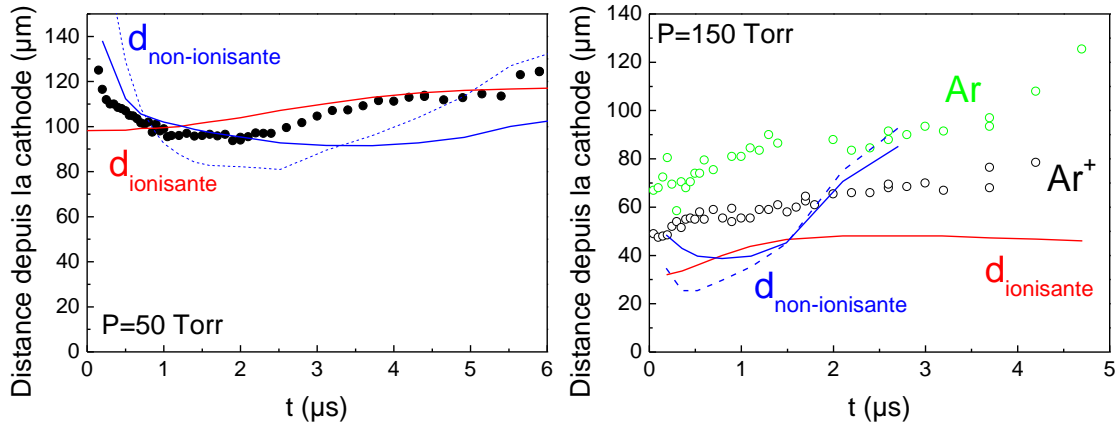


FIGURE 5.14 – Evolution temporelle de la distance à la cathode des maxima d'excitation électronique de la raie atomique (cercles verts) et ionique (ronds noirs) de l'argon à 427 nm, et de l'épaisseur de la gaine calculée pour une gaine ionisante (ligne rouge) et pour une gaine non-ionisante en tenant compte (ligne bleue) ou non (pointillés bleus) de la dépendance de  $S_C$  avec le courant, dans un trou de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre et une pression de 50 (à gauche) et de 150 Torr (à droite).

ionique d'argon présente une tendance similaire à celle de  $d_{\text{non-ionisante}}$  avec une première phase de décroissance (quasiment superposée à  $d_{\text{non-ionisante}}$  jusqu'à  $t=2 \mu\text{s}$ ) suivie d'une deuxième phase d'augmentation mais le minimum de  $d_{\text{non-ionisante}}$  arrive environ 2  $\mu\text{s}$  après le minimum de la distance des maxima d'émission à la cathode. D'autre part, la position de ces maxima se superpose à  $d_{\text{ionisante}}$  à partir d'un délai de la caméra CCD de 4  $\mu\text{s}$ , délai correspondant au moment où la tension de décharge cesse de diminuer et se stabilise. Ainsi, les résultats expérimentaux présentent un meilleur accord avec le modèle de gaine non-ionisante en tout début de cycle (entre 0 et 2  $\mu\text{s}$ ) alors que pour des délais plus longs, l'accord est meilleur avec le modèle de gaine ionisante (à partir de 4  $\mu\text{s}$ ). Finalement, nous concluerons en disant que la gaine commence à présenter un caractère "non-ionisant" pour des pressions de l'ordre de 50 Torr.

Précisons pour terminer que le calcul de la taille de la gaine non-ionisante dans le cas où la dépendance de  $S_C$  avec le courant de décharge n'est pas prise en compte est également présentée sur la figure 5.14 (pointillés bleus). Nous observons que l'écart entre cette courbe et la courbe tenant compte de cette dépendance est faible. En revanche, l'hypothèse d'une évolution linéaire de  $S_C$  avec le courant suppose une densité de courant constante et donc une puissance constante qui ne devrait pas induire de variation significative de la densité électronique durant le régime auto-impulsionnel contrairement à ce que nous avons pu observer expérimentalement. C'est pourquoi, au moment de la modélisation du régime auto-impulsionnel (cf. chapitre 8), nous ne considérerons que la dépendance de  $S_C$  avec la pression.



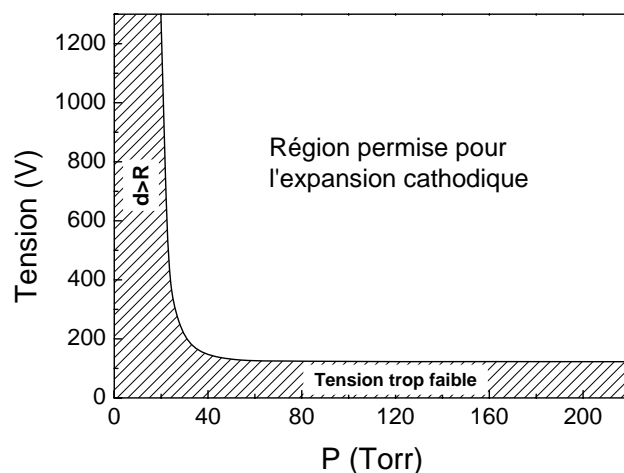


FIGURE 5.15 – A basse pression : évolution de la tension telle que  $d = R$ . A haute pression : évolution de la tension limite  $V_{\text{lim}}$  en dessous de laquelle il n'existe pas de solution à l'équation (5.23).

En résumé, l'hypothèse que nous avons formulée au chapitre 4 selon laquelle les différences observées entre le cas à 50 Torr et le cas à 150 Torr étaient dues à une gaine de nature différente (ionisante à 150 Torr et non-ionisante à 50 Torr) semble vérifiée. En effet, la gaine est bien ionisante à 150 Torr et commence à présenter un caractère "non-ionisant" à 50 Torr. L'évolution temporelle pour une pression de 50 Torr de la position des maxima expérimentaux étant à mi-chemin entre ce que prévoient les deux modèles de gaine proposés, la transition entre une gaine cathodique ionisante et une gaine cathodique commençant à présenter un caractère "non-ionisant" se situerait donc aux alentours de 50 Torr. Notons que cette conclusion au sujet de la différence de nature de la gaine cathodique pour des pressions de 50 et 150 Torr rejoint celle qui avait été formulée en régime normal (section 5.3.1). Ainsi, le régime de fonctionnement de la décharge n'affecterait pas la nature de la gaine cathodique.

## 5.5 Interprétation de la transition entre le régime anormal et le régime impulsionnel

Dans cette section, nous allons revenir sur l'influence de la tension de décharge sur l'épaisseur de la gaine cathodique prédite par le modèle de gaine ionisante (section 5.3.2) pour essayer d'interpréter la transition entre le régime anormal et le régime auto-

impulsionnel de fonctionnement de la MHCD.

Le modèle de gaine ionisante nous a permis d'identifier deux limites : (i) à basse pression ( $p \leq 45$  Torr), il existe une tension telle que l'épaisseur de la gaine soit égale au rayon du trou ( $d = R$ ) (ii) à haute pression ( $p > 45$  Torr), il existe une tension minimale en dessous de laquelle la décharge n'est plus maintenue, l'épaisseur de la gaine associée étant inférieure au rayon du trou ( $d < R$ ). Ceci pourrait peut-être expliquer la transition entre le régime anormal où tout le plasma est contenu à l'intérieur du trou et le régime auto-impulsionnel où le plasma commence à s'étendre sur la surface cathodique extérieure au sandwich. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre 2, le régime anormal est caractérisé par une augmentation linéaire de la tension avec le courant de décharge. La taille de la gaine serait donc de l'ordre de grandeur du rayon du trou ( $d \approx R$ ) dans ce régime, la gaine occupant alors l'intégralité du volume de la région cathodique. Cette gaine représenterait alors un "bouchon" empêchant le plasma de sortir du trou du côté de la cathode. La tension augmentant au fur et à mesure avec le courant de décharge, l'épaisseur de la gaine diminuerait jusqu'à atteindre une certaine valeur suffisamment inférieure à  $R$  pour qu'un canal se crée au niveau de la région cathodique à travers lequel le plasma va pouvoir s'engouffrer et ainsi s'étendre sur la surface cathodique. Ce phénomène marquerait alors la transition entre le régime anormal et le régime auto-impulsionnel.

Au vu de la figure 5.15 qui présente les deux cas limites obtenus avec le modèle de gaine ionisante, deux conditions sont à respecter pour que la décharge puisse sortir du trou et s'étendre sur la surface cathodique extérieure : (i) une épaisseur de gaine inférieure au rayon du trou (ii) une tension suffisamment élevée pour maintenir la gaine en dehors du trou. L'espace non hachuré sur la figure 5.15 correspond donc aux couples de pression/tension pour lesquels l'expansion de la décharge sur la surface cathodique extérieure au trou est possible.

Notons que la valeur  $V_{\text{lim}} = 123$  V pour des pressions supérieures à 60 Torr est inférieure à la tension observée expérimentalement en régime normal ( $V \approx 200$  V). Néanmoins, il faut garder à l'esprit que le modèle de gaine non-ionisante repose sur un nombre important d'approximations et sur un calcul non auto-consistant du champ électrique. D'autre part, la valeur du coefficient d'émission secondaire  $\gamma$  a une importance non négligeable sur la valeur de  $V_{\text{lim}}$ . Une valeur de  $\gamma$  de 0.012 donne une tension  $V_{\text{lim}}$  de 200 V.

## 5.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons abordé la partie théorique de mon travail de thèse. De manière à simplifier l'étude de la décharge, nous avons introduit une décomposition du système qui permet d'étudier séparément la région cathodique et la région faisant face

au diélectrique que nous assimilons à une colonne positive.

Ce chapitre a été entièrement consacré à l'étude de la région cathodique et plus particulièrement à la caractérisation de la gaine de charge d'espace. Deux modèles de gaine ont été développés, l'un concernant les gaines ionisantes et l'autre les gaines non-ionisantes, pour déterminer la nature de la gaine ainsi que son épaisseur durant le régime normal et le régime auto-impulsionnel. Il a été montré que le modèle de gaine ionisante est en meilleur accord avec les résultats expérimentaux qui ont été présentés aux chapitres 3 et 4 pour les plus hautes pressions, typiquement 150 Torr. A cette pression, une fraction significative de l'ionisation a donc lieu dans la gaine et par conséquent, le flux ionique créé à l'intérieur de cette dernière représente une part importante du flux ionique total au niveau de la surface cathodique. L'influence de la pression du gaz, de la tension de décharge et du coefficient d'émission secondaire sur l'épaisseur de la gaine cathodique qui sont tous les trois des paramètres d'entrée du modèle de gaine ionisante, a été étudiée. La gaine est d'autant plus fine que ces trois paramètres sont grands, leur augmentation entraînant une diminution de la longueur nécessaire pour créer suffisamment d'électrons pour assurer la continuité du courant dans la gaine cathodique. En ce qui concerne les résultats pour une pression de 50 Torr, les observations expérimentales n'ont pas pu être rapprochées préférentiellement à l'un des modèles de gaine plutôt qu'à l'autre et ce, dans les deux régimes de fonctionnement de la décharge étudiés. Cela nous a conduit à la conclusion suivante : la gaine cathodique commence à présenter un caractère "non-ionisant" pour une pression de 50 Torr. La nature de la gaine n'est donc pas la même aux deux pressions du gaz considérées. Enfin, l'étude de l'influence de la tension de décharge sur l'épaisseur de la gaine sur la gamme de pressions considérée, nous a permis de proposer une interprétation de la transition entre le régime anormal confiné dans le trou et le régime auto-impulsionnel d'expansion périodique de la décharge sur l'arrière de la cathode. Lorsque la tension de décharge est faible, l'épaisseur de la gaine cathodique est suffisamment proche du rayon du trou, pour que la gaine occupe la majeure partie du volume de la région cathodique, créant ainsi un bouchon qui confine la décharge dans l'espace interélectrodes.  $d$  étant une fonction décroissante de la tension de décharge, au fur et à mesure que cette dernière augmente durant le régime anormal, l'épaisseur de la gaine diminue progressivement jusqu'au moment où elle devient suffisamment inférieure au rayon du trou pour entraîner un canal suffisamment large à l'intérieur de la région cathodique à travers lequel le plasma peut s'engouffrer et atteindre l'arrière de la surface cathodique : c'est le début du régime auto-impulsionnel.



# Chapitre 6

## Modèle de transport en régime stationnaire de la MHCD

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Description du modèle</b>	<b>116</b>
6.1.1	Chimie du système	116
6.1.2	Equations de transport	117
6.1.3	Conditions aux limites	121
<b>6.2</b>	<b>Etude de la colonne positive</b>	<b>123</b>
6.2.1	Cas standard et conditions aux limites	123
6.2.2	Hypothèses du modèle et méthode d'intégration	125
6.2.3	Résultats	125
<b>6.3</b>	<b>Etude de la région cathodique</b>	<b>133</b>
6.3.1	Conditions aux limites	133
6.3.2	Résultats	136
<b>6.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>142</b>

---

Dans le chapitre précédent, nous avons abordé l'étude théorique de la micro décharge à cathode creuse en proposant une décomposition du système en trois régions distinctes. Nous nous sommes focalisés sur la gaine de charge d'espace de la région cathodique. Nous avons vu que l'épaisseur de la gaine de charge d'espace est négligeable devant le rayon du trou dans la colonne positive mais qu'elle représente une partie significative de l'espace dans la région cathodique. Nous allons maintenant nous concentrer sur la deuxième région constitutive de la décharge à savoir le corps du plasma (représenté en noir sur la figure 5.3). Le plasma étant quasi-neutre, l'équation de Poisson ne sera plus nécessaire. Le but du modèle de transport proposé dans ce chapitre est de déterminer les profils de densité des particules chargées. En outre, deux quantités importantes seront discutées :

(i) la température électronique, (ii) les flux des particules chargées aux parois. Le modèle repose sur trois types de particules chargées et les espèces métastables ne seront pas prises en compte dans un premier temps. Le dernier chapitre abordera leur influence sur l'équilibre de la décharge.

Au cours de ce chapitre nous allons caractériser le corps du plasma dans la région cathodique et dans la colonne positive durant le régime normal de fonctionnement de la décharge. Pour ce faire, nous allons utiliser un modèle de transport 1D en géométrie cylindrique. Nous allons dans un premier temps décrire le modèle de transport qui est commun aux deux régions de la décharge considérées et détailler les conditions aux limites qui elles sont spécifiques à chacune des deux régions. Nous présenterons ensuite les résultats associés à la colonne positive puis ceux associés à la région cathodique. Le modèle de transport étant non-linéaire du fait de la recombinaison électrons-ions, il faut se donner une valeur de la densité électronique au centre de la décharge. Cette dernière sera choisie en fonction de la densité électronique qui avait été mesurée expérimentalement (cf. chapitre 3). Ainsi, ce modèle ne permet pas d'obtenir la valeur absolue des densités des espèces chargées mais leur valeur relative ainsi que leur profil radial. Le seul moyen d'obtenir la valeur absolue des densités est d'introduire un bilan de puissance. C'est ce que nous ferons dans le chapitre suivant.

## 6.1 Description du modèle

### 6.1.1 Chimie du système

Les états métastables de l'argon ne sont pas pris en compte pour le moment et les espèces ioniques considérées sont les ions atomiques  $Ar^+$  et les ions moléculaires  $Ar_2^+$ . Les réactions prises en compte dans le modèle sont celles que nous avons présentées au moment de l'étude de la structure de la décharge en régime normal (section 3.1). La cinétique des métastables étant pour l'instant ignorée, nous ne considérerons pas les équations (3.1) et (3.2). Les quatre processus élémentaires pris en compte sont donc les suivants :



L'équation (6.1) correspond à la réaction d'ionisation par impact électronique sur les atomes neutres d'argon qui conduit à la formation d'électrons et d'ions atomiques  $Ar^+$ . Etant donné que les pressions sous lesquelles fonctionne la décharge sont relativement élevées, les ions atomiques sont rapidement convertis en ions moléculaires  $Ar_2^+$  par impact sur les atomes d'argon (équation (6.2)). Les ions peuvent ensuite se recombiner avec les électrons par recombinaison collisionnelle radiative pour les ions atomiques (6.3) ou par recombinaison dissociative pour les ions moléculaires (6.4).

Les constantes de réaction associées aux quatre équations précédentes sont les suivantes :

$$K_{iz} = 2.34 \times 10^{-14} T_e^{0.59} \exp\left(\frac{-E_{iz}}{kT_e}\right) \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \quad (6.5)$$

$$K_1 = 2.5 \times 10^{-43} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1} \quad (6.6)$$

$$K_{rec1} = 5.6 \times 10^{-39} T_e^{-9/2} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1} \quad (6.7)$$

$$K_{rec2} = 5.4 \times 10^{-14} T_e^{-2/3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \quad (6.8)$$

$K_{iz}$  est la constante de réaction associée au processus d'ionisation (équation (6.1)) qui, multipliée par la densité de neutres, que nous noterons  $n_g$  par la suite, donne la fréquence d'ionisation  $\nu_{iz}$  [21]. Nous reviendrons sur ce point un peu plus loin. Notons que  $K_{iz}$  présente une double dépendance à la température électronique  $T_e$ , la dépendance présente dans le facteur pré-exponentiel étant plus faible que celle présente dans l'exponentielle elle-même.  $E_{iz}$  est l'énergie seuil d'ionisation et vaut 17.44 eV. Nous pouvons noter ici que la valeur exacte de l'énergie seuil d'ionisation pour l'argon est de 15.6 eV mais la valeur 17.44 eV correspond à un meilleur fit de l'intégration numérique des sections efficaces de l'argon pour une distribution Maxwellienne [21].  $K_1$  est la constante de réaction associée à la formation des ions moléculaires à partir des ions atomiques (équation (6.2)) [79], seule constante de réaction du modèle indépendante de  $T_e$ . Enfin,  $K_{rec1}$  [56] et  $K_{rec2}$  [79] sont les constantes de réaction associées aux équations de recombinaison des ions atomiques (équation (6.3)) et des ions moléculaires (équation (6.4)) respectivement.

### 6.1.2 Equations de transport

Nous avons opté pour une description fluide permettant une analyse macroscopique de la décharge. Pour une analyse microscopique du système une description cinétique basée sur l'étude de l'évolution de la fonction de distribution des particules serait nécessaire, l'équation régissant l'évolution des fonctions de distribution étant l'équation de Boltzmann. En utilisant les moments successifs de cette équation nous obtenons les équations fluide qui correspondent respectivement à la conservation de la masse, de la

quantité de mouvement et de l'énergie. Seules les deux premières équations de conservation sont nécessaires pour le modèle de transport ; elles sont présentées dans les deux sous-paragraphes suivants.

### Equation de continuité

L'équation de conservation des particules encore appelée équation de continuité, est obtenue en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses des particules et s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_\alpha = G_\alpha - P_\alpha \quad (6.9)$$

où  $n_\alpha$  et  $\Gamma_\alpha$  sont respectivement la densité et le flux de l'espèce  $\alpha$  ( $e^-$ ,  $Ar^+$  ou  $Ar_2^+$ ), et  $G_\alpha$  et  $P_\alpha$  les taux de création et de perte en volume induits par les quatre processus collisionnels exposés à la section 6.1.1.

Dans le cadre de l'étude du régime stationnaire, la variation temporelle de la densité en un point donné de l'espace ( $\frac{\partial n_\alpha}{\partial t}$ ) est nulle, le membre de gauche de l'égalité se réduisant ainsi à la divergence du flux.

En utilisant les équations (6.1) à (6.4), nous pouvons écrire la conservation de chacune des trois espèces considérées :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e = \nu_{iz} n_e - K_{rec1} n_e^2 n_{Ar^+} - K_{rec2} n_e n_{Ar_2^+} \quad (6.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_{Ar^+} = \nu_{iz} n_e - K_1 n_{Ar^+} n_g^2 - K_{rec1} n_e^2 n_{Ar^+} \quad (6.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_{Ar_2^+} = K_1 n_{Ar^+} n_g^2 - K_{rec2} n_e n_{Ar_2^+} \quad (6.12)$$

Les électrons sont créés par ionisation et détruits par recombinaison, les ions atomiques sont créés par ionisation et détruits par recombinaison collisionnelle radiative et par la formation des ions moléculaires, ces derniers étant créés à partir des ions atomiques et détruits par recombinaison dissociative.

En sommant ces trois équations de continuité associées aux trois espèces considérées nous obtenons la relation suivante entre les flux des différentes espèces :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\Gamma}_{Ar^+} + \vec{\Gamma}_{Ar_2^+}) \quad (6.13)$$

Ce qui entraîne une relation simple entre le flux électronique et les flux ioniques :

$$\vec{\Gamma}_e = \vec{\Gamma}_{Ar^+} + \vec{\Gamma}_{Ar_2^+} + cte \quad (6.14)$$



Pour des raisons de symétrie, les flux des espèces chargées sont nuls au centre ce qui implique que la constante présente dans l'équation précédente doit être nulle. La validité de cet argument dans la région cathodique sera discutée plus loin. Ainsi, le flux électronique est égal à la somme des flux ioniques :

$$\vec{\Gamma}_e = \vec{\Gamma}_{\text{Ar}^+} + \vec{\Gamma}_{\text{Ar}_2^+} \quad (6.15)$$

### Equation de conservation de l'impulsion

En multipliant maintenant l'équation de Boltzmann par la quantité de mouvement  $m_\alpha u_\alpha$  de l'espèce  $\alpha$  et en l'intégrant dans l'espace des vitesses, nous obtenons l'équation de conservation de l'impulsion qui s'exprime de la manière suivante :

$$n_\alpha m_\alpha \frac{\partial \vec{u}_\alpha}{\partial t} + n_\alpha m_\alpha (\vec{u}_\alpha \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_\alpha = n_\alpha q_\alpha \vec{E} - \vec{\nabla} p_\alpha - n_\alpha m_\alpha \nu_\alpha \vec{u}_\alpha \quad (6.16)$$

où  $m_\alpha$ ,  $\vec{u}_\alpha$  et  $q_\alpha$  sont respectivement la masse, la vitesse et la charge de l'espèce  $\alpha$ .  $\nu_\alpha$  représente la fréquence de collisions entre l'espèce chargée considérée et les atomes neutres d'argon.

Le régime étant stationnaire, le terme relatif à l'accélération des particules dans le membre de gauche de l'égalité est nul. Le second terme du membre de gauche correspond à l'accélération convective et entraîne un couplage non-linéaire entre l'équation de continuité et l'équation de conservation de l'impulsion. Or, comme notre étude ne concerne que le corps du plasma et ignore les gaines de charge d'espace, la quasi-neutralité est respectée entraînant un potentiel électrostatique quasiment constant. Il est donc légitime de négliger l'accélération convective dans le corps du plasma. L'équation (6.16) se réduit alors au membre de droite qui correspond à la somme des forces s'exerçant sur la particule  $\alpha$  (force électrique, force de pression et force de friction).

De manière à compléter la description de la décharge et fermer le système d'équations, nous faisons l'hypothèse isotherme sous laquelle un changement de pression n'entraîne pas de changement de température mais seulement un changement de densité :

$$\vec{\nabla} p_\alpha = k T_\alpha \vec{\nabla} n_\alpha \quad (6.17)$$

La validité de cette hypothèse pour les électrons dans la région cathodique sera discutée au moment de la présentation des résultats.

En utilisant cette hypothèse isotherme et en divisant la somme des forces de l'équation (6.16) par  $m_\alpha \nu_\alpha$ , nous obtenons l'expression du flux de l'espèce chargée  $\alpha$  dans l'approximation

mation dérive-diffusion :

$$\vec{\Gamma}_\alpha = n_\alpha \vec{u}_\alpha = \frac{n_\alpha q_\alpha}{m_\alpha \nu_\alpha} \vec{E} - \frac{kT_\alpha}{m_\alpha \nu_\alpha} \vec{\nabla} n_\alpha = n_\alpha \mu_\alpha \vec{E} - D_\alpha \vec{\nabla} n_\alpha \quad (6.18)$$

où  $\mu_\alpha \equiv q_\alpha/m_\alpha \nu_\alpha$  et  $D_\alpha \equiv kT_\alpha/m_\alpha \nu_\alpha$  sont respectivement la mobilité et le coefficient de diffusion de l'espèce  $\alpha$ .

A ce stade du modèle, sans équation d'énergie, il faut fixer la température des différentes espèces :  $T_e$ ,  $T_{Ar^+}$  et  $T_{Ar_2^+}$ . La température électronique ne peut pas prendre n'importe quelle valeur car certaines conditions aux limites doivent être respectées comme nous le verrons à la section suivante. De manière à simplifier le problème, la diffusion des ions peut être négligée, ceci se justifiant par le fait que les ions sont beaucoup plus lourds et plus froids que les électrons. Cette simplification ( $T_{Ar^+} = T_{Ar_2^+} \approx 0$ ) va nous permettre d'obtenir une expression simple du champ électrique en fonction de la densité électronique ainsi qu'une relation simple entre le rapport des flux et des densités ioniques. En injectant les relations de dérive-diffusion de chacune des trois espèces dans l'équation (6.15) et en tenant compte de la simplification ci-dessus, nous obtenons :

$$\left( (\mu_e - \mu_{Ar^+}) n_{Ar^+} + (\mu_e - \mu_{Ar_2^+}) n_{Ar_2^+} \right) \vec{E} = D_e \vec{\nabla} n_e \quad (6.19)$$

La mobilité des ions étant négligeable devant celle des électrons ( $\mu_{Ar^+}$  et  $\mu_{Ar_2^+} \ll \mu_e$ ), nous obtenons ainsi l'expression du champ électrique en fonction de la température et de la densité électroniques :

$$\vec{E} = - \frac{kT_e}{e} \frac{\vec{\nabla} n_e}{n_e} \quad (6.20)$$

Cette formule permet alors d'obtenir une relation simple entre le rapport des flux et des densités ioniques qui fait intervenir les mobilités ioniques :

$$\frac{\Gamma_{Ar^+}}{\Gamma_{Ar_2^+}} = \frac{\mu_{Ar^+} n_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+} n_{Ar_2^+}} \quad (6.21)$$

L'expression du champ électrique étant maintenant connue nous allons pouvoir écrire le système d'équations en géométrie cylindrique qui va nous permettre d'obtenir l'évolution radiale des flux et des densités des espèces chargées.

### Systeme d'équations

Nous avons sept variables : les trois flux et les trois densités des espèces chargées ainsi que la température électronique. Cette dernière est indépendante de  $r$  sous l'hypothèse

isotherme, ce qui ramène le nombre de variables à six. Cependant, nous verrons que  $T_e$  doit satisfaire une condition imposée par la géométrie et la pression. Au vu des relations existantes entre ces différentes variables, le système peut se réduire à trois équations différentielles pour trois variables indépendantes. Les trois variables privilégiées sont la densité électronique  $n_e$ , le flux électronique  $\Gamma_e$  et le flux des ions atomiques  $\Gamma_{Ar^+}$ . Les deux autres densités ainsi que le flux des ions moléculaires pourront être déduits en utilisant les relations suivantes qui ont été établies aux deux paragraphes précédents :

$$\Gamma_{Ar_2^+} = \Gamma_e - \Gamma_{Ar^+} \quad (6.22)$$

$$n_{Ar^+} = \frac{\Gamma_{Ar^+}}{\Gamma_{Ar^+} + \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} \Gamma_{Ar_2^+}} n_e \quad (6.23)$$

$$n_{Ar_2^+} = n_e - n_{Ar^+} \quad (6.24)$$

Les trois équations différentielles du premier ordre reliant les trois variables privilégiées et leurs dérivées sont les suivantes :

$$n_e' = \frac{e}{\mu_{Ar^+} k T_e} \left( \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} - 1 \right) \Gamma_{Ar^+} - \frac{e}{\mu_{Ar_2^+} k T_e} \Gamma_e \quad (6.25)$$

$$\Gamma_e' = \nu_{iz} n_e - K_{rec1} n_e^3 \frac{\Gamma_{Ar^+}}{\left(1 - \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}}\right) \Gamma_{Ar^+} + \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} \Gamma_e} - \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} K_{rec2} n_e^2 \frac{\Gamma_e - \Gamma_{Ar^+}}{\left(1 - \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}}\right) \Gamma_{Ar^+} + \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} \Gamma_e} - \frac{\Gamma_e}{r} \quad (6.26)$$

$$\Gamma_{Ar^+}' = \nu_{iz} n_e - K_1 n_g^2 n_e \frac{\Gamma_{Ar^+}}{\left(1 - \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}}\right) \Gamma_{Ar^+} + \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} \Gamma_e} - K_{rec1} n_e^3 \frac{\Gamma_{Ar^+}}{\left(1 - \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}}\right) \Gamma_{Ar^+} + \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} \Gamma_e} - \frac{\Gamma_{Ar^+}}{r} \quad (6.27)$$

Notons qu'étant donné que la géométrie du système est cylindrique, le développement de la divergence a introduit un terme géométrique supplémentaire en  $\Gamma/r$ .

Cette formulation est particulièrement astucieuse pour la résolution numérique d'un problème aux valeurs initiales. Nous allons revenir sur la méthode d'intégration après avoir discuté les conditions aux limites.

### 6.1.3 Conditions aux limites

Le système est résolu comme un problème aux valeurs initiales, c'est-à-dire que les valeurs des variables considérées ( $n_e$ ,  $\Gamma_e$  et  $\Gamma_{Ar^+}$ ) sont fixées au centre (en  $r = 0$ ) et qu'une méthode de tir est ensuite appliquée. Cette méthode de tir ne présente pas les mêmes

conditions de bords dans la colonne positive que dans la région cathodique. Les méthodes de tir associées à chacune des deux régions de la décharge seront décrites au cours des deux prochaines sections.

Comme annoncé en début de chapitre, le modèle n'étant pas linéaire, la valeur de la densité électronique  $n_e$  au centre doit être un paramètre d'entrée du modèle. Les valeurs absolues de cette dernière seront calculées au chapitre suivant où nous introduirons un bilan de puissance. Pour l'instant, il faut donc se donner une certaine valeur de  $n_e$  au centre de la décharge que nous noterons  $n_0$ . Dans un premier temps, nous allons considérer une densité électronique au centre du sandwich identique quelque soit la pression du gaz égale à  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ , la densité électronique déterminée expérimentalement valant quelques  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Nous verrons dans un deuxième temps l'effet de cette valeur sur les résultats du modèle.

Etant donné la symétrie du système, la condition initiale naturelle pour les flux est  $\Gamma_e(0) = \Gamma_{Ar^+}(0) = 0$ . Mais au vu de la forme des équations,  $\Gamma_e(0) = \Gamma_{Ar^+}(0) = 0$  n'est pas une condition initiale facile à manier étant donné qu'il y a à ce moment là une forme indéterminée en  $r = 0$  dans les équations (6.26) et (6.27). Il faut donc trouver des relations supplémentaires au centre du trou. Tout d'abord, en combinant les équations (6.15) et (6.21) nous obtenons une relation entre le flux électronique et le flux des ions atomiques au centre de la décharge (en  $r = 0$ ) :

$$\Gamma_e(0) = \Gamma_{Ar^+}(0) \left( 1 + \frac{\mu_{Ar_2^+} n_{Ar_2^+}(0)}{\mu_{Ar^+} n_{Ar^+}(0)} \right) \quad (6.28)$$

Cette relation fait intervenir le rapport des densités ioniques au centre de la décharge. Cette dernière est déterminée en dérivant par rapport à la variable  $r$  la relation liant les mobilités, les flux et les densités ioniques (équation (6.21)). Cette dérivée est ensuite écrite en  $r = 0$ , point où les dérivées des densités sont nulles ( $n'_{Ar^+}(0) = n'_{Ar_2^+}(0) = 0$ ), conduisant à une relation simple entre les flux des espèces ioniques et leurs dérivées :

$$\frac{\Gamma_{Ar^+}}{\Gamma_{Ar_2^+}} \Big|_{(r=0)} = \frac{\Gamma'_{Ar^+}}{\Gamma'_{Ar_2^+}} \Big|_{(r=0)} \quad (6.29)$$

En combinant ensuite cette équation (6.29) à l'équation (6.21) et à la dérivée de l'équation (6.15), nous obtenons une équation du deuxième degré pour le rapport des

densités au centre dont la solution est :

$$\left. \frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}} \right|_{(r=0)} = \frac{\nu_{iz} + \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} K_{rec2} n_0 - K_1 n_g^2 - K_{rec1} n_0^2}{2 \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} K_1 n_g^2} + \frac{\sqrt{(K_1 n_g^2 + K_{rec1} n_0^2)^2 - \nu_{iz} - \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} K_{rec2} n_0 + 4 \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} K_1 \nu_{iz} n_g^2}}{2 \frac{\mu_{Ar^+}}{\mu_{Ar_2^+}} K_1 n_g^2} \quad (6.30)$$

Cette relation définit ainsi le rapport des densités ioniques au centre comme une fonction de la pression, de la fréquence d'ionisation  $\nu_{iz}$  et donc de la température électronique. Notons de plus, que ce rapport  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}$  dépend de la valeur de la densité électronique au centre. L'équation (6.30) permet en plus de la détermination du rapport des densités ioniques au centre, de calculer la valeur du rapport  $\frac{\Gamma_{Ar^+}}{\Gamma_{Ar_2^+}}$  au centre qui satisfait les équations du problème.

Les trois équations différentielles du modèle peuvent maintenant être intégrées pour obtenir la distribution radiale des densités et des flux des espèces chargées. La procédure pour l'intégration numérique consiste à choisir une valeur pour la température électronique et donc pour la fréquence d'ionisation, ce qui fixe une valeur du rapport des densités ioniques au centre, et d'intégrer ensuite les équations de manière à satisfaire une condition limite aux bords bien particulière qui va dépendre de la région considérée. Cette condition aux limites ainsi que la répartition spatiale des paramètres du plasma vont être détaillées dans les deux sections suivantes où nous allons nous intéresser dans un premier temps à la colonne positive puis dans un deuxième temps à la région cathodique.

## 6.2 Etude de la colonne positive

### 6.2.1 Cas standard et conditions aux limites

La diffusion ambipolaire dans une colonne positive pour un plasma électron-ion est présentée dans tous les livres de physique des plasmas. Dans le cas de la MHCD étudiée ici, deux éléments viennent complexifier le problème. Premièrement, nous ne prenons en considération non pas deux espèces mais trois (les électrons, les ions atomiques et moléculaires de l'argon) et deuxièmement, les pertes par recombinaison doivent être incluses dans le modèle. Nous allons rappeler ici brièvement les résultats standards associés à la diffusion ambipolaire classique.

Premièrement, les pressions sous lesquelles nous travaillons étant suffisamment élevées,

le coefficient de diffusion ambipolaire  $D_a$  intervenant dans l'équation de diffusion des électrons est considéré comme constant. Ainsi, en utilisant le fait que  $\Gamma_e = -D_a \nabla n_e$ , l'équation de continuité des électrons prend la forme suivante :

$$\frac{\partial n_e(r)}{\partial t} - D_a \nabla^2 n_e = \nu_{iz} n_e(r) \quad (6.31)$$

Seule l'évolution spatiale de  $n_e$  nous intéresse ici, l'équation de diffusion est résolue en régime permanent ce qui supprime le terme de variation temporelle. D'autre part, l'épaisseur de la gaine de charge d'espace étant négligeable dans la colonne positive, la température électronique est considérée indépendante de la position radiale  $r$ . Ainsi, en développant le laplacien de la densité en coordonnées cylindriques, puis en procédant à l'intégration, nous obtenons le profil radial de la densité électronique :

$$n_e(r) = n_0 J_0(\beta r) \text{ avec } \beta = \sqrt{\frac{\nu_{iz}}{D_a}} = \frac{\chi_{01}}{R} \quad (6.32)$$

où  $J_0$  est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro,  $\chi_{01}$  est le premier zéro de la fonction  $J_0$  qui vaut 2.405 et le coefficient  $\beta$  a été introduit pour alléger les notations. Ainsi le profil de la densité électronique en géométrie cylindrique est de type Bessel. Deuxièmement, nous introduisons le paramètre noté  $h_R$  qui correspond au rapport de la densité à l'entrée de la gaine sur la densité au centre de la décharge. L'expression de ce paramètre est déduite de celle du flux électronique à la paroi qui s'exprime des deux façons suivantes dans le cas simple où une seule espèce ionique  $i$  est présente :

$$\Gamma_e(R) = -D_a \nabla n_e(R) = -D_a \frac{dn_e}{dr}(R) = D_a n_0 \beta J_1(\beta R) \quad (6.33)$$

$$\Gamma_e(R) = \Gamma_i(R) = n_R u_B = h_R n_0 u_B \quad (6.34)$$

où  $u_B$  est la vitesse de Bohm. L'égalisation de ces deux expressions de  $\Gamma_e(R)$  conduit à l'expression suivante pour le paramètre  $h_R$  :

$$h_R = \frac{\chi_{01} J_1(\chi_{01})}{R u_B} D_a \quad (6.35)$$

A haute pression,  $h_R \approx 0$  et par conséquent la densité à la lisière de gaine est quasiment nulle. Dans la colonne positive où la gaine est très fine,  $n = 0$  en  $r = R$  est une excellente condition aux limites.

Troisièmement, la température électronique est une fonction du produit distance caractéristique  $\times$  pression. Elle est solution de l'équation (6.32), c'est-à-dire indépendante de la densité électronique.

Nous verrons au chapitre suivant comment ces résultats peuvent être réinterprétés dans le cas plus complexe où deux espèces ioniques sont présentes et où un processus de perte par recombinaison intervient.

### 6.2.2 Hypothèses du modèle et méthode d'intégration

Comme exposé précédemment, au niveau de la colonne positive, le champ électrique et le courant de décharge sont principalement selon la direction axiale et quasiment indépendant de la position radiale  $r$ . Nous pouvons donc supposer que le processus d'ionisation est constant radialement. La fréquence d'ionisation  $\nu_{iz}$  ainsi que la température électronique  $T_e$  sont donc des grandeurs indépendantes de  $r$  qui ne vont dépendre que de la densité de neutres et donc de la pression du gaz. La fréquence d'ionisation est égale au produit de la densité de neutres par la constante d'ionisation :  $\nu_{iz} = n_g K_{iz}$  (cf. équation (6.5)).

Nous allons imposer une certaine valeur à la température électronique et donc une certaine valeur de la fréquence d'ionisation, ce qui va correspondre à un certain profil radial pour les densités des espèces chargées. Ces dernières vont atteindre une valeur nulle à une certaine distance du centre du trou, ce qui va définir une certaine longueur. La gaine étant négligeable dans la colonne positive, nous allons considérer que les densités des particules doivent tomber à zéro au niveau de la paroi du diélectrique, c'est-à-dire en  $r = R$ . Ainsi, si la valeur de  $T_e$  imposée induit une longueur nécessaire pour atteindre des densités nulles égale au rayon du trou alors la solution est trouvée. Dans le cas contraire, la valeur de  $T_e$  est modifiée et l'intégration relançée jusqu'à ce que la longueur d'intégration corresponde effectivement au rayon du trou. Notons que la condition  $n = 0$  en  $r = R$  ( $h_R = 0$ ) n'est pas la plus rigoureuse même si elle est satisfaisante. Une condition plus précise est de fixer la vitesse des ions à l'entrée de la gaine. Nous utiliserons cette condition dans la région cathodique.

La méthode d'intégration étant maintenant définie nous allons pouvoir déterminer l'évolution de la température électronique en fonction de la pression ainsi que le profil radial des densités et des flux des espèces chargées.

### 6.2.3 Résultats

Les premiers résultats qui vont être présentés ici ont été obtenus pour une densité électronique au centre identique pour chacune des pressions du gaz considérée ( $n_0 = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ). L'effet de cette valeur initiale sur les résultats du modèle sera commenté en fin de section.

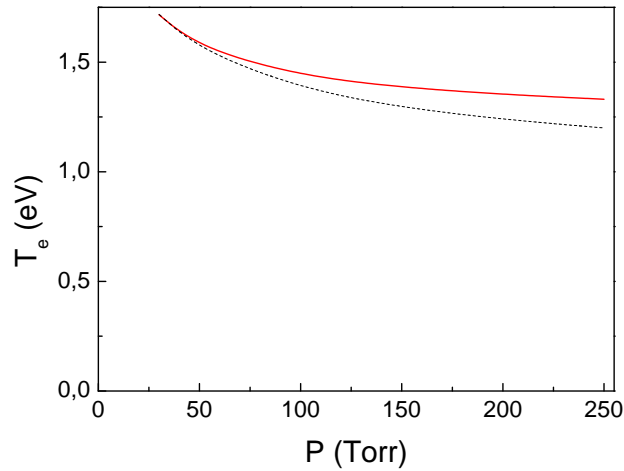


FIGURE 6.1 – Evolution de la température électronique en fonction de la pression du gaz donnée par le modèle de transport 1D (ligne rouge) et par la formule (6.32) (pointillés noirs) pour une densité électronique au centre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

### Température électronique

Comme expliqué au moment de la présentation des conditions aux limites, la valeur de la température électronique est déterminée en faisant coïncider la longueur nécessaire pour atteindre des densités nulles et le rayon du trou, et ce, pour chaque valeur de la pression du gaz considérée. Cette procédure nous permet donc d'obtenir l'évolution de  $T_e$  en fonction de la pression du gaz qui est présentée figure 6.1.

Premièrement, nous observons que la température électronique est une fonction décroissante de la pression du gaz. Néanmoins, nous voyons que l'influence de ce paramètre sur  $T_e$  est faible. En effet, lorsque la pression est multipliée par cinq ( $30 \rightarrow 150$  Torr), la température électronique passe de 1.72 à 1.38 eV soit une diminution de 20 %. Le fait que  $T_e$  soit une fonction décroissante de la pression du gaz peut s'expliquer par le fait que plus la pression est importante plus les collisions entre les électrons et les atomes neutres du gaz sont nombreuses limitant ainsi le phénomène de diffusion. Par conséquent, le mécanisme d'ionisation qui permet de compenser les pertes par diffusion peut perdre en efficacité à plus haute pression, les pertes électroniques étant diminuées. C'est pourquoi l'énergie des électrons et donc la température électronique sont moins élevées lorsque la pression du gaz augmente.

Sur la figure 6.1 nous avons superposé l'évolution de  $T_e$  donnée par la formule (6.32) à celle prédite par le modèle de transport. Nous voyons que l'accord entre ces deux évolutions est très bon aux plus basses pressions ( $p \leq 50$  Torr) mais qu'il se dégrade progressivement au fur et à mesure que la pression du gaz augmente, l'écart entre les deux courbes étant



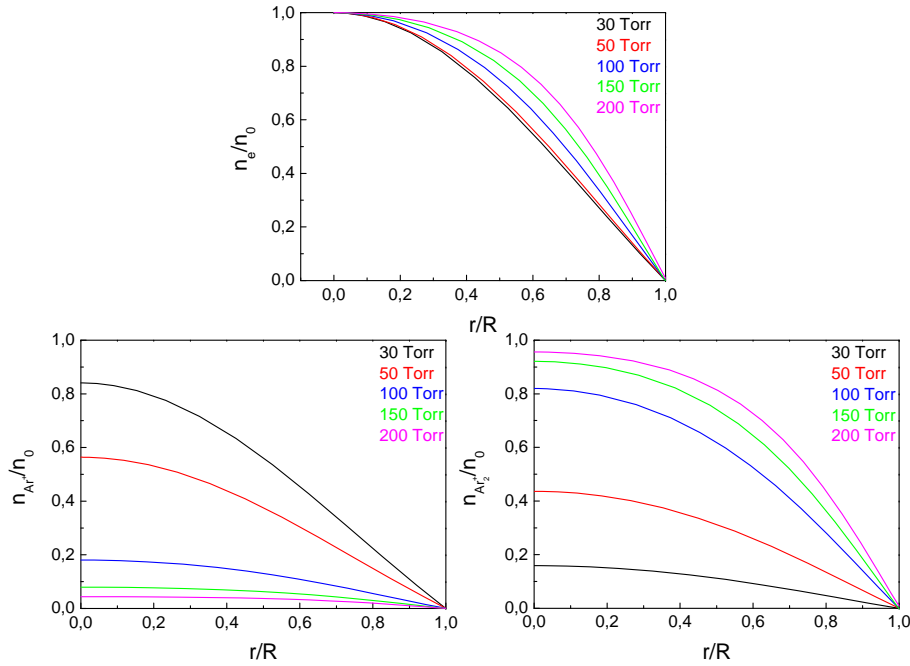


FIGURE 6.2 – Profils radiaux de la densité électronique (en haut), de la densité des ions atomiques (à gauche) et de la densité des ions moléculaires (à droite) pour cinq pressions différentes, pour une densité électronique au centre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

de plus en plus prononcé. Ceci est dû au fait que la formule (6.32) correspond au cas standard où une seule espèce ionique est présente et où les espèces sont créées au centre de la décharge par ionisation et perdues à la paroi. Dans le cas de la MHCD étudiée ici, deux espèces ioniques sont présentes et un deuxième processus de pertes intervient : la recombinaison. Cette dernière étant d'autant plus efficace que la pression est élevée, l'écart au cas standard est plus prononcé à haute pression.

### Profils radiaux des flux et des densités des espèces chargées

La figure 6.2 présente les profils radiaux des densités des électrons, des ions atomiques et des ions moléculaires pour cinq pressions du gaz différentes. Premièrement, pour les plus basses pressions (30 et 50 Torr), nous retrouvons un profil de densité de type Bessel caractéristique d'une diffusion ambipolaire qui est caractérisée par une production d'espèces chargées en volume par ionisation et une perte de ces espèces par diffusion aux parois. Lorsque la pression augmente ce profil est légèrement déformé avec l'apparition d'un léger plateau au centre de la décharge. Cette faible déformation du profil est due à l'augmentation progressive de l'importance du processus de recombinaison électrons-ions.

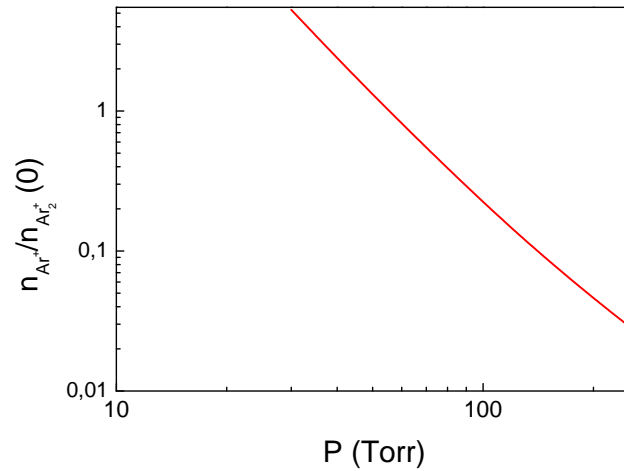


FIGURE 6.3 – Evolution du rapport des densités ioniques au centre en fonction de la pression du gaz pour une densité électronique au centre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

L'augmentation de ce processus sera commentée un peu plus loin. Néanmoins, cet effet de la pression sur le profil de densités reste faible indiquant ainsi un effet limité de la recombinaison électrons-ions sur le transport des particules chargées dans la colonne positive à cette valeur de la densité électronique. Deuxièmement, nous observons que pour des pressions de 30 et 50 Torr la densité des ions atomiques est supérieure à celle des ions moléculaires alors que le contraire est observé pour des pressions du gaz supérieures ou égales à 100 Torr. Cette tendance pourrait expliquer la légère déformation du profil de densité électronique en avançant l'argument que lorsque les ions  $Ar_2^+$  deviennent majoritaires, alors l'effet de la recombinaison électrons-ions commence à apparaître car sous nos conditions de travail la recombinaison dissociative (entre les  $e^-$  et les ions  $Ar_2^+$ ) est plus efficace que la recombinaison collisionnelle radiative (entre les  $e^-$  et les ions  $Ar^+$ ). En effet, comme nous l'avions expliqué au moment de l'étude de la structure de la décharge (section 3.1), le coefficient de recombinaison des ions  $Ar^+$  est environ six ordres de grandeur inférieurs à celui des ions  $Ar_2^+$  pour une température électronique de 1 eV et une densité électronique de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Ainsi, l'effet de la recombinaison sur le profil de  $n_e$  sera d'autant plus prononcé que la densité des ions moléculaires sera importante c'est-à-dire que la pression sera élevée.

Pour mieux évaluer l'effet de la pression sur le rapport des densités des deux espèces ioniques de l'argon considérées, nous avons tracé sur la figure 6.3 l'évolution du rapport  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}} \Big|_{(r=0)}$  (équation (6.30)) avec la pression du gaz en échelle logarithmique. Nous observons une diminution de ce rapport au fur et à mesure que la pression du gaz augmente et nous retrouvons le fait que les ions atomiques sont majoritaires pour des pressions de

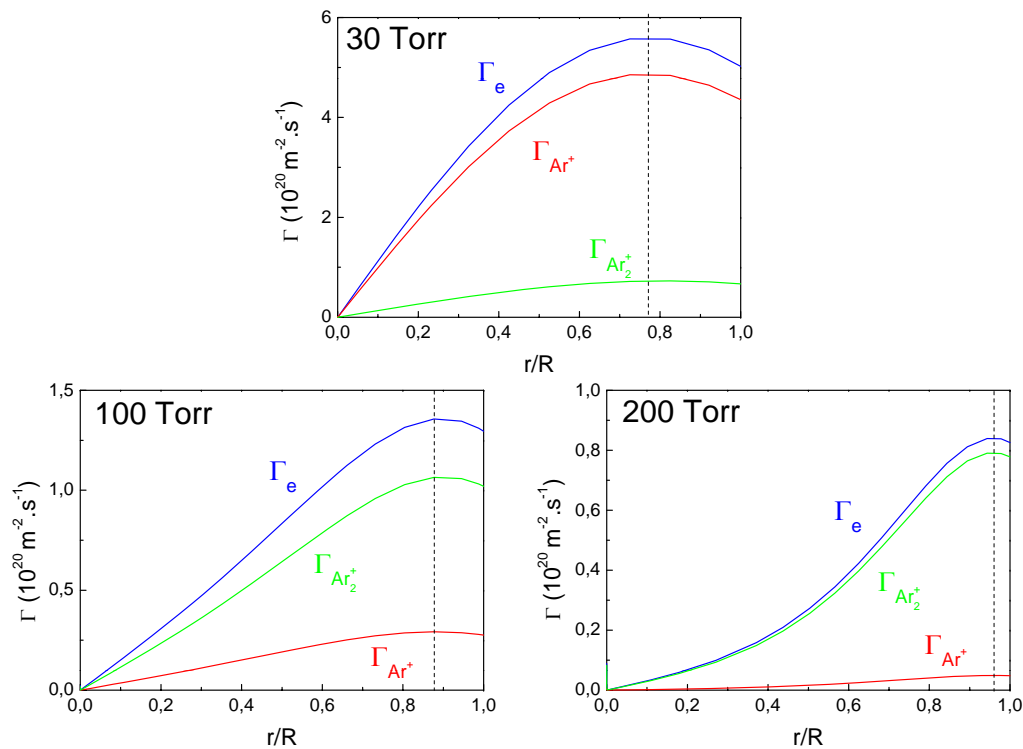


FIGURE 6.4 – Profils radiaux du flux des électrons (en bleu), du flux des ions atomiques (en rouge) et du flux des ions moléculaires (en vert) pour une pression de 30 (en haut), 100 (à gauche) et 200 Torr (à droite), pour une densité électronique au centre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

30 et 50 Torr ( $\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}}|_{(r=0)} > 1$ ) et minoritaires pour des pressions supérieures ou égales à 70 Torr pour lesquelles  $\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}}|_{(r=0)} < 1$ . Cette évolution est due au fait que l'augmentation de la pression du gaz correspond à une augmentation de la densité de neutres ce qui entraîne une conversion plus rapide des ions atomiques en ions moléculaires (équation (6.2)).

Intéressons nous maintenant au profil radial des flux des trois espèces considérées. Ces flux sont représentés sur la figure 6.4 pour des pressions de 30, 100 et 200 Torr. Premièrement, nous observons que quelque soit l'espèce et la pression du gaz considérées, le flux augmente dans un premier temps puis se met à diminuer en se rapprochant du diélectrique, il présente ainsi un maximum à une certaine distance du diélectrique. Ce maximum est d'autant plus proche de la cathode que la pression est grande ( $r=154 \mu\text{m}$  à 30 Torr,  $r=176 \mu\text{m}$  à 100 Torr et  $r=192 \mu\text{m}$  à 200 Torr). L'inversion du signe de la dérivée des flux correspond au moment où le terme de perte des espèces chargées devient supérieur au terme de création. Les densités étant faibles près des bords, les termes de perte par recombinaison sont négligeables. Par conséquent, cette inversion est due à la

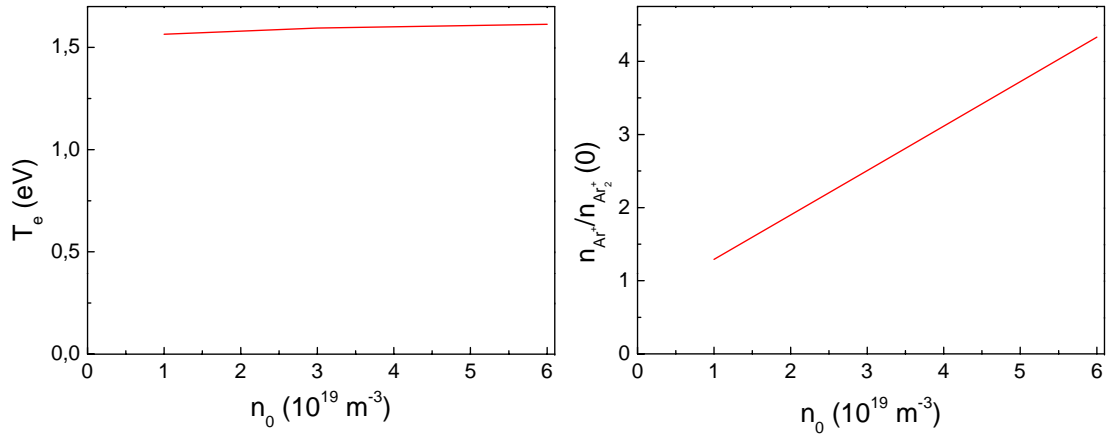


FIGURE 6.5 – Evolution de la température électronique (à gauche) et du rapport des densités ioniques au centre (à droite) en fonction de la densité électronique au centre pour une pression de 50 Torr.

géométrie cylindrique qui entraîne un terme en  $\Gamma_\alpha/r$  dans les équations différentielles des flux du système. La fréquence d'ionisation étant constante et la densité électronique diminuant du centre au bord, le terme de création  $\nu_{iz}n_e$  finit par devenir inférieur au terme géométrique  $\Gamma_\alpha/r$  près de la cathode. D'autre part, nous voyons que la valeur maximale du flux total ( $\Gamma_e$ ) atteinte est d'autant plus faible que la pression est importante. Cette observation est due au fait que le flux d'une espèce  $\alpha$  est égal au produit de sa vitesse par sa densité ( $\Gamma_\alpha = u_\alpha n_\alpha$ ) et que la vitesse diminue avec la pression, le nombre de collisions augmentant. Le processus de conversion des ions atomiques en ions moléculaires contribue certainement aussi à la diminution du flux total avec la pression, ce processus étant d'autant plus efficace que la pression est élevée. Enfin, nous observons que le flux des ions atomiques est supérieur à celui des ions moléculaires pour les plus basses pressions ( $\leq 50$  Torr) alors que nous observons la situation inverse pour des pressions plus élevées. Ceci est à rapprocher de l'évolution du rapport des densités de ces deux espèces avec la pression. En effet, la densité des ions atomiques étant supérieure à celle des ions moléculaires pour des pressions inférieures ou égales à 50 Torr, et inférieure pour des pressions plus élevées, et étant donné que le flux et la densité sont deux grandeurs proportionnelles, il est logique de retrouver la même tendance pour l'évolution du rapport des flux. Ainsi, la diminution de la vitesse des ions moléculaires due à l'augmentation de pression est compensée par l'augmentation parallèle de leur densité d'où une augmentation du flux de cette espèce.

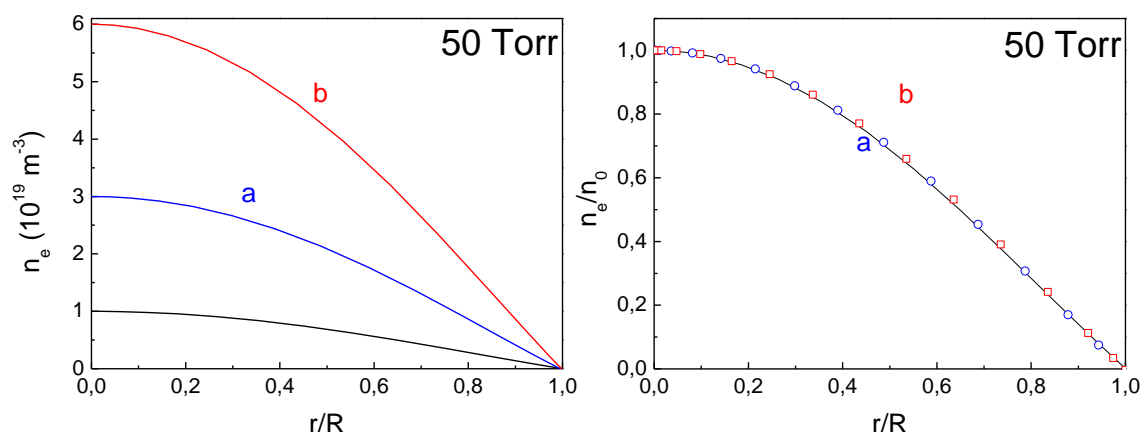


FIGURE 6.6 – Profil radial de la densité électronique pour trois valeurs différentes de  $n_0$  pour une pression de 50 Torr. Les trois profils normalisés à un sont présentés sur la droite de la figure.

### Effet de la valeur de la densité électronique au centre

Après avoir étudié l'influence de la pression du gaz sur le transport, nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de la densité électronique au centre  $n_0$  (en  $r = 0$ ). Nous fixons la pression du gaz à 50 Torr et résolvons le système pour différentes valeurs de  $n_0$ .

L'évolution de la température électronique en fonction de  $n_0$  est présentée sur le graphe de gauche de la figure 6.5. Nous observons que la valeur de la densité électronique au centre ne joue quasiment pas sur la valeur de la température électronique. En effet, lorsque  $n_0$  est multipliée par six ( $10^{19} \rightarrow 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) la température n'augmente que de 3 %.

Intéressons nous maintenant à l'effet de  $n_0$  sur le rapport des densités ioniques au centre (graphe de droite de la figure 6.5). Cette fois-ci, nous voyons que la valeur de la densité électronique au centre a un effet beaucoup plus prononcé sur le rapport des densités ioniques qu'elle n'en avait sur la température électronique. En effet, pour les valeurs de  $n_0$  considérées,  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}} \Big|_{(r=0)}$  est une fonction linéaire de  $n_0$  et est multiplié par un facteur 3,3 lorsque  $n_0$  est multipliée par six. Cela indique qu'une augmentation de la densité électronique au centre entraîne une augmentation de la densité des ions atomiques au centre, ceci sera expliqué au prochain chapitre.

Etudions maintenant l'effet de  $n_0$  sur le profil radial de la densité électronique. Pour ce faire, nous avons superposé sur le graphe de gauche de la figure 6.6 trois profils de  $n_e$  pour des valeurs au centre respectives de  $10^{19}$ ,  $3 \cdot 10^{19}$  (a) et  $6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (b) à 50 Torr. Il semble que le profil radial de  $n_e$  ne soit pas vraiment affecté par la valeur au centre du sandwich. Pour mieux s'en rendre compte les trois profils ont été normalisés au centre

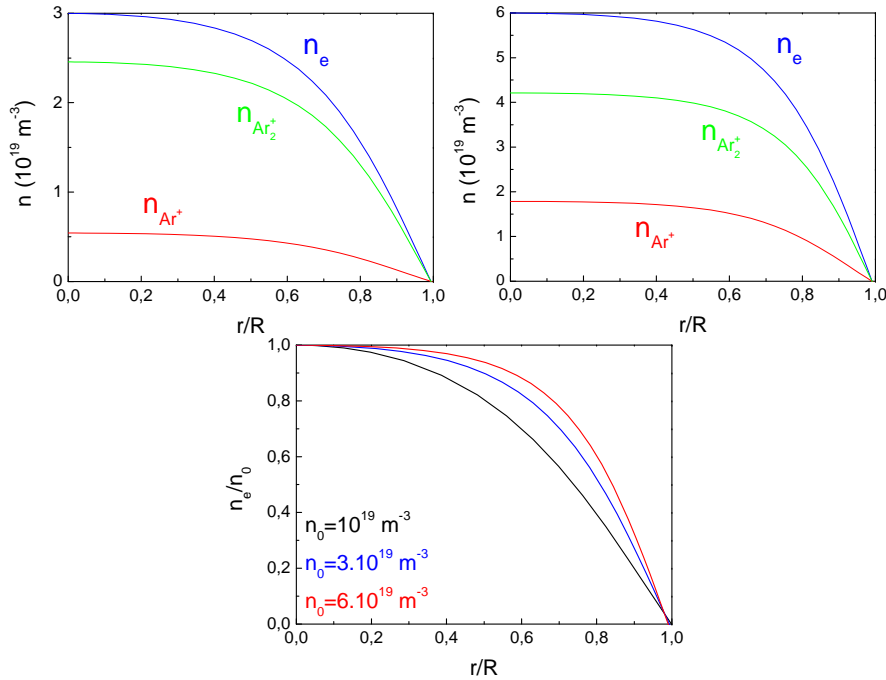


FIGURE 6.7 – Profil radial de la densité des électrons (en bleu), des ions atomiques (en rouge) et des ions moléculaires (en vert) pour  $n_0 = 3.10^{19} \text{ m}^{-3}$  (à gauche) et pour  $n_0 = 6.10^{19} \text{ m}^{-3}$  (à droite) et profil radial de la densité électronique pour trois valeurs différentes de  $n_0$  (en bas), pour une pression de 150 Torr.

du trou sur le graphe de droite de la figure 6.6. Nous voyons que les trois profils sont parfaitement superposés. Ainsi, le profil de la densité électronique est indépendant de la valeur de la densité au centre pour cette pression. Ceci est à rapprocher de ce que nous avons dit précédemment. Le processus de recombinaison dominant aux pressions et aux densités électroniques du régime normal est celui faisant intervenir les ions moléculaires. Or, l'augmentation de  $n_0$  est compensée par la diminution de la proportion des ions moléculaires qu'elle entraîne (figure 6.5). Ainsi, le taux de recombinaison dissociative, bien que proportionnel à  $n_0$ , reste faible étant donné la faible densité des ions moléculaires d'où un profil de densité électronique non déformé. Néanmoins, l'effet de  $n_0$  est ici étudié pour une pression telle que le processus de recombinaison n'est pas très efficace. Nous allons donc maintenant étudier l'effet de  $n_0$  pour une pression du gaz plus importante. L'évolution radiale des densités des espèces chargées pour une pression de 150 Torr est présentée figure 6.7. Contrairement à ce que nous venons d'observer pour une pression de 50 Torr, la valeur de  $n_0$  a une influence sur les profils radiaux des densités à 150 Torr. En effet, les profils sont d'autant plus plats au centre de la décharge que la densité électronique au centre est importante. Ceci est dû au fait que pour une pression de 150

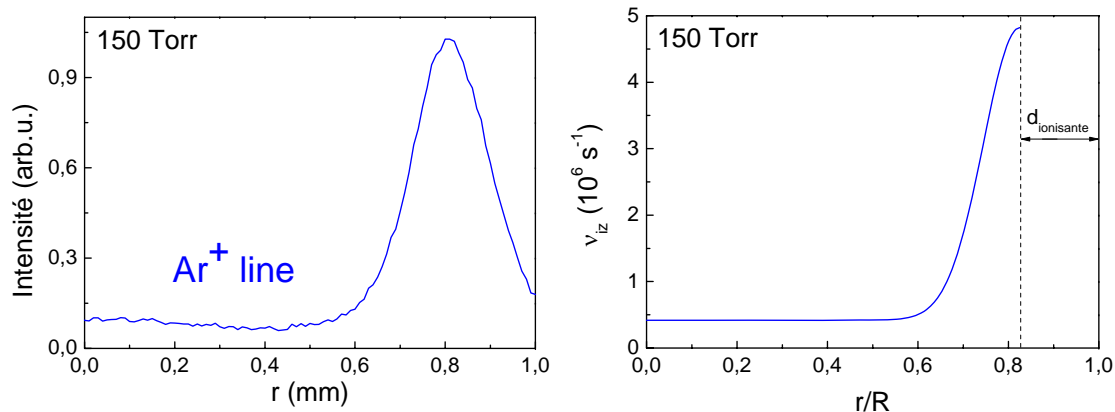


FIGURE 6.8 – Profil radial de l’intensité d’émission de la raie ionique d’argon à 427 nm obtenu expérimentalement et de la fréquence d’ionisation utilisée dans le modèle pour une pression du gaz de 150 Torr.

Torr, les ions majoritaires sont les ions moléculaires. Ainsi, lorsque la densité électronique au centre augmente, le processus de recombinaison dissociative est plus efficace d’où un profil d’autant plus plat au centre que  $n_0$  est élevée.

## 6.3 Etude de la région cathodique

Nous allons maintenant réaliser la même étude dans la région cathodique et discuter les différences présentées par les résultats du modèle dans les deux régions.

### 6.3.1 Conditions aux limites

Dans la région cathodique le problème est plus délicat que dans la colonne positive car dans cette région, la gaine de charge d’espace peut ne plus être négligeable devant le rayon du trou comme nous l’avons démontré au chapitre précédent. L’accélération des électrons dans la gaine cathodique entraîne alors une fréquence d’ionisation et donc une température électronique non uniforme radialement. D’autre part, la condition fixant la longueur d’intégration ne peut plus être une densité des espèces chargées nulle au niveau de la cathode.

Pour résoudre le système d’équations dans la région cathodique il faut donc dans un premier temps se donner un profil radial de la fréquence d’ionisation  $\nu_{iz}$ . Pour ce faire, nous allons utiliser les résultats du chapitre précédent et nous aider des observations expérimentales. Nous avons vu que la lisière de la gaine cathodique est très proche de la position par rapport à la cathode des maxima de la raie ionique de l’argon à 427 nm. C’est

pourquoi nous avons choisi un profil radial de la fréquence d'ionisation proche de celui de l'émission de la raie ionique. Notons que nous aurions pu choisir le profil de l'émission de la raie atomique étant donné que le seuil d'excitation de cette raie est proche du seuil d'ionisation. Néanmoins, l'émission de la raie atomique ayant deux origines différentes à savoir, l'excitation directe et la recombinaison électron-ion, il est parfois difficile de séparer leurs contributions respectives.

Ce profil est modélisé par une double gaussienne centrée sur l'axe du trou dont le maximum  $\nu_{izmax}$  coïncide avec la lisière de la gaine calculée par le modèle de gaine ionisante. L'ajustement de  $\nu_{izmax}$  et de la valeur au centre de la fréquence d'ionisation,  $\nu_{iz0}$ , a été réalisé en essayant de maintenir un rapport  $\nu_{izmax}/\nu_{iz0}$  de l'ordre de grandeur du rapport des intensités de l'émission de la raie ionique obtenues expérimentalement,  $I_{max}/I_0$ . Le profil du taux d'ionisation pour une pression de 150 Torr est présenté sur la figure 6.8. Les maxima de la raie ionique se rapprochant de la cathode lorsque la pression du gaz augmente du fait de la diminution de l'épaisseur de la gaine, le processus d'ionisation sera d'autant plus piqué près des bords de la décharge que la pression est importante. L'intégration du système d'équations sera ensuite réalisée jusqu'à l'entrée de la gaine, là où l'hypothèse de quasi-neutralité est satisfaite.

La forme du profil de la fréquence d'ionisation et donc de la température électronique étant maintenant définie, il nous reste à déterminer sa valeur maximale  $\nu_{izmax}$  en respectant la valeur du rapport  $\nu_{izmax}/\nu_{iz0}$  imposée par les résultats expérimentaux comme expliqué précédemment. Tout comme dans le cas de la colonne positive, ce paramètre va être déterminé à partir de la méthode de tir. Cette fois-ci la condition à satisfaire ne concerne plus la valeur de la densité aux bords de la décharge mais la vitesse des ions à l'entrée de la gaine cathodique. En effet, de manière à assurer la continuité du flux ionique à travers la gaine, les ions doivent avoir une certaine vitesse à l'entrée de cette dernière, appelée vitesse de Bohm  $u_B$ , dont l'expression en régime non collisionnel dépend uniquement de la température électronique et de la masse de l'ion considéré. Dans le cas de la MHCD étudiée, la gaine cathodique est collisionnelle ce qui entraîne une vitesse des ions à l'entrée de la gaine  $u_d$  différente de la vitesse de Bohm. Une approximation analytique raisonnable de l'expression de  $u_d$  en fonction de  $u_B$ , de la longueur de Debye  $\lambda_{De}$  (qui dépend de la densité et de la température électroniques) et du libre parcours moyen ion-neutre  $\lambda_i$  est [80] :

$$u_d \approx \frac{u_B}{(1 + \pi \frac{\lambda_{De}}{2\lambda_i})^{0.5}} \quad (6.36)$$

En se rappelant que l'épaisseur de la gaine est notée  $d$ , la valeur de  $\nu_{izmax}$  va être ajustée jusqu'à ce que la vitesse des ions moléculaires  $u_{Ar_2^+} = \Gamma_{Ar_2^+}/n_{Ar_2^+}$  soit égale à  $u_d$  à l'entrée de la gaine, c'est-à-dire en  $r = R - d$ . Notons que la vitesse  $u_d$  dépend du type d'ion



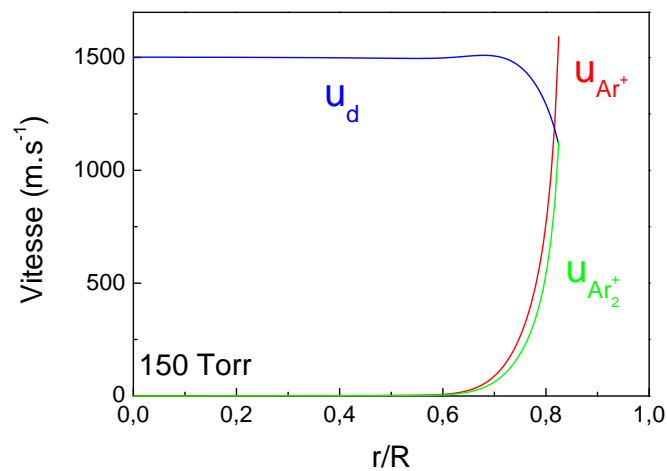


FIGURE 6.9 – "Vitesse de Bohm" dans le cas d'une gaine collisionnelle (en bleu) et vitesse prédite par le modèle des ions atomiques (en rouge) et moléculaires (en vert) pour une pression du gaz de 150 Torr.

considéré via  $\lambda_i$ . Nous avons dû choisir ici l'un des deux ions de l'argon à prendre en compte dans le modèle, la condition sur la vitesse des ions à l'entrée de la gaine étant complexe dans le cas où plus d'une espèce ionique est présente [21, 81]. Nous avons donc choisi arbitrairement d'appliquer la condition aux limites à l'ion moléculaire plutôt qu'à l'ion atomique de l'argon. La vitesse que les ions doivent avoir à l'entrée de la gaine donnée par l'équation (6.36) ainsi que les vitesses des ions atomiques et moléculaires de l'argon sont représentées figure 6.9 pour une pression de 150 Torr. Nous voyons que l'intersection de  $u_{Ar^+}$  avec  $u_d$  n'arrive pas à la même position radiale que celle de  $u_{Ar_2^+}$  avec  $u_d$ . Néanmoins, l'écart existant entre la fréquence d'ionisation donnée en appliquant la conditions de vitesse à l'entrée de la gaine aux ions moléculaires et celle donnée en appliquant cette même condition aux ions atomiques est infime. Ainsi, considérer l'une ou l'autre des deux espèces ioniques de l'argon n'affecte que très faiblement la valeur de la fréquence d'ionisation et donc de la température électronique.

La procédure pour l'intégration numérique étant maintenant établie, nous allons présenter les résultats du modèle et commenter les profils radiaux de la température électronique, des flux et des densités des espèces chargées.

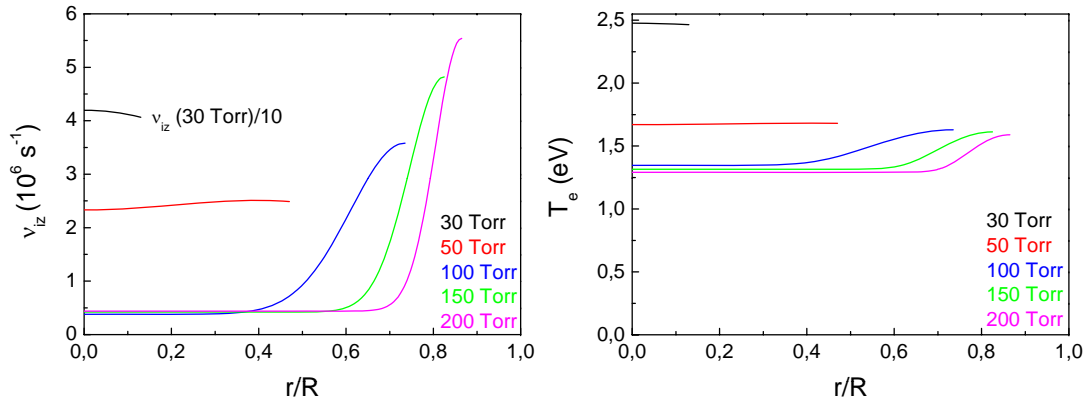


FIGURE 6.10 – Profil radial de la fréquence d’ionisation (à gauche) et de la température électronique (à droite) pour cinq pressions différentes et une densité électronique au centre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

### 6.3.2 Résultats

Comme cela avait été fait pour l’étude de la colonne positive, nous allons considérer dans un premier temps une densité électronique au centre de la décharge constante, égale à  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ , quelque soit la pression du gaz. L’effet de ce paramètre sur les résultats du modèle de transport sera ensuite étudié en fin de section.

#### Température électronique

Les profils de  $\nu_{iz}$  et donc de la température électronique dépendent de la pression du gaz considérée. Les profils radiaux de ces deux grandeurs sont présentés figure 6.10 pour cinq pressions différentes. L’intégration du système a lieu d’autant plus loin radialement que la pression est élevée, la gaine de charge d’espace étant d’autant plus large que la pression est faible. Précisons ici que nous n’avons tenu compte que des électrons présents dans le corps du plasma en ignorant le faisceau d’électrons énergétiques provenant de la cathode dont le traitement est plus délicat. Les profils de la fréquence d’ionisation sont similaires à ceux de l’émission de la raie ionique que nous avons présentés au moment de l’étude de la structure de la décharge en régime normal (section 3.1). L’ionisation est de plus en plus piquée sur les bords du trou au fur et à mesure que la pression augmente. En utilisant la formule liant  $\nu_{iz}$  et  $T_e$  nous en déduisons alors le profil radial de la température électronique pour chacune des pressions considérées (graphe de droite de la figure 6.10). Premièrement, tout comme nous l’avons observé dans la colonne positive, la température électronique est une fonction décroissante de la pression du gaz comme il se doit. Deuxièmement, nous observons que le caractère piqué de l’ionisation à plus haute

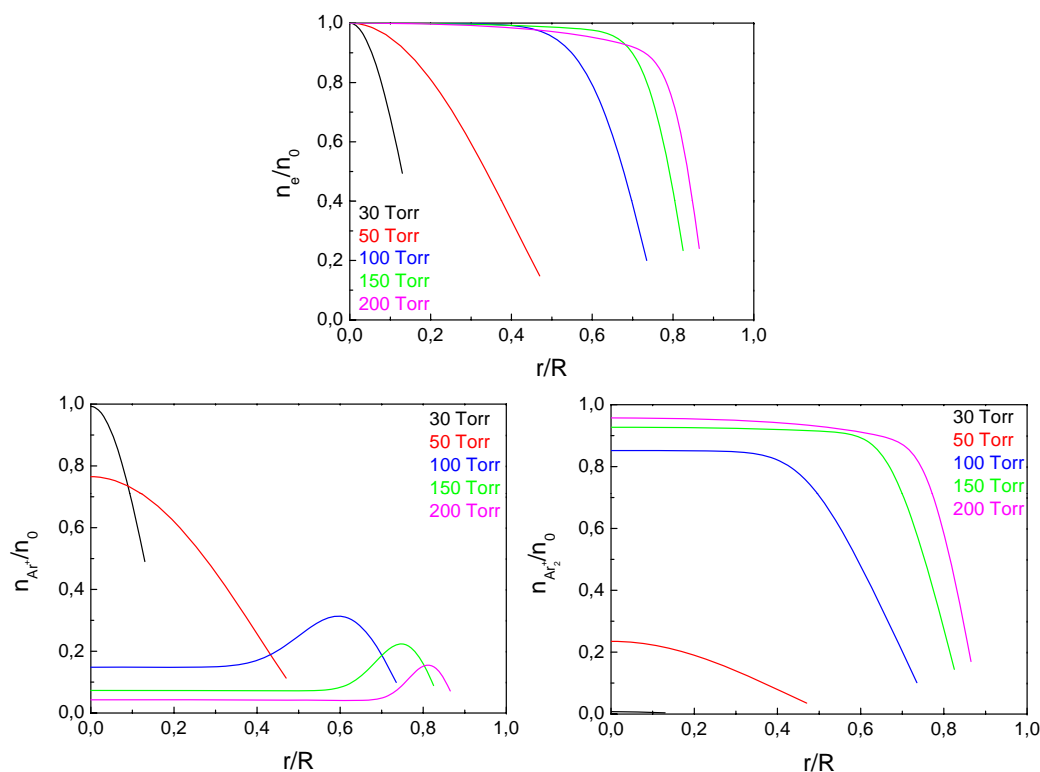


FIGURE 6.11 – Profil radial de la densité électronique (en haut), de la densité des ions atomiques (à gauche) et de la densité des ions moléculaires (à droite) pour cinq valeurs différentes de la pression du gaz et une densité électronique au centre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

pression se retrouve logiquement sur le profil de  $T_e$  mais il est nettement moins prononcé du fait de la relation exponentielle existant entre  $T_e$  et  $\nu_{iz}$ . La variation radiale de  $T_e$  la plus prononcée a lieu pour une pression de 200 Torr et correspond à une augmentation du centre jusqu'à la lisière de la gaine de 20 % uniquement. Ainsi, l'hypothèse isotherme que nous avons formulée au moment de la présentation des équations de transport est acceptable pour les électrons dans la région cathodique. Nous pouvons souligner la singularité du cas à 30 Torr où l'ionisation est maximale au centre de la décharge et où la température électronique est bien supérieure à celle obtenue pour des pressions plus élevées. Cette singularité se retrouvera au moment de la détermination de la valeur absolue de la densité électronique au chapitre suivant.

### Profils radiaux des flux et des densités

Les profils radiaux des densités des électrons, des ions atomiques et des ions moléculaires sont présentés figure 6.11. Premièrement, nous observons que les profils de  $n_e$  et  $n_{Ar^+}$  sont assez similaires alors que celui de  $n_{Ar_2^+}$  est bien différents des deux autres.

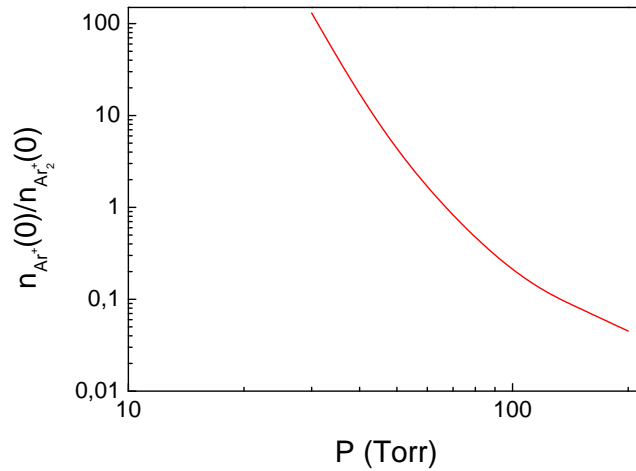


FIGURE 6.12 – Evolution du rapport des densités ioniques au centre en fonction de la pression du gaz pour une densité électronique au centre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

En effet, pour les deux premières espèces le profil est de type Bessel pour les plus basses pressions ( $P \leq 50$  Torr) et s'applatit progressivement depuis le centre de la décharge au fur et à mesure que la pression augmente. En ce qui concerne les ions atomiques, le profil de densité est également de type Bessel pour des pressions inférieures à 50 Torr, mais lorsque la pression augmente le profil devient de plus en plus piqué à l'approche de la lisière de la gaine avec un plateau entre le centre du trou et ce pic de densité.

L'évolution du profil de  $n_e$  et de  $n_{Ar_2^+}$  avec la pression est la combinaison de deux effets. L'applatissage progressif des profils avec l'augmentation de la pression est dû d'une part, à une ionisation de plus en plus piquée près des bords de la décharge et d'autre part, à une recombinaison électrons-ions de plus en plus efficace. En ce qui concerne le profil des ions  $Ar^+$ , il est similaire à celui de la densité électronique aux plus basses pressions, lorsque la densité des ions moléculaires est encore faible. Lorsque la pression du gaz augmente, la conversion des ions atomiques en ions moléculaires devient de plus en plus efficace, les ions  $Ar^+$  sont alors produits près des bords par ionisation (pics de densité près de la lisière de la gaine) et consommés dans l'ensemble du volume de la décharge pour former les ions  $Ar_2^+$  (creux de  $n_{Ar^+}$  au centre).

L'augmentation de l'efficacité de la conversion des ions  $Ar^+$  en ions  $Ar_2^+$  avec la pression se retrouve lorsque l'on observe l'évolution de l'espèce ionique majoritaire avec la pression : pour des pressions inférieures ou égales à 50 Torr il s'agit de l'ion atomique et pour des pressions plus élevées de l'ion moléculaire.

L'évolution du rapport des densités des espèces ioniques au centre du trou avec la pression est représentée figure 6.12 en échelle logarithmique. Tout comme ce que nous avons

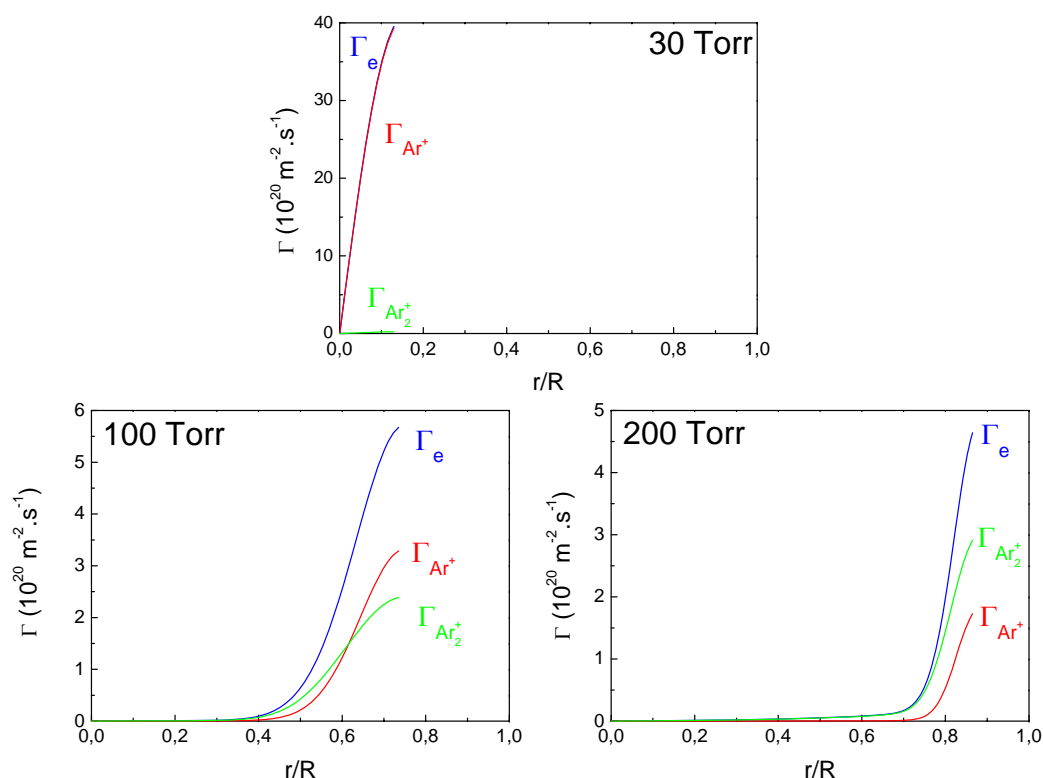


FIGURE 6.13 – Profils radiaux du flux des électrons (en bleu), du flux des ions atomiques (en rouge) et du flux des ions moléculaires (en vert) pour une pression de 30 (en haut), 100 (à gauche) et 200 Torr (à droite), pour une densité électronique au centre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

observé dans la colonne positive, le rapport  $\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}} \Big|_{(r=0)}$  est une fonction décroissante de la pression du gaz. Néanmoins, ce rapport est bien plus élevé dans la région cathodique que dans la colonne positive pour les plus basses pressions étudiées. Nous retrouvons bien le fait que les ions atomiques sont majoritaires pour les plus basses pressions ( $\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}} \Big|_{(r=0)} > 1$ ) et minoritaires à plus hautes pressions ( $\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}} \Big|_{(r=0)} < 1$  pour  $P \geq 100$  Torr).

Ainsi, si nous comparons les profils de densité obtenus dans la région cathodique à ceux de la colonne positive, l'applatissage des profils avec l'augmentation de la pression étant nettement plus prononcé dans la région cathodique, cela indique que cette déformation est essentiellement due au profil radial de l'ionisation et que la recombinaison électronique, commune aux deux régions, a un effet nettement plus faible.

Nous pouvons noter ici que les profils radiaux de la densité électronique prédits par notre modèle de transport sont qualitativement en accord avec les simulations 2D que nous avons présentées au début de la partie théorique (figure 5.1 [58]) : profil relative-

ment plat de  $n_e$  et chute brutale à la lisière de la gaine dans la région cathodique, et décroissance progressive de  $n_e$  depuis le centre jusqu'à la surface du diélectrique dans la colonne positive.

Intéressons nous maintenant aux profils radiaux des flux des espèces chargées qui sont présentés figure 6.13 pour trois pressions du gaz différentes. Premièrement, nous voyons que quelque soit l'espèce et la pression considérées, le flux augmente depuis le centre du sandwich jusqu'à la lisière de la gaine. La dérivée du flux ne change pas de signe dans la région cathodique indiquant un taux de création toujours supérieur au taux de perte. Deuxièmement, les flux des électrons et des ions atomiques sont pratiquement superposés pour une pression de 30 Torr, le flux des ions moléculaires étant quasiment nul à cette pression (la densité des ions  $Ar_2^+$  est pratiquement nulle dans la région cathodique à 30 Torr ; cf. figure 6.11). Ensuite, comme dans la colonne positive, lorsque la pression augmente (100 et 200 Torr) la valeur maximale du flux des électrons et des ions  $Ar^+$  diminue tandis que celle du flux des ions  $Ar_2^+$  augmente. Enfin, nous observons également que lorsque la pression augmente les flux sont proches de zéro sur une plage radiale de plus en plus large. En effet, pour une pression de 30 Torr les flux augmentent significativement dès  $r = 0$  alors que cette augmentation se produit en  $r \approx 40 \mu\text{m}$  à 100 Torr et en  $r \approx 120 \mu\text{m}$  à 200 Torr. Ainsi, sur toute cette plage, les taux de perte et de création des espèces chargées sont du même ordre de grandeur ( $\nabla\Gamma \approx 0$ ). Les flux sont quasiment nuls au centre car les pertes par recombinaison dominant. En se rapprochant de la lisière de la gaine, le processus d'ionisation est de plus en plus efficace entraînant une forte augmentation du taux de création et ainsi une augmentation des flux.

### Effet de la valeur de la densité électronique au centre

Pour terminer l'étude de la décharge à l'aide du modèle de transport unidimensionnel stationnaire, il nous reste à étudier l'influence de la valeur de la densité électronique au centre,  $n_0$ , sur les résultats du modèle dans la région cathodique. Tout comme nous l'avons fait au moment de la présentation des résultats dans la colonne positive, nous fixons la pression du gaz à 50 Torr et résolvons le système pour différentes valeurs de  $n_0$ . L'évolution de la température électronique dont la valeur est déterminée en ajustant la valeur de la vitesse des ions à l'entrée de la gaine, en fonction de  $n_0$  est présentée sur le graphe de gauche de la figure 6.14. Tout comme dans la colonne positive, la température électronique ne dépend quasiment pas de la valeur de la densité électronique au centre de la décharge. En effet, les trois profils de  $T_e$  sont très proches les uns des autres et lorsque  $n_0$  est multipliée par six, la température électronique n'augmente que de 2 % environ. Cette faible augmentation de  $T_e$  permet de compenser les pertes par recombinaison qui

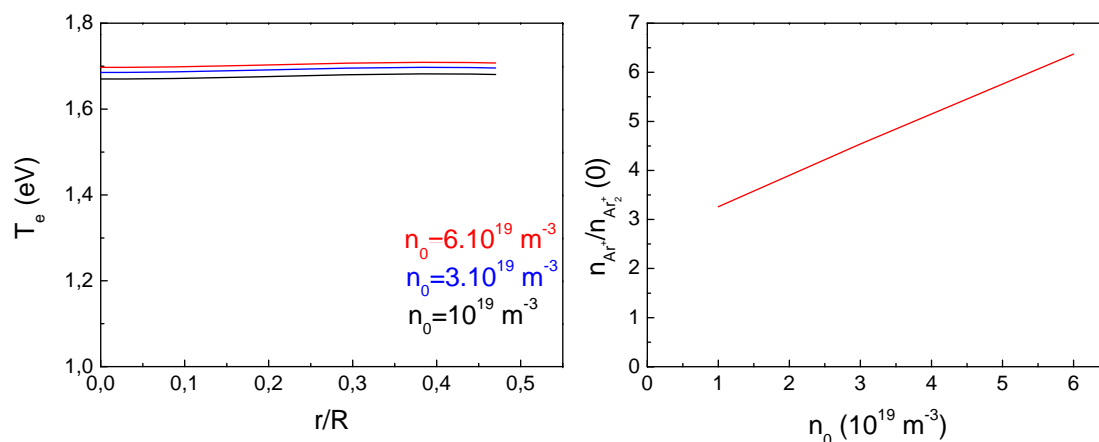


FIGURE 6.14 – Profil radial de la température électronique (à gauche) et évolution du rapport des densités des espèces ioniques au centre (à droite) en fonction de la densité électronique au centre pour une pression du gaz de 50 Torr.

augmentent avec  $n_0$ .

En ce qui concerne l'influence de  $n_0$  sur le rapport des densités ioniques au centre, elle est représentée sur le graphe de droite de la figure 6.14. A nouveau, les observations sont les mêmes que celles que nous avons faites dans la colonne positive. L'effet de  $n_0$  est beaucoup plus prononcé sur  $\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}} \Big|_{(r=0)}$  qu'il ne l'est sur  $T_e$ . Sur la plage de valeurs de  $n_0$  explorées,  $\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}} \Big|_{(r=0)}$  est une fonction linéaire croissante de  $n_0$ , ce rapport étant multiplié par un facteur 2 lorsque  $n_0$  est multipliée par 6 (ce facteur était de l'ordre de 3 dans la colonne positive). Ceci sera discuté au chapitre suivant.

En ce qui concerne l'effet de la valeur de la densité électronique au centre de la décharge sur les profils radiaux des densités et des flux des espèces chargées, il est exactement le même dans la région cathodique que dans la colonne positive. Les profils associés aux différentes valeurs de  $n_0$  dans la région cathodique ne seront donc pas présentés ici.

Ainsi, les paramètres du plasma décrits par le modèle de transport (température électronique, flux et densités des espèces chargées) ne sont que très faiblement influencés par la valeur de la densité électronique au centre du sandwich pour une pression du gaz de 50 Torr dans les deux régions de la décharge étudiées. Nous avons vu que cette influence est plus prononcée à plus haute pression dans la colonne positive du fait d'une densité d'ions moléculaires plus importante qui entraîne une augmentation de l'efficacité du processus de recombinaison électrons-ions. Cette augmentation de l'efficacité de la recombinaison entraîne une valeur de la température électronique nécessaire pour respecter les condi-

tions de bords du système nettement plus délicate à ajuster. Néanmoins, des solutions existent dans la région cathodique pour une pression et une densité électronique au centre élevées.

L'évolution radiale des flux et des densités des espèces chargées pour une pression de 150 Torr et une densité électronique au centre de  $3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  est présentée figure 6.15. En zoomant sur l'axe des ordonnées nous voyons que contrairement à ce que nous avons observé pour une pression et une densité électronique au centre plus faibles, l'évolution radiale des flux n'est pas monotone. En effet, leurs dérivées sont négatives près du centre de la décharge puis changent de signe à une distance du centre de  $116 \mu\text{m}$  environ. Les flux croisent ensuite l'axe des abscisses en  $r = 124 \mu\text{m}$  et augmentent ensuite jusqu'à l'entrée de la gaine. La position radiale où les trois flux sont nuls ( $r = 124 \mu\text{m}$ ) correspond à un maximum de la densité électronique. Pour  $r < 124 \mu\text{m}$ , les flux sont négatifs et la densité électronique est une fonction croissante de la position radiale, puis pour  $r > 124 \mu\text{m}$ , les flux sont positifs et la densité électronique est une fonction décroissante de la position radiale. Ce creux de densité au centre de la décharge est dû à une importante efficacité du processus de recombinaison sous ces conditions de pression et de densité électronique au centre. Ainsi, les électrons sont créés à la lisière de la gaine par ionisation et consommés au centre de la décharge par recombinaison ce qui entraîne un creux de densité au centre du sandwich correspondant à une inversion du signe de la dérivée des flux et donc à une inversion du rapport taux de création sur taux de perte.

Cette observation est à rapprocher des résultats expérimentaux du chapitre 3. Bien que nous observions effectivement un faible creux de densité au centre, celui-ci est à peine visible. Il n'y a donc pas de maximum prononcé de la densité électronique près des bords. Ainsi, il ne semble pas possible que l'élargissement de la raie  $H_\beta$  observé expérimentalement soit dû à une augmentation significative de la densité électronique près des bords de la décharge. Le mystère de l'observation expérimentale n'est donc toujours pas résolu.

## 6.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons développé un modèle de transport stationnaire unidimensionnel dans lequel trois espèces ont été considérées (électrons, ions atomiques et moléculaires de l'argon) ainsi que quatre réactions associées aux pertes et aux créations de ces espèces. Ce modèle nous a permis d'obtenir l'évolution radiale des paramètres de la décharge dans la colonne positive et dans la région cathodique (densités, flux et température électronique). Le modèle étant non-linéaire, il a fallu se donner une valeur de la densité électronique au centre de la décharge. La différence majeure entre les deux régions de la décharge étudiées est que la fréquence d'ionisation est uniforme dans la co-



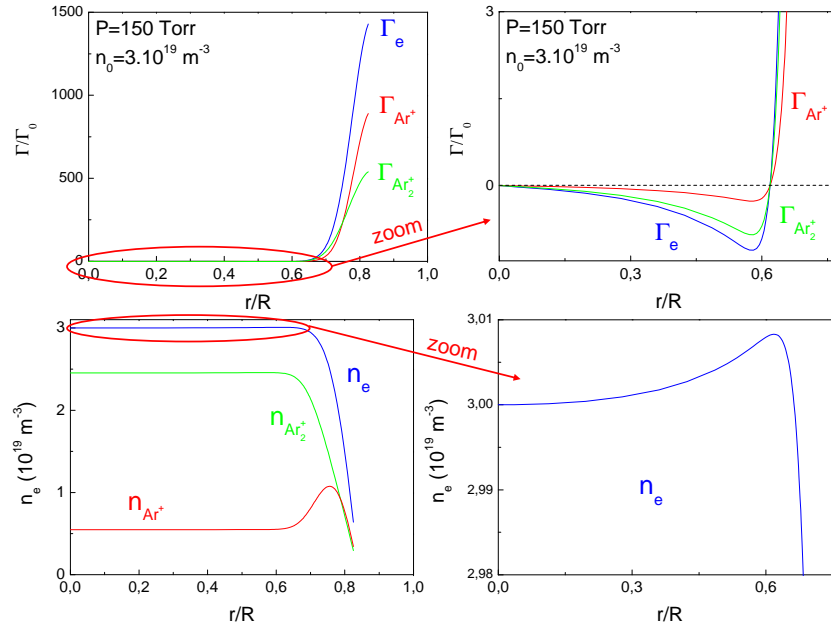


FIGURE 6.15 – Profil radial du flux et des densités des électrons (en bleu), des ions atomiques (en rouge) et des ions moléculaires (en vert) pour  $n_0=3.10^{19} \text{ m}^{-3}$  et pour une pression de 150 Torr (à gauche), et zoom de cette évolution au centre (à droite).

bonne positive alors qu'elle est fonction de la position radiale dans la région cathodique, la température électronique présentant la même dépendance spatiale.

Les profils des densités des espèces chargées s'aplatissent au fur et à mesure que la pression du gaz augmente dans les deux régions de la décharge du fait de la recombinaison électron-ion moléculaire qui est d'autant plus efficace à haute pression. Cet aplatissement des profils est beaucoup plus marqué dans la région cathodique où l'ionisation devient de plus en plus piquée près des bords du trou quand la pression augmente.

L'effet de la valeur de la densité électronique au centre  $n_0$  a ensuite été étudié. Premièrement, nous avons observé que le rapport des densités ioniques au centre ( $n_{\text{Ar}^+}(0)/n_{\text{Ar}_2^+}(0)$ ) est une fonction linéaire croissante de  $n_0$  dans les deux régions de la décharge. Cette dépendance sera commentée au chapitre suivant. Deuxièmement, l'effet de  $n_0$  sur la température électronique sur la plage de valeurs balayées, est quasiment nul aussi bien dans la colonne positive que dans la région cathodique. Troisièmement, l'effet de  $n_0$  dans la colonne positive est nul sur les profils de densité pour une pression de 50 Torr alors que l'augmentation de  $n_0$  entraîne un léger aplatissement des profils pour une pression de 150 Torr du fait de l'augmentation de la densité des ions moléculaires et donc de l'efficacité du processus de recombinaison. En ce qui concerne la région cathodique, pour certaines valeurs de  $n_0$  à haute pression, un très léger creux de densité est observé au centre de

la décharge, les espèces étant créées au bord par ionisation et consommées au centre par recombinaison. Ce creux étant à peine visible, l'élargissement Stark de la raie  $H_\beta$  observé expérimentalement près de la cathode ne peut être induit par une augmentation de la densité électronique. A l'heure actuelle, l'origine de cet élargissement n'a toujours pas été comprise.

Ce modèle de transport semi-analytique nous a permis d'obtenir l'évolution radiale des paramètres de la décharge mais ne nous a pas permis de déterminer la valeur absolue de la densité électronique du fait de sa non-linéarité. Cette valeur absolue va pouvoir être calculée au chapitre suivant grâce à un modèle global de la MHCD, obtenu en intégrant le modèle de transport, dans lequel un bilan de puissance va être introduit.

# Chapitre 7

## Modèle global du régime normal de la MHCD

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Modèle global de la colonne positive . . . . .</b>	<b>146</b>
7.1.1	De l'équation de continuité au bilan de particules . . . . .	146
7.1.2	Température électronique et rapport des densités . . . . .	148
7.1.3	Bilan de puissance . . . . .	152
7.1.4	Résultats . . . . .	155
<b>7.2</b>	<b>Modèle global de la région cathodique . . . . .</b>	<b>158</b>
7.2.1	Puissance absorbée par les électrons . . . . .	158
7.2.2	Puissance dissipée par les électrons . . . . .	160
7.2.3	Calcul de la densité électronique . . . . .	161
<b>7.3</b>	<b>Comparaison théorie-expérience . . . . .</b>	<b>163</b>
<b>7.4</b>	<b>Du modèle global du régime normal au modèle global du régime auto-impulsionnel . . . . .</b>	<b>164</b>
<b>7.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>168</b>

---

Dans le chapitre précédent, nous avons développé un modèle de transport stationnaire unidimensionnel qui nous a permis d'obtenir des informations sur la répartition spatiale des flux et des densités des espèces chargées ainsi que sur la température électronique. Néanmoins, ce modèle ne permet pas de calculer la valeur absolue de la densité électronique en fonction du courant de décharge. Le seul moyen d'obtenir cette dernière est d'introduire l'équation de bilan de puissance des électrons comme nous allons le faire au cours de ce chapitre.

Les équations de bilan gouvernent les variations temporelles des quantités globales, c'est-à-dire leur valeur moyenne dans le volume plasma considéré, et sont obtenues en intégrant

les équations fluide (cf. section 6.1.2) par rapport à la variable d'espace qui est ici la position radiale  $r$ . Pour déterminer l'équilibre de la décharge, c'est-à-dire déterminer la température électronique ainsi que la valeur moyenne de la densité électronique, deux équations d'équilibre doivent être résolues : le bilan de particules et le bilan de puissance. Nous allons donc introduire successivement ces deux bilans et de manière à simplifier le passage des équations fluide aux équations global, nous allons l'effectuer dans le cas simple de la colonne positive où la fréquence d'ionisation est uniforme spatialement et nous verrons dans un deuxième temps comment sont modifiés ces bilans lorsque l'on passe à l'étude de la région cathodique.

## 7.1 Modèle global de la colonne positive

### 7.1.1 De l'équation de continuité au bilan de particules

Nous abordons ici le modèle global 0D de notre MHCD en introduisant l'équation de bilan des particules qui va nous permettre de déterminer la température électronique nécessaire au maintien de la décharge. Nous allons établir ce bilan de particules en se concentrant sur les électrons. L'équation de bilan des électrons est obtenue en intégrant leur équation de continuité (équation (6.10)) le long de l'axe radial. Néanmoins, nous allons dans un premier temps négliger les deux termes de perte électronique par recombinaison figurant dans l'équation (6.10) pour réaliser l'intégration exacte, ces deux termes introduisant une non-linéarité en  $n_e$ . Les termes de recombinaison seront réintroduits de façon perturbative ; les effets de cette simplification seront discutés au moment de la présentation des résultats. Il nous faut donc intégrer l'équation suivante :

$$\frac{\partial n_e(r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\Gamma_e(r))}{\partial r} = \nu_{iz} n_e(r) \quad (7.1)$$

Après multiplication de cette équation par  $r$ , chacun des termes est intégré depuis le centre du trou ( $r = 0$ ) jusqu'à la cathode ( $r = R$ ) :

$$\frac{d}{dt} \int_0^R r n_e(r) dr + \int_0^R \frac{\partial r \Gamma_e(r)}{\partial r} dr = \nu_{iz} \int_0^R r n_e(r) dr \quad (7.2)$$

où la fréquence d'ionisation  $\nu_{iz}$  a été sortie de l'intégrale étant donné que dans la colonne positive elle est indépendante de  $r$ .

Pour poursuivre l'intégration il faut connaître le profil radial de la densité électronique. Comme exposé à la section 6.2, le profil de  $n_e$  associé à la diffusion ambipolaire en géométrie cylindrique est de type Bessel ( $n_e = n_0 J_0(\beta r)$ ). Le profil radial de la densité

électronique est injecté dans l'équation (7.2) puis nous procédons à l'intégration :

$$\frac{d}{dt}n_0 \int_0^R r J_0(\beta r) dr + [r\Gamma_e]_0^R = \nu_{iz}n_0 \int_0^R r J_0(\beta r) dr \quad (7.3)$$

La primitive de la fonction de Bessel d'ordre zéro fait intervenir la fonction de Bessel d'ordre un,  $J_1$  :

$$\frac{d}{dt} \left( n_0 \frac{R}{\beta} J_1(\beta R) \right) + R\Gamma_{em} = \nu_{iz}n_0 \frac{R}{\beta} J_1(\beta R) \quad (7.4)$$

où  $\Gamma_{em}$  est le flux électronique à la paroi (en  $r = R$ ). Et donc finalement, après simplification, le bilan de particules a pour expression :

$$\frac{dn_0}{dt} = \nu_{iz}n_0 - \frac{A}{V}\chi_{01}\Gamma_{em} \quad (7.5)$$

où le terme  $A/V$  correspond au rapport de la surface entourant le plasma, à travers laquelle le flux électronique s'écoule, sur le volume de la décharge. Dans le cas simple, que l'on trouve dans un grand nombre d'ouvrages, une seule espèce ionique  $i$  est présente et le flux électronique à la paroi est à ce moment là égal au flux ionique à la paroi :

$$\Gamma_{em} = \Gamma_i = h_R n_0 u_B \text{ avec } h_R \equiv \frac{\chi_{01} J_1(\chi_{01})}{R u_B} D_a \quad (7.6)$$

Ici, deux espèces ioniques étant présentes, le flux électronique à la paroi est égal à la somme des flux de ces deux espèces ioniques :

$$\Gamma_{em} = \Gamma_{Ar^+} + \Gamma_{Ar_2^+} \quad (7.7)$$

Nous supposons que les deux flux ioniques s'expriment simplement en fonction de leur vitesse à l'entrée de la gaine (vitesse de Bohm  $u_B$ ), du paramètre  $h_R$  et de leur densité respective au centre de la décharge :

$$\Gamma_{Ar^+m} = h_{RAr^+} u_{BAr^+} n_{Ar^+}(0) \quad (7.8)$$

$$\Gamma_{Ar_2^+m} = h_{RAr_2^+} u_{BAr_2^+} n_{Ar_2^+}(0) \quad (7.9)$$

L'épaisseur de la gaine étant négligeable, ces expressions correspondent aux flux ioniques à la paroi. Le coefficient  $h_R$  s'exprimant de la manière suivante pour une espèce ionique  $i$  :

$$h_{Ri} = \frac{\chi_{01} J_1(\chi_{01})}{R u_{Bi}} D_{ai} = \frac{\chi_{01} J_1(\chi_{01})}{R u_{Bi}} \frac{kT_i}{m_i \nu_i} \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \quad (7.10)$$

$h_{RAr^+}$  et  $h_{RAr_2^+}$  sont égaux et nous les noterons donc tous deux  $h_R$  par la suite.

Pour compléter ce bilan de particules électronique il nous reste à ré-introduire de manière perturbative les termes de perte électronique par recombinaison que nous allons rajouter directement au membre de droite de l'équation (7.5) :

$$\frac{dn_0}{dt} = \nu_{iz}n_0 - K_{\text{rec1}}n_0^2\bar{n}_{Ar^+} - K_{\text{rec2}}n_0\bar{n}_{Ar_2^+} - \frac{A}{V}\chi_{01}\Gamma_{\text{em}} \quad (7.11)$$

où  $\bar{n}_{Ar^+}$  et  $\bar{n}_{Ar_2^+}$  sont les densités moyennes respectives des ions atomiques et moléculaires de l'argon. Dans la suite de l'exposé, nous allons considérer que  $\bar{n}_{Ar^+} \approx n_{Ar^+}(0)$  et  $\bar{n}_{Ar_2^+} \approx n_{Ar_2^+}(0)$  et nous noterons les densités ioniques au centre  $n_{Ar^+}$  et  $n_{Ar_2^+}$ .

Avant d'introduire la deuxième équation bilan qui concerne cette fois-ci la puissance électronique, nous allons utiliser les équations de bilan des particules pour chaque espèce pour déterminer la valeur de la température électronique ainsi que le rapport des densités des espèces ioniques dans la colonne positive. Tout comme pour le modèle de transport unidimensionnel, en l'absence de bilan de puissance la densité électronique sera encore un paramètre d'entrée du modèle. Les résultats prédits par le modèle 0D seront comparés à ceux du modèle 1D. L'effet du traitement perturbatif de la recombinaison pourra alors être quantifié.

### 7.1.2 Température électronique et rapport des densités

Les espèces prises en compte dans le modèle global stationnaire sont les mêmes que celles dont le transport a été étudié à l'aide du modèle 1D à savoir, les électrons, les ions atomiques et les ions moléculaires de l'argon.

L'équation de bilan des particules est écrite en régime stationnaire pour chacune des trois espèces considérées :

$$\frac{dn_0}{dt} = 0 = \nu_{iz}n_0 - K_{\text{rec1}}n_0^2n_{Ar^+} - K_{\text{rec2}}n_0n_{Ar_2^+} - \frac{A}{V}\chi_{01}\Gamma_{\text{em}} \quad (7.12)$$

$$\frac{dn_{Ar^+}}{dt} = 0 = \nu_{iz}n_0 - K_1n_{Ar^+}n_g^2 - K_{\text{rec1}}n_0^2n_{Ar^+} - \frac{A}{V}\chi_{01}\Gamma_{Ar^+m} \quad (7.13)$$

$$\frac{dn_{Ar_2^+}}{dt} = 0 = K_1n_{Ar^+}n_g^2 - K_{\text{rec2}}n_0n_{Ar_2^+} - \frac{A}{V}\chi_{01}\Gamma_{Ar_2^+m} \quad (7.14)$$

Trois inconnues sont présentes dans les trois équations de bilan de particules : la densité des ions atomiques  $n_{Ar^+}$ , la densité des ions moléculaires  $n_{Ar_2^+}$  et la température électronique  $T_e$ . Nous pouvons réduire le système à deux équations dont les deux inconnues sont le rapport  $n_{Ar^+}/n_{Ar_2^+}$  et la température électronique. En combinant les équations

(7.12), (7.13) et (7.14) nous obtenons le système suivant :

$$\nu_{iz} \left( K_1 n_g^2 + K_{\text{rec}1} n_0^2 + \frac{A\chi_{01}}{V} h_R u_{\text{BAr}^+} - \nu_{iz} \right)^{-1} = \frac{1}{K_1 n_g^2} \left( K_{\text{rec}2} n_0 + \frac{A\chi_{01}}{V} h_R u_{\text{BAr}_2^+} \right) \quad (7.15)$$

$$\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}} = \frac{1}{K_1 n_g^2} \left( K_{\text{rec}2} n_0 + \frac{A\chi_{01}}{V} h_R u_{\text{BAr}_2^+} \right) \quad (7.16)$$

L'équation (7.15) donne la température électronique. Cette équation est résolue en traçant sur un même graphe et en fonction de  $T_e$  le membre de gauche et le membre de droite : l'intersection donne la température électronique. La dépendance de  $T_e$  intervient au niveau de la fréquence d'ionisation, du produit  $h_R u_i$  et des deux coefficients de recombinaison électron-ion (équations (6.7) et (6.8)). La température électronique dépend ici de la valeur de la densité électronique  $n_0$  à cause du processus de recombinaison. Une fois la température électronique trouvée, l'équation (7.16) donne directement le rapport des densités au centre.

L'évolution de la température électronique et du rapport des densités ioniques en fonction de la pression du gaz sont présentées figure 7.1. La densité électronique est fixée ici à  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ , ordre de grandeur de la densité qui avait été déterminée expérimentalement. Les valeurs de ces deux paramètres prédites par le modèle de transport 1D ont également été superposées sur ces mêmes graphes. Nous pouvons observer que l'accord est excellent entre les prédictions des deux modèles. Tout comme nous l'avions présenté à la section 6.2.2,  $T_e$  est une fonction faiblement décroissante de la pression du fait de la diminution des pertes par diffusion lorsque la pression augmente et  $\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}}$  est une fonction décroissante de la pression du fait d'une efficacité de conversion des ions atomiques en ions moléculaires plus importante lorsque la pression augmente.

Ce qu'il est important de souligner ici, c'est qu'étant donné la très faible dépendance de la température électronique avec la valeur de la densité électrique au centre (cf. figure 6.5), l'équation (7.16) nous donne une expression du rapport des densités au centre en fonction de  $n_0$ . Ainsi, le rapport des densités ioniques au centre est une fonction linéaire de la densité électronique au centre dont la pente est donnée par  $K_{\text{rec}2}/K_1 n_g^2$  et l'ordonnée à l'origine par  $A\chi_{01} V h_R u_{\text{BAr}_2^+}/K_1 n_g^2$ . Cette fonction affine est exactement celle que nous avons obtenue à l'aide du modèle de transport 1D au moment de l'étude de l'influence de la valeur de la densité électronique au centre comme cela apparaît sur le graphe du bas de la figure 7.1. Cette formule permet également d'expliquer simplement la tendance de l'évolution de  $\frac{n_{\text{Ar}^+}}{n_{\text{Ar}_2^+}}$  en fonction de la pression présentée figure 7.1. En effet, les deux termes du membre de droite de l'équation (7.16) nous donne les limites asymptotiques

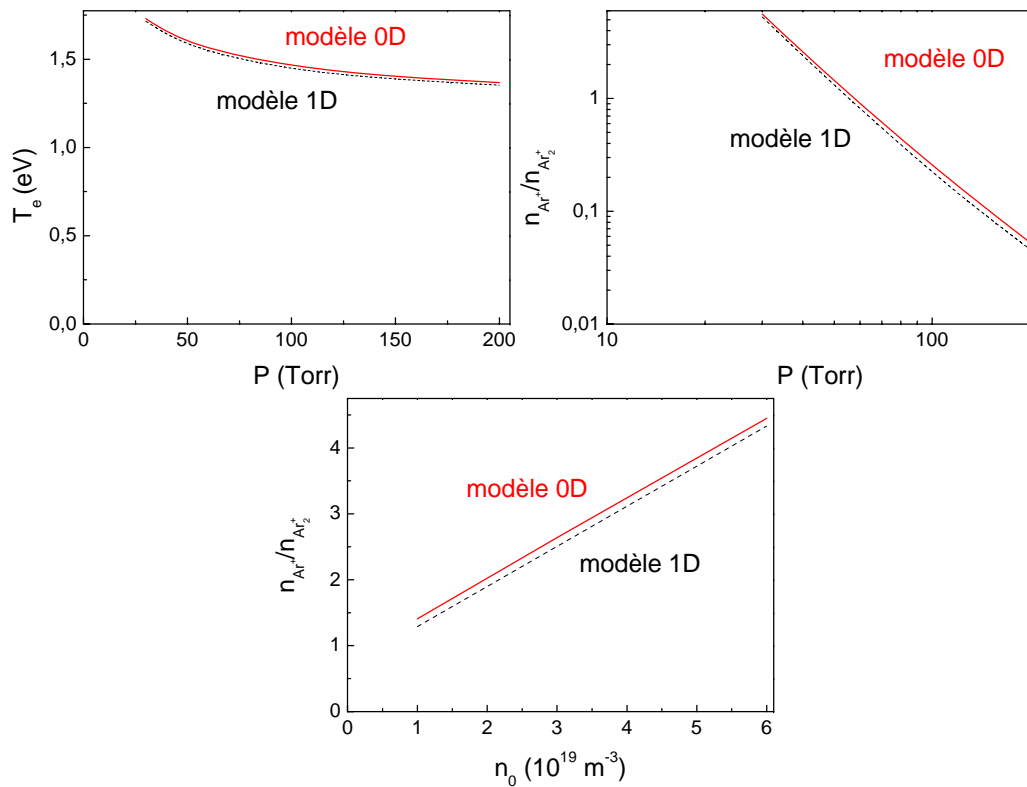


FIGURE 7.1 – Evolution de la température électronique (à gauche) et du rapport des densités des espèces ioniques (à droite) en fonction de la pression du gaz pour une densité électronique de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ , et évolution du rapport des densités des espèces ioniques en fonction de  $n_0$  pour une pression de 50 Torr (en bas).

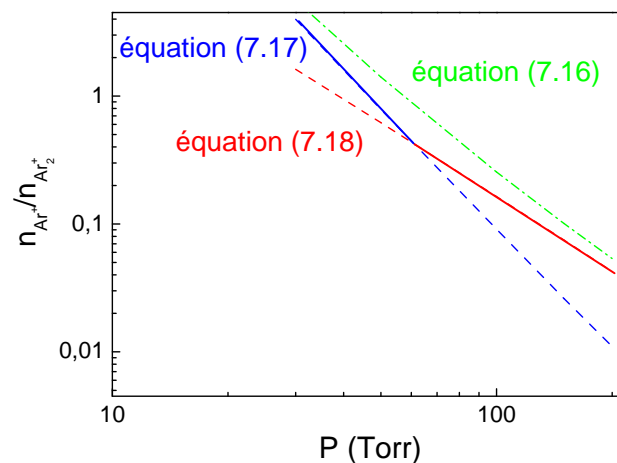


FIGURE 7.2 – Asymptotes haute (en rouge) et basse pression (en bleu) de l'expression du rapport des densités ioniques en fonction de la pression du gaz pour une densité électronique de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .



haute et basse pression de l'évolution du rapport  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}$  avec la pression du gaz :

$$\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}(\text{basse pression}) = \frac{1}{K_1 n_g^2} \frac{A \chi_{01}^2 J_1(\chi_{01})}{VR} D_{aAr_2^+} u_{BAr_2^+} \quad (7.17)$$

$$\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}(\text{haute pression}) = \frac{1}{K_1 n_g^2} K_{rec2} n_0 \quad (7.18)$$

Pour les plus basses pressions ( $P \leq 60$  Torr), le terme de recombinaison est négligeable et comme le coefficient de diffusion ambipolaire  $D_{aAr_2^+}$  est inversement proportionnel à la densité de neutres, le rapport  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}$  décroît alors en  $1/n_g^3$ . Lorsque la pression augmente, le terme de recombinaison devient dominant et le rapport  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}$  décroît alors en  $1/n_g^2$ , d'où une pente plus douce de  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}} = f(p)$  pour des pressions supérieures à environ 60 Torr. Ces deux limites asymptotiques sont présentées figure 7.2. L'évolution globale du rapport  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}$  correspond à la somme de ces deux asymptotes (courbe verte sur la figure 7.2).

La température électronique étant maintenant connue pour chaque pression, nous pouvons en déduire l'évolution du coefficient  $h_R$  avec ce paramètre. Cette évolution est présentée figure 7.3. Premièrement, nous observons que le coefficient  $h_R$  est une fonction décroissante de la pression et qu'il est divisé par un facteur environ égal à cinq lorsque la pression est multipliée par cinq ( $h_R(30 \text{ Torr})=0.026$  et  $h_R(150 \text{ Torr})=0.005$ ). Ceci est dû au fait que lorsque la pression du gaz augmente le nombre de collisions que subissent les particules est plus important entraînant une diffusion vers les parois moins efficace. Ainsi, le nombre de particules atteignant la paroi est plus faible pour une même densité au centre ce qui entraîne une diminution du coefficient  $h_R$  qui représente la rapport de la densité aux parois sur la densité au centre. Deuxièmement, nous voyons que le rapport  $h_R$  ne vaut que quelques pourcents sur la gamme de pressions considérée autrement dit, la densité aux parois ne représente qu'un faible pourcentage de la densité totale. Ceci rejoint l'explication donnée précédemment, les pressions considérées ici étant relativement élevées, la densité aux parois est quasiment nulle.

Cette évolution de  $h_R$  avec la pression prédite par le modèle 0D peut être comparée à celle donnée par le modèle de transport 1D. Ce dernier donne une valeur de  $h_R$  pour chacune des deux espèces ioniques qui est obtenue en divisant le flux à la paroi par la densité au centre de la décharge de l'espèce ionique considérée. Les évolutions avec la pression de  $h_R$  associées respectivement aux ions atomiques et moléculaires obtenues grâce au modèle 1D ont été superposées sur la figure 7.3. Premièrement, nous pouvons noter que le coefficient  $h_R$  prédit par le modèle 1D n'est pas exactement le même pour les deux espèces ioniques. Deuxièmement, nous voyons que l'accord entre les prédictions du modèle 0D et

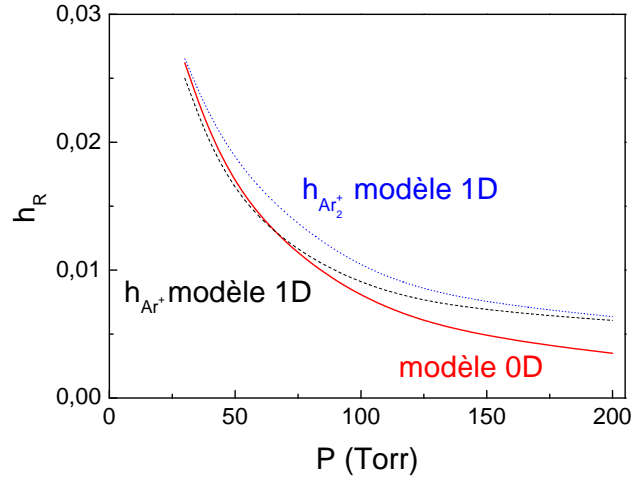


FIGURE 7.3 – Evolution du coefficient  $h_R$  en fonction de la pression du gaz pour une densité électronique de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

celles du modèle 1D est moins bon qu'en ce qui concerne  $T_e$  et  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}$ . En effet, même si l'accord est plutôt bon jusqu'à une pression d'environ 70 Torr, la pente de  $h_R=f(p)$  donnée par le modèle 1D devient ensuite plus douce que celle donnée par le modèle 0D. Ceci provient de l'approche perturbative que nous avons adoptée en introduisant les termes de recombinaison électron-ion dans l'équation de bilan des particules après l'intégration de l'équation de continuité et non avant du fait de la non-linéarité associée. Etant donné que sous nos conditions de pression en régime normal, le processus de recombinaison dominant est la recombinaison dissociative entre les électrons et les ions moléculaires et que la densité de ces derniers est d'autant plus importante que la pression est grande, l'erreur induite par la non-intégration des termes de recombinaison présents dans l'équation de continuité est plus importante à haute pression.

### 7.1.3 Bilan de puissance

Le bilan de particules permettant de déterminer la température électronique (qui sera exprimée en eV dans la suite de l'exposé) ayant été établi, nous allons maintenant introduire la seconde équation de bilan qui concerne la puissance électronique et qui va nous permettre d'obtenir la valeur absolue de la densité électronique.

Un déséquilibre entre la puissance absorbée et la puissance dissipée par les électrons se traduit par une variation de leur énergie moyenne, ce qui est formulé par l'équation suivante :

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n_0 e T_e \right) = P_{\text{abs}} - P_{\text{dis}} \quad (7.19)$$

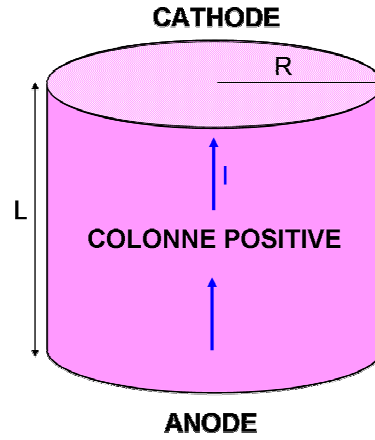


FIGURE 7.4 – Schématisation de la colonne positive de rayon  $R$  et de longueur  $L$ , le courant de décharge est indiqué en bleu.

La puissance absorbée  $P_{\text{abs}}$  dépend de la nature de l'excitation du plasma, de la distribution du champ électrique et de la densité de courant, c'est-à-dire de la configuration du système. A l'inverse, la puissance dissipée  $P_{\text{dis}}$  est quant à elle indépendante du mode d'excitation (RF, DC, micro-ondes) et dépend principalement de la nature du gaz et de la géométrie du système.

### Puissance absorbée par les électrons

Les électrons absorbent de la puissance par chauffage ohmique. Localement, en un point donné de la décharge, la puissance absorbée par unité de volume a pour expression :

$$P_{\text{abs}}(r) = j(r) \cdot E(r) = \sigma(r) \cdot E(r)^2 = \frac{j(r)^2}{\sigma(r)} \quad (7.20)$$

où  $j$  est la densité de courant,  $E$  le champ électrique et  $\sigma$  la conductivité électrique des électrons, ces trois grandeurs étant reliées par la loi d'Ohm locale :  $j = \sigma \cdot E$ . La conductivité électrique d'un porteur de charge  $\alpha$  est égale au produit de sa densité  $n_\alpha$ , de sa charge  $q_\alpha$  et de sa mobilité  $\mu_\alpha$ .

Pour obtenir la puissance totale absorbée, il faut intégrer l'expression précédente sur toute la section à travers laquelle le courant électronique circule. Un schéma de la colonne positive de longueur  $L$  et de rayon  $R$  est présenté figure 7.4. Ainsi, la surface totale  $A$  à travers laquelle circule le courant est égale à  $\pi R^2 = V/L$ . La puissance absorbée totale

est donc égale à :

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{A} \int_0^R \frac{j^2}{\sigma} dS = \frac{L}{V} \int_0^R \frac{j^2}{\sigma} 2\pi r dr \quad (7.21)$$

La conductivité électrique étant proportionnelle à la densité électronique, elle présente le même profil radial, c'est-à-dire un profil de Bessel :  $\sigma(r) = e\mu_e n_e(r) = e\mu_e n_0 J_0(\beta r)$ . Seul le profil radial de la densité de courant électronique reste donc à déterminer. Cette grandeur est proportionnelle à la densité électronique et au champ électrique. Or, au niveau de la colonne positive la gaine de charge d'espace étant négligeable devant le rayon du trou, considérer que le champ électrique est relativement indépendant de la position radiale dans cette région est une bonne approximation. Ainsi, tout comme la mobilité électronique, la densité de courant électronique présente le même profil radial que la densité des électrons :  $j(r) = j_0 J_0(\beta r)$  où nous avons noté  $j_0$  la densité de courant au centre de la décharge (en  $r = 0$ ). Cette valeur de la densité de courant au centre peut être déterminée en utilisant la définition de courant de décharge  $I_d$  en fonction de la densité de courant électronique, le courant étant essentiellement porté par les électrons dans la colonne positive :  $I_d = \int \vec{j} \cdot d\vec{S}$ . L'intégration de cette expression conduit à la formule suivante :

$$j_0 = \frac{\chi_{01}}{2\pi R^2 J_1(\chi_{01})} I_d \quad (7.22)$$

La dépendance radiale des différents termes intervenant dans l'équation (7.21) étant maintenant connue, nous pouvons procéder à son intégration qui conduit à l'expression suivante pour la puissance totale absorbée par les électrons par unité de volume dans la colonne positive :

$$P_{\text{abs}} = \frac{L}{V} \frac{\chi_{01}}{2\pi R^2 J_1(\chi_{01})} \frac{I_d^2}{n_0 e \mu_e} \quad (7.23)$$

### Puissance dissipée par les électrons

Il existe deux façons pour les électrons de dissiper leur énergie. La première, en transférant leur énergie par collisions inélastiques avec les atomes neutres du gaz (ionisation, excitation, recombinaison) et par collisions élastiques sous forme de chaleur, et la seconde, en transportant leur énergie cinétique jusqu'aux parois du réacteur.

Quatre réactions étant associées aux collisions avec les neutres (ionisation, excitation, recombinaison dissociative et diffusion élastique), la puissance perdue par les électrons par collisions par unité de volume a pour expression :

$$\begin{aligned} P_{\text{disV}} &= n_0 n_g K_{iz} e E_{iz} + n_0 n_g K_{ex} e E_{ex} \\ &+ n_0 n_{Ar_2^+} K_{rec2} e E_{rec2} + n_0 n_g K_{el} \frac{3m_e}{M} e T_e \end{aligned} \quad (7.24)$$

où  $M$  est la masse des atomes d'argon,  $K_{ex} = 2.48 \cdot 10^{-14} T_e^{0.33} \exp^{-12.78/T_e}$  la constante de réaction d'excitation globale [21],  $E_{ex}$  le potentiel d'excitation valant 12.14 eV,  $E_{rec1}$  et  $E_{rec2}$  les potentiels de recombinaison choisis égaux à  $3T_e/2$  (énergie moyenne des électrons pour une distribution maxwellienne de température  $T_e$ ) et  $K_{el}$  la constante de réaction élastique qui vaut  $10^{-13} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ . Nous pouvons souligner ici que  $K_{ex}$  inclut tous les processus d'excitation dont ceux des niveaux métastables. La température électronique ainsi que les énergies seuils associées aux différentes réactions sont exprimées dans la formule précédente en eV. Le potentiel d'ionisation  $E_{iz}$ , la constante de réaction d'ionisation  $K_{iz}$ , ainsi que la constante de réaction de recombinaison  $K_{rec2}$  avaient été définis à la section 6.1. Sous nos conditions de travail, les valeurs de densité (de l'ordre de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) et de température électronique (de l'ordre de l'eV) sont telles que la recombinaison dissociative est inférieure de deux ordres de grandeur aux autres termes du membre de droite de l'équation (7.24). Nous allons donc négliger ce terme dans l'expression de la puissance perdue par les électrons en volume.

En ce qui concerne les pertes énergétiques des électrons aux parois, elles s'expriment de la manière suivante :

$$P_{\text{disS}} = 7eT_e \frac{A\chi_{01}}{V} \Gamma_{\text{em}} \quad (7.25)$$

où le facteur  $7T_e$  correspond au fait que chaque électron transporte une énergie cinétique égale à  $2T_e$  jusqu'à la paroi et que l'énergie nécessaire au maintien de la gaine de charge d'espace vaut environ  $5T_e$  [21]. Comme vu à la section 6.2, le flux électronique à la paroi a pour expression :

$$\Gamma_{\text{em}} = D_a n_0 \beta J_1(\beta R) \text{ avec } \beta = \frac{\chi_{01}}{R} \quad (7.26)$$

Finalement, en combinant les deux contributions aux pertes d'énergie électroniques (équations (7.24) et (7.25)), nous obtenons la puissance totale perdue par les électrons qui est proportionnelle à la valeur moyenne de leur densité,  $n_0$  :

$$P_{\text{dis}} = P_{\text{disV}} + P_{\text{disS}} = n_0 \left( n_g K_{iz} e E_{iz} + n_g K_{ex} e E_{ex} + n_g K_{el} \frac{3m_e}{M} e T_e + 7eT_e \frac{A\chi_{01}^2}{RV} D_a J_1(\chi_{01}) \right) \quad (7.27)$$

#### 7.1.4 Résultats

Le régime étant stationnaire, nous allons pouvoir déduire simplement la valeur de la densité électronique en fonction du courant de décharge dans la colonne positive en égalisant la puissance absorbée et la puissance dissipée par les électrons,  $P_{\text{abs}} = P_{\text{dis}}$ , ce

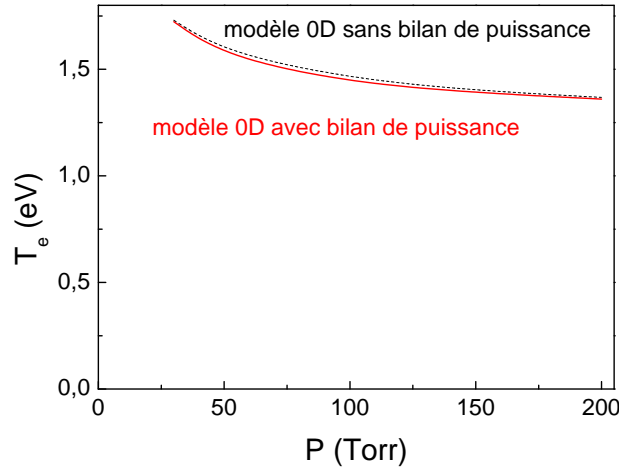


FIGURE 7.5 – Evolution de la température électronique avec la pression du gaz pour un courant de décharge de 1 mA.

qui conduit à :

$$\frac{L}{V} \frac{\chi_{01}}{2\pi R^2 J_1(\chi_{01})} \frac{I_d^2}{n_0 e \mu_e} = n_0 \left( n_g K_{iz} e E_{iz} + n_g K_{ex} e E_{ex} + n_g K_{el} \frac{3m_e}{M} e T_e + 7e T_e \frac{A \chi_{01}^2}{RV} D_a J_1(\chi_{01}) \right) \quad (7.28)$$

La valeur de la densité électronique au centre a donc pour expression :

$$n_0 = I_d \sqrt{\frac{L}{V} \frac{\chi_{01}}{2\pi R^2 J_1(\chi_{01}) e \mu_e} \left( n_g K_{iz} e E_{iz} + n_g K_{ex} e E_{ex} + n_g K_{el} \frac{3m_e}{M} e T_e + 7e T_e \frac{A \chi_{01}^2}{RV} D_a J_1(\chi_{01}) \right)^{-1/2}} \quad (7.29)$$

La densité électronique  $n_0$  augmente avec  $I_d$ , et est également une fonction de la température électronique. Rappelons ici que cette dernière doit satisfaire l'équation (7.15) qui est elle-même une fonction de  $n_0$ . Les équations (7.15) et (7.29) doivent donc être résolues simultanément pour calculer  $T_e$  et  $n_0$  de façon auto-consistante.

La résolution est itérative et consiste à se donner une valeur de  $T_e$  puis à en déduire une certaine valeur de la densité  $n_0$  par l'intermédiaire de l'équation de bilan de puissance (équation (7.29)). Cette valeur de  $n_0$  permet alors de calculer la valeur de  $T_e$  correspondante en utilisant l'équation de bilan des particules (équation ((7.15))). Si la valeur de  $T_e$  calculée est égale à la valeur initiale imposée alors les valeurs de  $T_e$  et  $n_0$  ont été trouvées sinon, on réitère le processus jusqu'à ce que la valeur initiale de  $T_e$  coïncide avec la valeur finale.

L'évolution de  $T_e$  obtenue avec la pression du gaz pour un courant de décharge de 1 mA est présentée figure 7.5. Nous retrouvons à nouveau le fait que  $T_e$  est une fonction

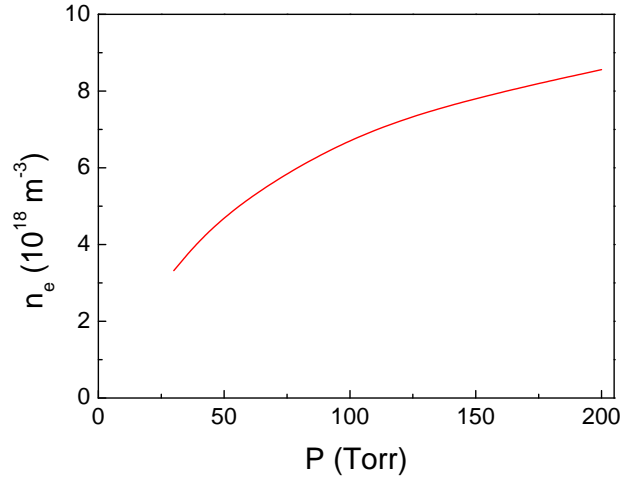


FIGURE 7.6 – Evolution de la densité électronique avec la pression du gaz pour un courant de décharge de 1 mA.

faiblement décroissante de la pression du gaz. L'évolution de  $T_e = f(p)$  prédite par le modèle 0D en l'absence de bilan de puissance (que nous avons présentée à la section 7.1.2 et qui présente un très bon accord avec les prédictions du modèle de transport 1D) a été superposée sur la figure 7.5. Nous observons que l'accord entre les deux modèles est excellent sur la plage de pressions considérée. Le faible écart provient du fait que dans le cas du modèle 0D sans bilan de puissance la densité électronique est constante alors que dans le cas du modèle 0D avec bilan de puissance,  $n_0$  varie avec la pression.

L'évolution de la densité électronique au centre  $n_0$  correspondante est présentée sur la figure 7.6. Premièrement, nous observons que sur la plage de pressions considérée, la densité électronique vaut quelques  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  dans la colonne positive. Ces valeurs seront comparées à celles obtenues dans la région cathodique et aux résultats expérimentaux du chapitre 3 en fin de chapitre. Deuxièmement, nous voyons que  $n_e$  est une fonction croissante de la pression du gaz. Cette tendance s'explique simplement à partir de la formule (7.29). En effet, la mobilité électronique et le coefficient de diffusion ambipolaire étant inversement proportionnels à la densité de neutres, ceci entraîne une augmentation de  $n_0$  avec la pression du gaz. La diminution de la température électronique avec la pression du gaz contribue également à l'augmentation de  $n_0$  mais certainement dans une moindre mesure que les deux coefficients précédents étant donné la faible dépendance de  $T_e$  avec la pression.

Notons pour terminer qu'en analysant l'équation (7.29) nous voyons que la densité électronique dans la colonne positive est proportionnelle au courant de décharge. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'en régime normal au niveau de la colonne positive, l'augmen-

tation du courant ne s'accompagne pas d'une augmentation de la surface d'expansion du plasma contrairement à la région cathodique. Ainsi, lorsque le courant augmente, le volume du plasma étant constant, la densité de puissance augmente ce qui entraîne une augmentation de la densité électronique.

## 7.2 Modèle global de la région cathodique

La différence majeure entre la colonne positive et la région cathodique, qui va complexifier le modèle, est que la gaine de charge d'espace n'est plus négligeable devant le rayon du trou entraînant une ionisation non constante radialement. Ainsi, l'intégration de la puissance absorbée localement par les électrons ne peut plus se faire directement. D'autre part, nous pouvons distinguer deux zones dans la région cathodique : le corps du plasma et la gaine de charge d'espace. Néanmoins, l'essentiel de la chute de potentiels ayant lieu dans la gaine, le champ électrique dans le corps du plasma est négligeable devant celui régnant dans la gaine. Etant donné que la puissance absorbée par les électrons localement est proportionnelle au champ électrique local, nous allons considérer que les électrons absorbent de l'énergie uniquement dans la gaine. Ainsi, au sein de la région cathodique de la MHCD étudiée, les électrons absorbent l'énergie dans la gaine de charge d'espace où ils sont accélérés par le champ électrique y régnant et la dissipent ensuite dans l'intégralité du volume de la région cathodique. Notons néanmoins que les électrons dissipent certainement la majeure partie de leur énergie dans le corps du plasma, leur densité étant plus faible dans la gaine de charge d'espace.

Nous allons procéder de la même manière que pour l'étude de la colonne positive, en déterminant dans un premier temps l'expression de la puissance absorbée par les électrons puis, dans un deuxième temps, nous ferons de même pour la puissance dissipée.

### 7.2.1 Puissance absorbée par les électrons

Les électrons absorbant leur énergie dans la gaine de charge d'espace, il faut tout d'abord exprimer la puissance absorbée localement puis l'intégrer sur toute l'épaisseur de la gaine notée  $d$ .

En un point donné d'abscisse  $r$  de la gaine cathodique, la puissance absorbée est égale au produit du champ électrique  $E$  et de la densité de courant électronique  $J_e$  en ce point, cette dernière étant proportionnelle au flux électronique  $\Gamma_e$  :

$$P_{\text{abs}}(r) = J_e(r).E(r) = e\Gamma_e(r).E(r) \quad (7.30)$$



Pour pouvoir réaliser l'intégration de cette expression il nous faut connaître les profils radiaux du flux électronique et du champ électrique dans la gaine cathodique. L'expression du champ électrique a été établie au moment de la présentation du modèle de gaine ionisante (cf. section 5.2.2, équation (5.21)) :

$$E(r) = E_0 \frac{R}{2Rd - d^2} \left( r - \frac{(R-d)^2}{r} \right) \text{ avec } E_0 = \frac{2Rd - d^2}{R} \frac{2}{d(2R-d) + 2(R-d)^2 \ln \frac{R-d}{R}} V_d \quad (7.31)$$

En ce qui concerne le flux électronique, nous avons également expliqué à la section 5.2.2, qu'il augmente depuis la surface de la cathode jusqu'au corps du plasma par avalanche électronique initiée par les électrons secondaires émis par bombardement de la cathode (équation (5.14)) :

$$\frac{1}{r} \frac{d(r\Gamma_e)}{dr} = -\alpha(r)\Gamma_e \quad (7.32)$$

avec

$$\frac{\alpha}{p} = A\delta \exp\left(-\frac{B\delta p}{E}\right) \text{ et } \delta = \frac{300}{T(\text{K})} \quad (7.33)$$

Cette équation différentielle est intégrée numériquement entre la surface cathodique ( $r = R$ ) et la lisière de la gaine ( $r = R - d$ ) en utilisant la condition initiale suivante :

$$\Gamma_e(R) = \frac{1}{e} \frac{\gamma}{1 + \gamma} \frac{I_d}{S_C} \quad (7.34)$$

où  $S_C$  est la surface cathodique sur laquelle est collecté le courant. Cette dernière a été définie au moment de la présentation du modèle de gaine non-ionisante (cf. section 5.2.1, équation (5.12)). Les profils radiaux de  $E$  et  $\Gamma_e$  étant maintenant connus, nous allons pouvoir intégrer la puissance absorbée localement sur toute l'épaisseur la gaine :

$$\bar{P}_{\text{abs}} = \int \int \int P_{\text{abs}}(r) dV = 2\pi L \int_{R-d}^R P_{\text{abs}}(r) r dr \quad (7.35)$$

où  $L$  est l'épaisseur de la cathode.

L'intégration est réalisée numériquement sur toute la longueur de la gaine et nous obtenons ainsi la puissance totale absorbée par les électrons au sein de la région cathodique. Nous pouvons souligner ici que la puissance absorbée par les ions,  $P_{\text{absi}}$ , peut être déterminée de la même manière en utilisant la densité de courant ionique  $J_i$ . La somme des puissances électroniques et ioniques absorbées est égale à la puissance totale, produit de la tension de décharge et du courant de décharge :

$$P_{\text{abse}} + P_{\text{absi}} = P_{\text{abstot}} = V_d \times I_d \quad (7.36)$$

Ainsi, les électrons n'absorbent qu'une certaine fraction, notée  $\kappa$ , de la puissance totale absorbée. Cette fraction est déterminée en divisant simplement la puissance absorbée par les électrons par la puissance totale absorbée :  $\kappa = P_{\text{abse}}/(P_{\text{abse}} + P_{\text{absi}})$ . Notons que  $\kappa$  est indépendante de la pression est qu'elle vaut 0.25 sous nos conditions de travail, c'est-à-dire que les électrons absorbent 25 % de la puissance totale.

## 7.2.2 Puissance dissipée par les électrons

L'expression de la puissance dissipée par les électrons dans la région cathodique est similaire à celle associée à l'étude de la colonne positive mais deux différences majeures sont à noter. Premièrement, il n'y a pas de perte électronique à la paroi dans la région cathodique, les électrons étant repoussés par la cathode. Deuxièmement, l'ionisation et donc la température électronique n'étant pas uniforme spatialement dans la région cathodique, le profil radial de  $T_e$  va imposer celui de la puissance perdue par les électrons. Ainsi, nous allons procéder de la même manière que pour le calcul de la puissance absorbée, c'est-à-dire partir de la puissance dissipée localement puis l'intégrer sur tout le rayon du trou pour obtenir la puissance perdue sur l'ensemble du volume de la région cathodique. Précisons que les profils radiaux de température considérés ici sont ceux que nous avons déterminés à l'aide du modèle de transport 1D en régime normal dans la région cathodique (cf. section 6.3.2).

La puissance perdue par les électrons par collisions par unité de volume a pour expression :

$$\begin{aligned} P_{\text{dis}} &= n_0 n_g K_{\text{iz}} e E_{\text{iz}} + n_0 n_g K_{\text{ex}} e E_{\text{ex}} \\ &+ n_0 n_{\text{Ar}_2^+} K_{\text{rec2}} e E_{\text{rec2}} + n_0 n_g K_{\text{el}} \frac{3m_e}{M} e T_e \end{aligned} \quad (7.37)$$

Nous pouvons donc mettre en facteur la densité électronique dans l'équation précédente :

$$P_{\text{dis}} = n_0 \left( n_g K_{\text{iz}} e E_{\text{iz}} + n_g K_{\text{ex}} e E_{\text{ex}} + n_{\text{Ar}_2^+} K_{\text{rec2}} e E_{\text{rec2}} + n_g K_{\text{el}} \frac{3m_e}{M} e T_e \right) = n_0 K_e \quad (7.38)$$

Le profil radial de la température électronique implique un certain profil radial de la quantité  $P_{\text{dis}}$  qui va être ensuite intégré numériquement sur tout le rayon de la région cathodique (entre 0 et  $R$ ) :

$$\bar{P}_{\text{dis}} = \int \int \int n_0 K_e(r) dV = 2\pi L n_0 \int_0^R K_e(r) r dr \quad (7.39)$$

Nous obtenons ainsi la puissance totale dissipée par les électrons sur l'ensemble du volume de la région cathodique.

### 7.2.3 Calcul de la densité électronique

Comme exposé en début de section, au sein de la région cathodique de la MHCD étudiée, les électrons absorbent l'énergie dans la gaine de charge d'espace où ils sont accélérés par le champ électrique y régnant et la dissipent ensuite dans le volume total de la région cathodique. Les expressions des puissances absorbée et dissipée par les électrons dans la région cathodique étant maintenant connues, nous allons pouvoir en déduire la valeur de la densité électronique.

En régime stationnaire,  $\bar{P}_{\text{abs}} = \bar{P}_{\text{dis}}$ , et donc finalement :

$$n_0 = \frac{\bar{P}_{\text{abs}}}{2\pi L \int_0^R K_e(r) r dr} \quad (7.40)$$

La valeur de la température électronique ainsi que la densité des ions moléculaires interviennent dans la formule précédente. Or, comme nous l'avons démontré au chapitre précédent,  $T_e$  et le rapport des densités des espèces ioniques au centre sont des fonctions de  $n_0$ . Nous allons donc utiliser une méthode itérative pour calculer la valeur moyenne de la densité électronique. On se donne dans un premier temps une valeur pour  $n_0$  qui va correspondre à un certain profil de température électronique et à une certaine valeur du rapport  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}$  et donc de la densité des ions moléculaires. La puissance dissipée par les électrons est ensuite calculée à nouveau, ce qui conduit à une nouvelle valeur pour  $n_0$ . Si cette dernière est égale à la valeur de départ alors la bonne valeur a été trouvée, sinon on réitère la procédure jusqu'à ce que la valeur finale coïncide avec la valeur initiale.

#### Effet de la pression du gaz

L'évolution de la densité électronique  $n_0$  avec la pression du gaz dans la région cathodique est présentée figure 7.7 pour un courant de 1 mA et une tension de décharge de 250 V. Comme nous l'avons fait au moment de la présentation du modèle de gaine non-ionisante au chapitre 5, nous considérons le cas où  $S_C$  est indépendante de la pression du gaz et le cas où elle en dépend.

Premièrement, nous observons que quelque soit la pression considérée, la densité électronique est plus élevée au niveau de la région cathodique que dans la colonne positive, que  $S_C$  dépende ou non de la pression du gaz. Sur la plage de pressions considérée, la densité électronique dans la région cathodique vaut quelques  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  alors qu'elle vaut quelques  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  dans la colonne positive. Ceci provient du fait que le champ électrique est beaucoup plus intense dans la région cathodique, l'essentiel de la chute de potentiels au sein de la MHCD ayant lieu aux bornes de la gaine cathodique. La puissance absorbée par les électrons augmentant avec le champ électrique, elle est donc plus importante dans

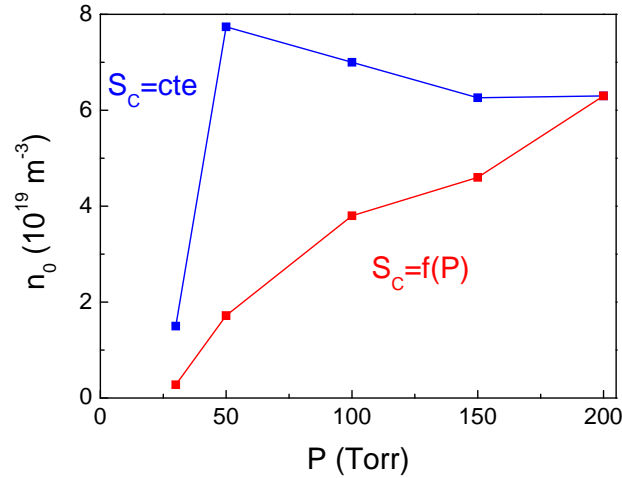


FIGURE 7.7 – Evolution de la densité électronique avec la pression du gaz pour un courant de décharge de 1 mA et une tension de 250 V.

la région cathodique entraînant ainsi une densité électronique plus élevée. Notons que cette observation est similaire aux résultats de Makasheva *et al.* que nous avons présentés en début de chapitre 5 (cf. figure 5.1) [58]. Deuxièmement, nous voyons que dans le cas où  $S_C = f(p)$ ,  $n_0$  est une fonction strictement croissante de la pression du gaz, alors que dans le cas où  $S_C = \text{cte}$ ,  $n_0$  augmente à basse pression, passe par un maximum pour une pression de 50 Torr environ ( $n_0 = 7,7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) et diminue ensuite quand la pression augmente. L'évolution de  $n_0$  avec la pression dans le cas où  $S_C = f(p)$  est due au fait que lorsque que la pression augmente,  $S_C$  diminue. Ainsi, la surface cathodique sur laquelle est collecté le courant diminue ce qui entraîne, pour un courant de décharge constant, une densité de courant plus élevée et donc une densité électronique plus importante. En ce qui concerne l'évolution de  $n_0$  dans le cas où  $S_C$  est une constante, elle est due au fait que la puissance absorbée correspondante est constante. Or, cette dernière est égale à la puissance dissipée en régime stationnaire (cf. équation (7.38)) et d'après la figure 6.1, quand le processus de recombinaison devient important, la température électronique devient faiblement dépendante de la pression du gaz dans la colonne positive. Dans la région cathodique où le processus de recombinaison est plus important, cette faible dépendance est plus prononcée entraînant ainsi une température électronique qui peut être supposée indépendante de la pression. Ceci entraîne que la dépendance de la puissance dissipée avec la pression n'intervient qu'à travers  $n_g$  et  $n_0$ . Ainsi, à puissance absorbée constante ( $S_C = \text{cte}$ ), une augmentation de pression et donc de la densité de neutres, entraîne une diminution de la densité électronique.

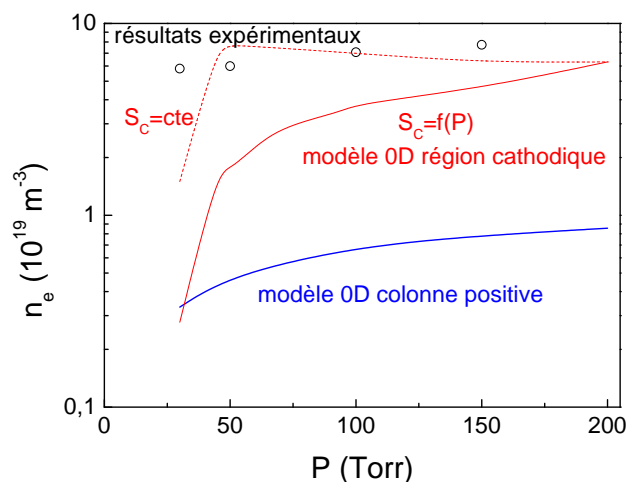


FIGURE 7.8 – Evolution expérimentale (points noirs) et théoriques (en rouge pour la région cathodique et en bleu pour la colonne positive) de la densité électronique avec la pression du gaz, pour un courant de décharge de 1 mA et une tension de 250 V.

### 7.3 Comparaison théorie-expérience

Les valeurs moyennes de la densité électronique au sein de la colonne positive et de la région cathodique en régime normal ayant été déterminées à l'aide du modèle global, nous allons pouvoir les comparer aux résultats expérimentaux du chapitre 3.

Les évolutions expérimentales et théoriques de la densité électronique en fonction de la pression du gaz sont présentées figure 7.8. Concentrons nous dans un premier temps sur la plage de pressions supérieures ou égales à 50 Torr. Sur cette plage, nous observons que la densité électronique prédite par le modèle global dans la colonne positive est bien plus éloignée des résultats expérimentaux que celle obtenue dans la région cathodique. La densité électronique dans la colonne positive est inférieure d'un facteur environ égal à 10 à la densité électronique déterminée expérimentalement. En ce qui concerne les résultats du modèle global de la région cathodique, nous voyons que les deux cas considérés pour la dépendance de  $S_C$  sont proches des résultats expérimentaux bien que le modèle dans lequel  $S_C$  dépend de la pression sous-estime la valeur de  $n_e$  d'un facteur deux environ. Nous observons également que le modèle tenant compte de la dépendance de  $S_C$  avec la pression est d'autant moins proche des résultats expérimentaux que la pression est faible. Ceci provient en partie de la prise en compte approximative de l'expansion de la décharge sur la surface cathodique extérieure au trou. Étant donné que cette dernière est d'autant plus élevée que la pression est basse, l'erreur commise sur la détermination de cette surface d'expansion a des effets d'autant plus importants que la pression est

basse. En ce qui concerne les pressions inférieures à 50 Torr, nous observons une chute brutale de la densité électronique prédite par le modèle 0D, quelque soit la dépendance de  $S_C$  considérée. Ceci provient du fait que comme nous l'avons vu au chapitre précédent, lorsque la pression diminue, la taille de la gaine augmente ce qui entraîne que cette dernière occupe la majorité du volume de la région cathodique en dessous d'une certaine pression ( $P < 50$  Torr) et nous atteignons alors la limite de validité du modèle car dans ce cas là, les pertes électroniques sont surestimées et par conséquent, la densité électronique sous-estimée. Cette singularité du cas à 30 Torr avait déjà été soulignée au chapitre 6.

La figure 7.8 indique ainsi que comme nous pouvions nous y attendre, la majorité de l'émission de la décharge provient de la région cathodique, région où le champ électrique est le plus intense. La mesure expérimentale de  $n_e$  se faisant le long de la direction axiale de la MHCD, l'intensité d'émission collectée correspond à l'ensemble des trois régions de la décharge que nous avons distinguées. La densité électronique étant plus importante dans la région cathodique, la densité électronique mesurée correspond à la densité du plasma dans cette région de la décharge.

Nous venons d'étudier le régime normal de fonctionnement de notre MHCD en utilisant un modèle global qui nous a permis d'obtenir la valeur absolue de la densité électronique en fonction des différents paramètres de la décharge et notamment du courant de décharge. Cette dépendance de  $n_0$  avec  $I_d$  va maintenant nous permettre d'étudier le régime auto-impulsionnel de la décharge.

## 7.4 Du modèle global du régime normal au modèle global du régime auto-impulsionnel

Le régime auto-impulsionnel de la décharge correspond à une expansion périodique du plasma sur la surface cathodique extérieure au trou et les signaux électriques correspondant sont périodiques. La densité électronique dépendant du courant de décharge, la variation temporelle de ce dernier entraîne une variation temporelle de  $n_e$ . La modélisation du pic de courant de décharge n'est pas immédiate et donc pour commencer notre étude du régime instationnaire nous allons modéliser le pic du courant par une marche de courant comme illustré sur la figure 7.9. Comme nous le faisons depuis le début de l'étude théorique de notre MHCD, nous allons commencer la modélisation du régime auto-impulsionnel par l'analyse de la colonne positive.

Le régime n'étant plus stationnaire, les dérivées temporelles des différents paramètres de la décharge ne sont pas nulles. Les quatre inconnues sont les densités des espèces chargées

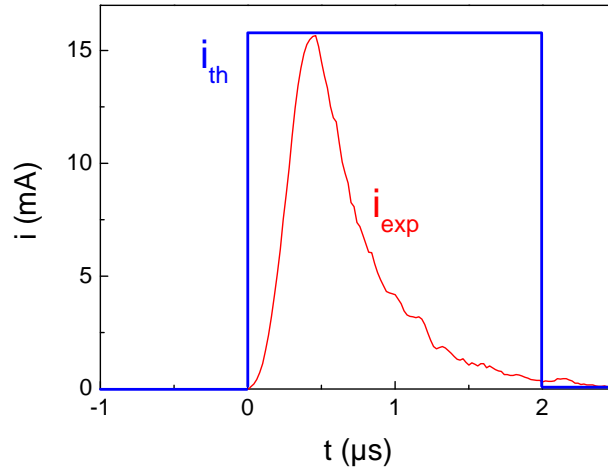


FIGURE 7.9 – Evolution temporelle du courant de décharge expérimental et de la marche de courant utilisée comme paramètre d'entrée du modèle global de la décharge en régime auto-impulsionnel pour une pression de 150 Torr.

( $n_e$ ,  $n_{Ar^+}$  et  $n_{Ar_2^+}$ ) et la température électronique  $T_e$ . L'électroneutralité étant respectée, seules deux des densités ont besoin d'être déterminées. Ainsi, le nombre d'inconnues n'est plus que de trois et donc, seules trois équations sont nécessaires pour résoudre le système. Les équations de bilan de particules pour les électrons et pour les ions moléculaires ainsi que l'équation de bilan de puissance constituent le système qui va nous permettre d'obtenir la dynamique des paramètres de la décharge :

$$\frac{dn_0}{dt} = \nu_{iz}n_0 - K_{rec1}n_0^2n_{Ar^+} - K_{rec2}n_0n_{Ar_2^+} - \frac{A}{V}\chi_{01}\Gamma_{em} \quad (7.41)$$

$$\frac{dn_{Ar_2^+}}{dt} = K_1n_{Ar^+}n_g^2 - K_{rec2}n_0n_{Ar_2^+} - \frac{A}{V}\chi_{01}\Gamma_{Ar_2^+m} \quad (7.42)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2}n_0eT_e \right) = P_{abs} - P_{dis} \quad (7.43)$$

$$\text{avec } \Gamma_{em} = \Gamma_{Ar^+m} + \Gamma_{Ar_2^+m} = h_{RAr^+}u_{BAr^+}n_{Ar^+} + h_{RAr_2^+}u_{BAr_2^+}n_{Ar_2^+} \quad (7.44)$$

$$\text{et } h_{Ri}u_{Bi} = \frac{\chi_{01}J_1(\chi_{01})}{R} \frac{kT_i}{m_i\nu_i} \left( 1 + \frac{eT_e}{kT_i} \right) \quad (7.45)$$

L'expression des puissances absorbées et dissipées par les électrons ont été établies à la section 7.1.3 (équations (7.23) et (7.27)). La dépendance au courant de décharge intervient au niveau de la puissance absorbée qui est proportionnelle au carré de ce dernier. La résolution du système se fait en deux étapes. Premièrement, nous donnons une certaine

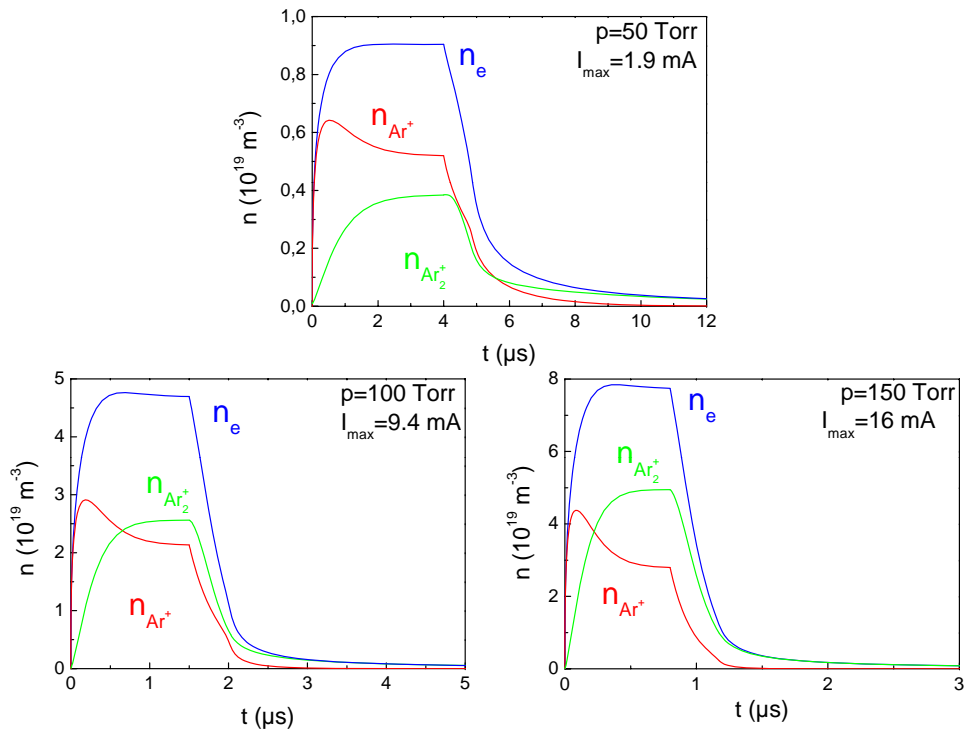


FIGURE 7.10 – Evolution de la densité électronique (en bleu), de la densité des ions atomiques (en rouge) et de la densité des ions moléculaires (en vert) pour une pression de 50 Torr (en haut), 100 Torr (à gauche) et 150 Torr (à droite). Le calcul a été effectué pour une marche de courant dans la colonne positive.

valeur au courant de décharge qui correspond à la valeur maximale du pic de courant expérimental (cf. figure 7.9). Les densités des espèces chargées ainsi que la température électronique augmentent progressivement depuis zéro jusqu'à ce qu'elles atteignent une certaine valeur d'équilibre. Une fois l'état d'équilibre atteint, le courant de décharge est mis à zéro et les paramètres relaxent progressivement jusqu'à zéro.

Les évolutions temporelles des densités des espèces chargées sont présentées figure 7.10 pour trois couples pression/valeur maximale du courant différents. Premièrement, nous retrouvons le fait que comme durant le régime stationnaire de fonctionnement de la décharge, les ions atomiques sont majoritaires à plus basse pression (50 Torr) et minoritaires à plus haute pression (100 et 150 Torr), la conversion de ces derniers en ions moléculaires étant d'autant plus efficace que la pression est élevée. Deuxièmement, nous voyons que l'évolution temporelle de la densité électronique n'est pas la même à 50 Torr qu'à plus haute pression. En effet, durant la phase où le courant de décharge est non nul, l'évolution de  $n_e$  est monotone à 50 Torr alors qu'elle augmente dans un premier temps à plus haute pression puis diminue légèrement avant de se stabiliser. Ceci est dû au fait qu'à 50 Torr le processus de recombinaison est négligeable et qu'il devient de plus en



plus efficace au fur et à mesure que la pression augmente d'où la légère diminution de  $n_e$  juste avant qu'elle n'atteigne l'état d'équilibre. En ce qui concerne l'évolution temporelle des ions atomiques lorsque le courant de décharge est non nul, sa tendance est la même quelque soit la pression considérée : une croissance rapide dans un premier temps suivie d'une décroissance d'autant plus prononcée que la pression est élevée. Ceci est dû au fait que les ions atomiques sont créés dans un premier temps par ionisation puis consommés dans un deuxième temps pour former les ions moléculaires. La conversion étant d'autant plus efficace que la pression est élevée, la décroissance de  $n_{Ar^+}$  est plus prononcée à plus haute pression (diminution de 36 % à 150 Torr, 28 % à 100 Torr et 19 % à 50 Torr). Concernant la densité des ions moléculaires, leur évolution est monotone durant la phase où le courant est non nul. Ceci est dû au fait que l'évolution de  $n_{Ar_2^+}$  est contrôlée par l'équilibre entre un processus de création indépendant de  $n_{Ar_2^+}$  et un processus de perte proportionnel à  $n_{Ar_2^+}$ . Ainsi, la densité étant nulle initialement, il n'y a pas de perte en début d'impulsion de courant jusqu'au moment où la densité devient suffisamment élevée pour que les pertes équilibrent la création (plateau de densité). Ensuite, nous observons que la valeur de la densité électronique à l'état d'équilibre augmente avec la pression :  $9.10^{18} \text{ m}^{-3}$  à 50 Torr,  $4.7.10^{19} \text{ m}^{-3}$  à 100 Torr et  $7.7.10^{19} \text{ m}^{-3}$  à 150 Torr. Ceci provient du fait que la valeur de la marche de courant a été choisie en fonction de la valeur maximale du pic de courant expérimental et que cette dernière est d'autant plus élevée que la pression est grande. Ainsi, l'augmentation de courant entraîne une augmentation de la puissance absorbée par les électrons et donc de leur densité.

L'évolution temporelle de la température électronique pour trois pressions différentes est présentée figure 7.11. Premièrement, nous observons que les temps caractéristiques de variation de  $T_e$  sont plus courts que ceux associés aux variations des densités. Deuxièmement, durant les phases transitoires, nous retrouvons le fait que la température électronique est d'autant plus faible que la pression est élevée car lorsque la pression augmente les pertes par diffusion sont plus faibles ce qui entraîne une température électronique nécessaire pour compenser ces pertes moins importante. Enfin, nous voyons que la température électronique à l'état d'équilibre est pratiquement indépendante de la pression du gaz ( $T_e=1.57 \text{ eV } \forall p$ ). Ceci est dû à la combinaison de deux effets opposés de l'augmentation de la pression du gaz. En effet, lorsque  $p$  augmente,  $T_e$  diminue, mais, dans le même temps,  $n_0$  augmente, ce qui entraîne une augmentation de  $T_e$ . Il y a donc une compensation de ces deux effets, d'où une température électronique à l'équilibre quasiment indépendante de la pression.

Pour terminer, nous pouvons noter que l'évolution temporelle des densités, ainsi que de la température électronique, est plus rapide à plus haute pression.

La région cathodique pourrait être traitée ici de la même manière néanmoins, la marche

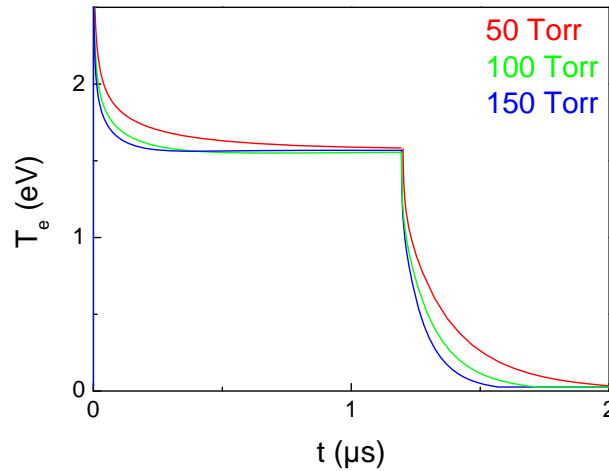


FIGURE 7.11 – Evolution temporelle de la température électronique dans la colonne positive en régime auto-impulsionnel pour une pression de 50 Torr (en rouge), 100 Torr (en vert) et 150 Torr (en bleu). Le calcul a été effectué pour une marche de courant dans la colonne positive.

de courant ne reproduisant que très grossièrement les variations temporelles du pic de courant, nous n'allons l'étudier qu'au chapitre suivant où le pic de courant va être modélisé de manière plus fine.

## 7.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les équations fluide du modèle de transport ont été intégrées de manière à obtenir les équations de bilan qui gouvernent les variations temporelles des valeurs moyennes des paramètres de la décharge. L'introduction du bilan de puissance nous a permis d'obtenir la valeur absolue de la densité électronique dans les deux régions de la décharge étudiée. L'évolution de  $n_0$  avec la pression du gaz ainsi que celle de la température électronique ont été déterminées.

Dans la colonne positive, la densité électronique vaut quelques  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  et une expression simple du rapport des densités ioniques  $\frac{n_{Ar^+}}{n_{Ar_2^+}}$  en fonction de la densité électronique a été déterminée, expliquant ainsi les prédictions du modèle de transport 1D. Le modèle global de la région cathodique est un peu plus complexe du fait que la gaine cathodique ne soit pas négligeable devant le rayon du trou. La densité électronique dans cette région de la décharge est environ dix fois plus élevée que dans la colonne positive. La densité électronique dans la région cathodique est ainsi comparable aux valeurs qui avaient été déterminées expérimentalement (cf. chapitre 3), ce qui indique que la majorité de l'émiss-

sion du plasma provient de cette région de la décharge.

Une première approche de la description globale du régime auto-impulsionnel de la MHCD a été abordée en fin de chapitre, en modélisant l'impulsion de courant par une marche de courant. Cette première approche nous a permis d'obtenir une première tendance de l'évolution temporelle des paramètres de la décharge. Néanmoins, la modélisation du pic de courant expérimental par une marche de courant est trop grossière et ne permet pas de tenir compte des temps de montée et de décroissance du courant de décharge. Un modèle électrique du système va nous permettre au chapitre suivant de modéliser d'une manière bien plus fine le courant de décharge et d'obtenir ainsi une évolution temporelle de la densité électronique plus fidèle à celle que nous avons déterminée expérimentalement.



# Chapitre 8

## Modèle global du régime auto-impulsionnel de la MHCD

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Modèle de la dynamique du régime auto-impulsionnel . . . . .</b>	<b>172</b>
<b>8.2</b>	<b>Comparaison théorie-expérience : signaux électriques . . . . .</b>	<b>179</b>
<b>8.3</b>	<b>Modèle global de la région cathodique . . . . .</b>	<b>184</b>
8.3.1	Description du modèle . . . . .	184
8.3.2	Résultats . . . . .	186
<b>8.4</b>	<b>Comparaison théorie-expérience : évolution temporelle de la densité électronique . . . . .</b>	<b>187</b>
<b>8.5</b>	<b>Introduction des niveaux métastables de l'argon . . . . .</b>	<b>189</b>
8.5.1	Modification de la chimie du système . . . . .	189
8.5.2	Système d'équations . . . . .	192
8.5.3	Résultats du modèle global de la région cathodique . . . . .	193
8.5.4	Comparaison théorie-expérience : évolution temporelle de la densité électronique . . . . .	195
<b>8.6</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>197</b>

---

A la fin du chapitre précédent nous avons abordé la dynamique du problème en modélisant l'impulsion de courant expérimentale par une marche de courant ce qui nous a permis d'obtenir une première tendance de l'évolution temporelle de la densité électronique. Les temps de montée et de descente observés expérimentalement n'étant pas infinis, cette modélisation ne permet d'obtenir que très grossièrement la dynamique du plasma. Pour obtenir une description plus fine du régime auto-impulsionnel nous allons proposer ici un modèle électrique de la décharge basé sur une résistance plasma non-linéaire qui va nous permettre de décrire le phénomène d'expansion périodique du plasma sur la surface

cathodique extérieure au sandwich associé à ce régime de fonctionnement de la décharge. Cette description plus fine de la MHCD permet d'obtenir des signaux électriques proches de ceux observés expérimentalement.

Le courant de décharge obtenu à l'aide de ce modèle électrique est ensuite utilisé pour calculer la puissance absorbée par les électrons intervenant dans le modèle global de la MHCD ce qui permet d'obtenir la dynamique des paramètres du plasma. L'évolution temporelle de la densité électronique prédite par le modèle sera comparée à celle que nous avons mesurée expérimentalement (cf. chapitre 4). Dans la deuxième partie du chapitre, l'influence des niveaux métastables de l'argon sera étudiée.

Comme cela avait été exposé à la section 7.3 du manuscrit, la majorité de l'émission de la décharge provient de la région cathodique, région où la densité électronique est la plus importante. C'est pourquoi, dans l'optique d'une comparaison entre résultats expérimentaux et prédictions théoriques, seule la région cathodique va être étudiée dans ce chapitre.

## 8.1 Modèle de la dynamique du régime auto-impulsionnel

Comme exposé au chapitre 2, différents modèles électriques de la MHCD ont été proposés pour reproduire et expliquer qualitativement la nature des oscillations de relaxation observées durant le régime auto-impulsionnel [43, 82, 38]. Après avoir rappelé les grandes lignes des modèles de Hsu *et al.* [43] et de Aubert *et al.* [38], nous proposerons un modèle qui permet de reproduire les signaux électriques expérimentaux tout en intégrant les phénomènes physiques mis en jeu.

Le modèle de Hsu *et al.* est basé sur le circuit électrique présenté figure 8.1. La décharge est modélisée par une résistance non-linéaire  $R_p(I)$ , en série avec une inductance  $L_p$  dont l'existence est due à l'inertie des électrons ( $L_p \approx R_p/\nu_m$  où  $\nu_m$  est la fréquence de collisions électron-neutre). Nous pouvons noter qu'il existe également une inductance propre dans le circuit. Néanmoins, nous verrons que ces deux inductances sont faibles et que leur valeur absolue n'intervient pas dans la dynamique du système. En parallèle de  $R_p(I)$  et  $L_p$  se trouve la capacité du sandwich, notée  $C$ . La décharge est alimentée par une source de tension (tension de sortie notée  $V_0$ ) à travers une résistance de ballast  $R_B$ . En appliquant les lois de Kirchhoff à ce circuit nous obtenons les deux équations diffé-

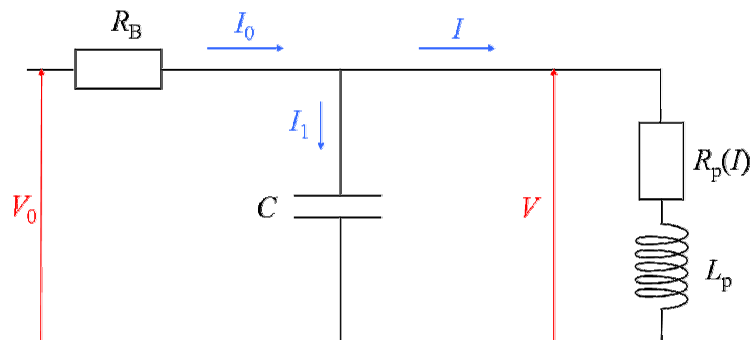


FIGURE 8.1 – Circuit électrique équivalent au système.

rentielles du premier ordre suivantes, couplées non-linéairement :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_0 - V}{\tau} - \frac{I}{C} \quad (8.1)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{V - R_p(I)I}{L_p} \quad (8.2)$$

où  $V$  est la tension de décharge,  $I$  le courant de décharge et  $\tau \equiv R_B C$ . Il s'avère que la physique du régime auto-impulsionnel est essentiellement déterminée par la forme de la résistance non-linéaire  $R_p$ . Hsu. *et al.* ont démontré que l'évolution de la résistance en fonction du courant doit présenter une pente négative pour obtenir l'instabilité du circuit. Pour assurer cette condition, ils ont choisi une forme polynomiale pour la résistance du plasma. Cependant, ce choix ne conduit pas à une forme convenable de l'impulsion de courant, indiquant une faiblesse de ce modèle. Ils ont également identifié que l'inductance  $L_p$  ne joue pas de rôle dans la forme de l'impulsion de courant à moins de considérer une valeur élevée totalement irréaliste.

De manière à combler les insuffisances du modèle de Hsu. *et al.*, Aubert *et al.* ont abordé le problème avec une approche différente en forçant les oscillations des signaux électriques en intégrant un interrupteur au circuit qui est fermé à un certain moment de la phase de charge du condensateur. Ceci conduit effectivement à une décharge brutale du condensateur dans une petite résistance placée en série qui simule le plasma. Ce modèle simple permet de modéliser convenablement la forme du courant de décharge expérimental mais contrairement à Hsu. *et al.*, ne discute pas en détails la physique de la décharge. D'autre part, la forme de l'impulsion de courant (l'asymétrie ainsi que le temps caractéristique

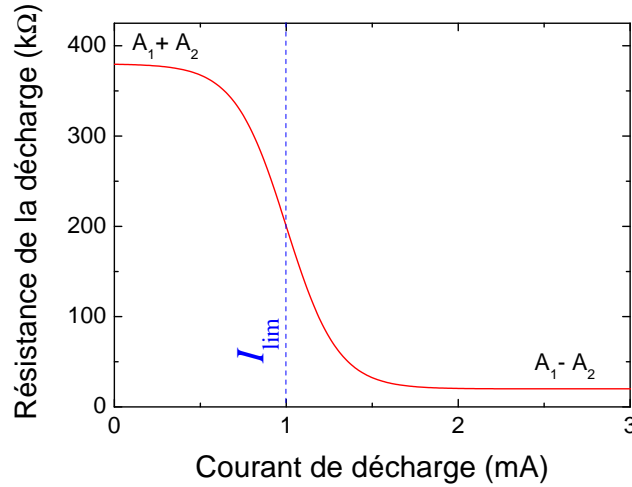


FIGURE 8.2 – Résistance de la décharge en fonction du courant de décharge pour  $A_1 = 200$  k $\Omega$ ,  $A_2 = 180$  k $\Omega$ ,  $I_{\text{lim}} = 1$  mA et  $p = 3 \times 10^{-4}$ .

de décroissance) n'a pas vraiment été expliquée et les paramètres contrôlant la fréquence n'ont pas été examinés.

Dans ce chapitre, nous nous proposons donc de réconcilier ces deux approches. Nous utilisons le circuit proposé par Hsu. *et al.* (cf. figure 8.1) mais considérons la forme suivante pour la résistance plasma non-linéaire :

$$R_p = -A_2 \tanh\left(\frac{I - I_{\text{lim}}}{p}\right) + A_1 \quad (8.3)$$

Cette résistance est tracée figure 8.2 pour les paramètres suivants :  $A_1 = 200$  k $\Omega$ ,  $A_2 = 180$  k $\Omega$ ,  $I_{\text{lim}} = 1$  mA et  $p = 3 \times 10^{-4}$ . Cette expression de la résistance plasma permet effectivement de simuler un interrupteur permettant le passage entre les deux états de la décharge entre lesquels le système oscille : le régime anormal à bas courants où tout le plasma est contenu à l'intérieur du trou et le régime normal à plus forts courants où le plasma s'étend sur la surface cathodique extérieure au trou. A bas courants, la résistance est élevée ( $R_{\text{pmax}} = A_1 + A_2$ ) alors que pour des courants plus élevés, la résistance est faible ( $R_{\text{pmin}} = A_1 - A_2$ ). Les deux autres paramètres,  $I_{\text{lim}}$  et  $p$ , contrôlent respectivement la valeur du courant à laquelle le condensateur commence à se décharger et la pente de la transition. D'un point de vue physique, ce modèle suppose que le système oscille entre une décharge hautement résistive confinée à l'intérieur du trou et une décharge faiblement résistive qui s'étend sur l'arrière de la cathode, ce que suggèrent les signaux expérimentaux [38].

Les équations (8.1) et (8.2) sont intégrées numériquement en utilisant la résistance plasma



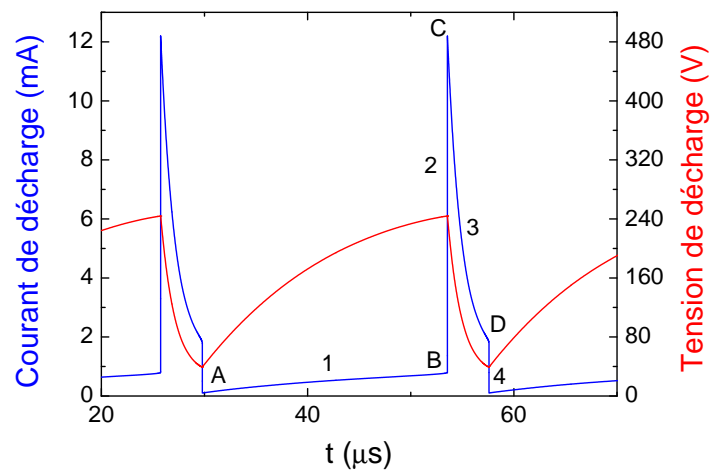


FIGURE 8.3 – Courant (en bleu) et tension de décharge (en rouge) en fonction du temps au court d’un cycle du régime auto-impulsionnel. Les quatre phases de la dynamique sont numérotées de 1 à 4.

$R_p$  présentée figure 8.2 et  $L_p = R_p/\nu_m$  où nous avons pris  $\nu_m = 2.5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$  à 100 Torr et nous avons ignoré l’inductance propre du circuit. Le résultat de l’intégration pour  $R_B = 452 \text{ k}\Omega$ ,  $C = 85 \text{ pF}$  et  $V_0 = 650 \text{ V}$  est présenté figure 8.3. Premièrement, nous pouvons noter que la forme des signaux électriques est très proche de celle des signaux expérimentaux (cf. figure 4.2, [82, 38]). La tension augmente durant la charge du condensateur jusqu’à ce que le courant traversant la décharge atteigne la valeur seuil  $I_{\text{lim}}$ . A ce moment là, la résistance plasma s’effondre rapidement ce qui entraîne une impulsion de courant qui accompagne la décharge du condensateur. Notons que le temps de montée du courant est très bref et qu’il est indépendant de la valeur de la pente négative de la résistance. Physiquement, cela signifie que la phase de croissance du courant est à rapprocher d’un phénomène de claquage plutôt qu’à une expansion graduelle de la décharge sur l’arrière de la cathode. La diminution du courant qui suit cette rapide augmentation présente un temps caractéristique beaucoup plus long et sera commentée dans la suite.

De manière à mieux comprendre la dynamique du système, nous avons tracé sur la figure 8.4 le diagramme dans l’espace des phases obtenu en mettant les dérivées temporelles  $dV/dt$  et  $dI/dt$  à zéro dans les équations (8.1) et (8.2) respectivement. L’équilibre du système est atteint à l’intersection des courbes  $dV/dt = 0$  et  $dI/dt = 0$ . Sur le graphe de gauche de la figure 8.4 sont présentées trois différentes positions de la courbe  $dV/dt = 0$  qui correspondent à trois équilibres du système différents dont la nature (stable ou instable) va être discutée un peu plus loin. Sur le graphe de droite, nous n’avons conservé

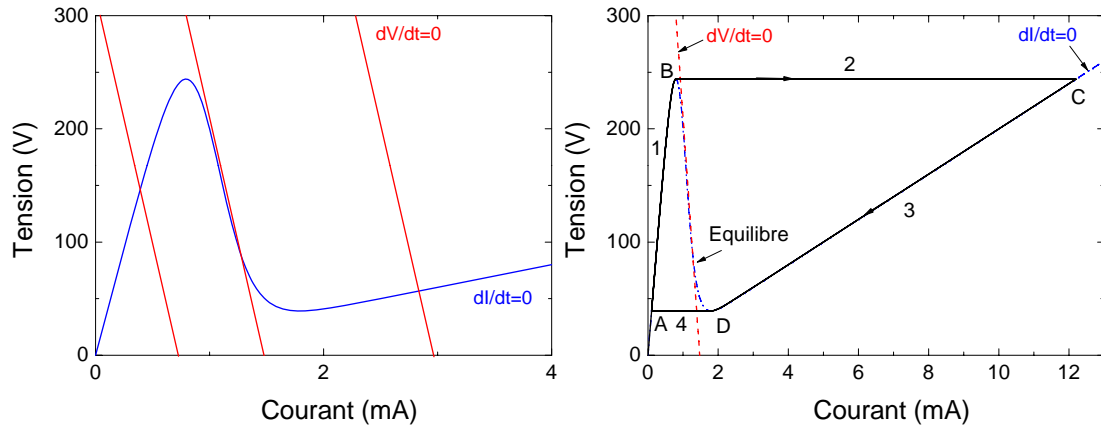


FIGURE 8.4 – Représentation dans l'espace des phases de la dynamique du système. L'équilibre du système se trouve à l'intersection des courbes  $dV/dt = 0$  (en rouge) et  $dI/dt = 0$  (en bleu). La ligne solide est la trajectoire dans l'espace des phases et les flèches indiquent la direction du mouvement au cours du cycle.

que la courbe  $dV/dt = 0$  qui coupe la courbe  $dI/dt = 0$  dans sa phase de pente négative. La région située à gauche de la ligne pointillée rouge correspond à la région où  $dV/dt > 0$ , c'est-à-dire où la tension augmente, alors que la région située à droite correspond à la région où  $dV/dt < 0$ , c'est-à-dire où la tension diminue. De la même manière, la région située au dessus de la ligne pointillée bleue correspond à la région de l'espace où  $dI/dt > 0$ , c'est-à-dire où le courant augmente alors que la région située en dessous de cette ligne correspond à la région où  $dI/dt < 0$ , c'est-à-dire où le courant diminue. Comme cela avait été remarqué par Hsu. *et al.*, l'équilibre du système est instable si l'intersection entre ces deux courbes a lieu lorsque les deux pentes sont négatives, c'est-à-dire entre le maximum (point noté B sur la figure 8.4) et le minimum (point noté D sur la figure 8.4) de la courbe  $dI/dt = 0$ .

Le paramètre de contrôle est la tension en sortie d'alimentation,  $V_0$ . En effet, lorsque  $V_0$  augmente la droite  $dV/dt = 0$  est translatée vers le haut. Pour des tensions  $V_0$  faibles, l'intersection a lieu avant le premier maximum de la courbe  $dI/dt = 0$  (point B) ce qui conduit à une décharge stable hautement résistive à bas courant (courbe  $dV/dt = 0$  de gauche sur le graphe de gauche de la figure 8.4) : c'est le régime anormal où la décharge est confinée à l'intérieur du trou. Lorsque l'intersection a lieu après le minimum de la courbe  $dI/dt = 0$  (point D), l'équilibre est également stable (courbe  $dV/dt = 0$  de droite sur le graphe de gauche de la figure 8.4) : c'est le régime normal où le plasma s'étend sur la surface cathodique extérieure au trou. Le régime auto-impulsionnel est le régime d'oscillation entre ces deux régimes stables de fonctionnement de la décharge (courbe

$dV/dt = 0$  du milieu sur le graphe de gauche de la figure 8.4). La trajectoire réelle obtenue en intégrant les équations différentielles (8.1) et (8.2) a été superposée sur le graphe de droite de la figure 8.4. Les oscillations du système correspondent au cycle décrit dans l'espace des phases, les flèches indiquant la direction du mouvement. Nous pouvons noter que le mouvement est toujours extrêmement rapide dans la direction horizontale, ce qui indique que les variations du courant sont infiniment plus rapides que les variations de la tension. Ceci est dû au fait que l'inductance présente dans le circuit est faible ce qui implique que le système n'a quasiment aucune inertie.

Au vu de la trajectoire décrite dans l'espace des phases, la dynamique du système peut être décomposée en quatre phases :

1. Entre A et B : les deux dérivées temporelles sont positives ce qui implique que le courant et la tension doivent augmenter. Comme nous pouvons le voir sur la figure 8.4, la résistance est importante (pente abrupte de  $V=f(I)$ ) et proche de  $R_{pmax} = A_1 + A_2$ , ce qui implique un faible courant de décharge. En notant  $a \equiv 1 + R_B/R_{pmax}$ , la tension augmente durant la charge du condensateur selon l'équation approchée suivante :

$$V(t) \approx \frac{V_0}{a} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{at}{\tau}\right) \right]$$

avec un temps caractéristique de croissance  $\tau_1 \equiv R_B C/a$ , et le courant est approximativement donné par

$$I(t) \approx \frac{V(t)}{R_{pmax}}.$$

Notons que la trajectoire suit de très près la courbe  $dI/dt = 0$  (en fait, la trajectoire masque la ligne pointillée durant cette phase) car les variations du courant sont infiniment rapides. Cette phase est la plus longue du cycle auto-impulsionnel, elle contrôle donc en grande partie la fréquence des instabilités.

2. Entre B et C : au point B, la trajectoire doit quitter la courbe  $dI/dt = 0$  car la dérivée temporelle de la tension doit rester positive étant donné que nous nous trouvons à gauche de la droite  $dV/dt = 0$ . Le courant augmente alors très rapidement jusqu'au point C, la tension étant quasiment constante. Cette phase correspond à l'augmentation verticale du courant observée figure 8.3. Nous pouvons noter que lorsque la trajectoire croise la droite  $dV/dt = 0$ , la dérivée de la tension change de signe et la tension se met donc à diminuer. Cependant, les variations du courant sont tellement rapides qu'aucune diminution significative de la tension n'est observée durant cette phase.
3. Entre C et D : au point C, la trajectoire atteint la courbe  $dI/dt = 0$  ce qui implique que la dérivée du courant change de signe entraînant un changement de direction

de la trajectoire. Nous voyons facilement que durant cette phase où le courant est important,  $R_p \approx R_{p\min} = A_1 - A_2$ . D'autre part, étant donné que les variations du courant sont infiniment rapides, la trajectoire suit la courbe  $dI/dt = 0$  et  $I(t) \approx V(t)/R_{p\min}$ . En injectant cette approximation dans l'équation (8.1) et en notant que  $(V_0 - V_1)/\tau \ll I/C$  dans ce régime, nous obtenons l'équation différentielle approchée suivante pour le courant,

$$\frac{dI}{dt} \approx -\frac{I}{R_{p\min}C}$$

c'est-à-dire que le courant décroît avec un temps caractéristique  $\tau_2 \equiv R_{p\min}C$ . Cette décroissance exponentielle est effectivement observée figure 8.3 pour laquelle  $\tau_2 = 20000 \times 85 \times 10^{-12} = 1.7 \mu s$ . Remarquons que la tension décroît avec le même temps caractéristique.

4. Entre D et A : lorsque la trajectoire atteint le point D, ce point étant situé à droite de la courbe  $dV/dt = 0$ , la dérivée de la tension doit rester négative ce qui implique que la trajectoire doit quitter la courbe  $dI/dt = 0$ . Tout comme la deuxième phase du cycle, cette phase est extrêmement rapide car la dérivée du courant devient très importante et négative, jusqu'à ce que la trajectoire atteigne le point A et que le cycle recommence. La chute brutale du courant à la fin de l'impulsion apparaît clairement figure 8.3.

En résumé, la décharge se trouve initialement dans le régime anormal durant lequel la tension et le courant augmentent progressivement en parallèle de la charge du condensateur avec un temps caractéristique  $\tau_1 \equiv R_B C / (1 + R_B / R_{p\max})$ . La fréquence des instabilités est essentiellement contrôlée par cette phase. Ensuite, lorsque la tension atteint une certaine valeur critique, un phénomène de claquage se produit conduisant à une augmentation extrêmement brutale du courant à tension constante : la décharge s'étend à l'extérieur du trou. La tension et le courant diminuent ensuite avec un temps caractéristique  $\tau_2 \equiv R_{p\min}C$ , cette diminution accompagnant la contraction progressive de la région d'expansion du plasma sur l'arrière de la cathode. En fin de cycle, la décharge n'est plus maintenue en dehors du trou (lorsque  $V < V_{lim}$ ) et le système revient dans le régime anormal confiné, puis le cycle recommence.

Pour terminer nous pouvons noter que les diagrammes dans l'espace des phases obtenus expérimentalement [38] peuvent être utilisés pour obtenir des informations sur la résistance plasma non-linéaire. En effet, la pente de la courbe  $V=f(I)$  durant la phase 1 correspond à la résistance du mode anormal,  $R_{p\max}$ , alors que la pente durant la phase 3 correspond à la résistance du mode normal,  $R_{p\min}$ . La tension et le courant de claquage, noté  $I_{lim}$  dans notre modèle, sont également identifiés et contrôlent la fréquence des instabilités avec  $R_B$ ,  $R_{p\max}$ ,  $C$  et dans une moindre mesure,  $V_0$ . La forme exacte de la pente

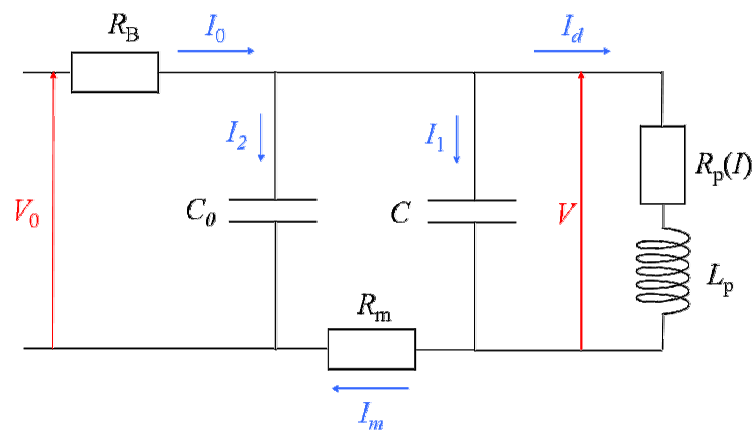


FIGURE 8.5 – Circuit électrique équivalent au circuit expérimental.

négative ne peut être directement déduite à partir des signaux expérimentaux car elle ne joue qu'un rôle mineur dans la dynamique du système, en revanche, elle joue un rôle dans la taille de la fenêtre d'instabilités. En effet, dans notre modélisation de la résistance plasma, la taille de la fenêtre peut être modifiée en changeant la valeur du paramètre  $p$ . Notons que cette déduction de la forme de la résistance plasma à partir des signaux électriques expérimentaux n'est possible que si le courant de décharge est correctement mesuré. En effet, Aubert *et al.* ont montré que les pics de courant peuvent être mesurés sur la résistance de mesure uniquement si la capacité du câble coaxial utilisé pour la mesure est supérieure à la capacité de la MHCD. Ce point va maintenant être discuté dans le paragraphe suivant où nous allons adapter les différents paramètres du modèle électrique qui ont été définis précédemment pour reproduire au mieux les signaux électriques expérimentaux.

## 8.2 Comparaison théorie-expérience : signaux électriques

Etant donné la configuration du système, le courant de décharge ne peut être mesuré directement. Comme expliqué au cours de la partie expérimentale du manuscrit, le courant est mesuré aux bornes d'une résistance de mesure  $R_m$  de  $100 \Omega$ . D'autre part, Aubert *et al.* ont montré que le seul moyen d'obtenir un pic de courant sur la résistance de mesure  $R_m$  est de rajouter une capacité en parallèle de la MHCD. La tension étant appliquée à l'aide d'un câble coaxial, ce dernier constitue bien une capacité supplémentaire,  $C_0$ , en parallèle du sandwich. Le circuit électrique équivalent tenant compte de ces

nouveaux éléments est présenté figure 8.5. Notons que les équations (8.1) et (8.2) sont simplement modifiées en remplaçant  $C$  par  $C + C_0$ .

De manière à pouvoir comparer la dynamique de la densité électronique prédite par le modèle global du régime auto-impulsionnel à celle mesurée expérimentalement, il faut que le courant mesuré aux bornes de  $R_m$  déterminé à l'aide du modèle électrique soit proche du pic de courant expérimental. Les mesures expérimentales ayant été réalisées pour des pressions de 50, 100 et 150 Torr, nous nous sommes limités à l'étude du modèle pour ces trois pressions.

Le pic de courant expérimental est caractérisé par un temps de montée, un temps de descente et une valeur maximale. Comme exposé à la section précédente, le temps de montée du courant prédit par le modèle électrique étant infini, les deux seuls paramètres ajustables sont donc la valeur maximale du pic de courant,  $I_{\max}$ , et le temps de décroissance,  $\tau_2 = R_{\text{pmin}}(C + C_0)$ . Ces deux paramètres se sont révélés être très délicats à ajuster simultanément, nous avons ainsi décidé de privilégier l'accord avec le temps de décroissance dans un premier temps ( $I_{\tau_2}$ ) et l'accord avec la valeur maximale dans un deuxième temps ( $I_{\text{imax}}$ ). Ces deux cas limites ainsi le courant mesuré expérimentalement sont présentés figure 8.6a) pour une pression de 150 Torr. La difficulté de l'ajustement simultané de ces deux paramètres ( $I_{\max}$  et  $\tau_2$ ) apparait clairement sur cette figure. En effet, lorsque la valeur maximale du courant est ajustée, le temps de décroissance est significativement surestimé alors que lorsque ce dernier est ajusté, c'est la valeur maximale du courant qui est surestimée. Il faut donc trouver un compromis entre ces deux paramètres qui dépendent des valeurs des coefficients  $A_1$  et  $A_2$  intervenant dans l'expression de la résistance plasma non-linéaire  $R_p$ . Ce compromis est également visible sur l'espace des phases présenté figure 8.6b). En effet, la pente de la trajectoire théorique durant la phase 3 du cycle auto-impulsionnel, proportionnelle à  $A_1 - A_2$ , permet d'ajuster les valeurs de  $I_{\max}$  et  $\tau_2$ , l'augmentation de cette pente entraînant une diminution de  $I_{\max}$  et une augmentation de  $\tau_2$ . L'ajustement de l'un de ces deux paramètres se fait donc forcément au détriment de l'ajustement de l'autre. Le désaccord observé sur la valeur maximale du courant mesuré provient du fait que dans toutes caractérisations expérimentales d'un système physique, la mesure perturbe et modifie l'objet d'étude. Ainsi, la sonde utilisée pour mesurer le courant perturbe le système du fait de sa capacité, sa bande passante ainsi que de son temps de réponse. Le but du modèle électrique du régime auto-impulsionnel développé ici étant de connaître quel est le courant qui circule réellement à travers la décharge, nous pensons que pour décrire au mieux la dynamique du système, il faut privilégier l'accord avec le temps de décroissance  $\tau_2$ . Par conséquent, seul ce cas sera considéré dans la suite de l'exposé. Nous verrons un peu plus loin que lorsque la valeur minimale de la tension est ajustée, la surestimation de  $I_{\max}$  lorsque la valeur de  $\tau_2$  est respectée, est plus faible.

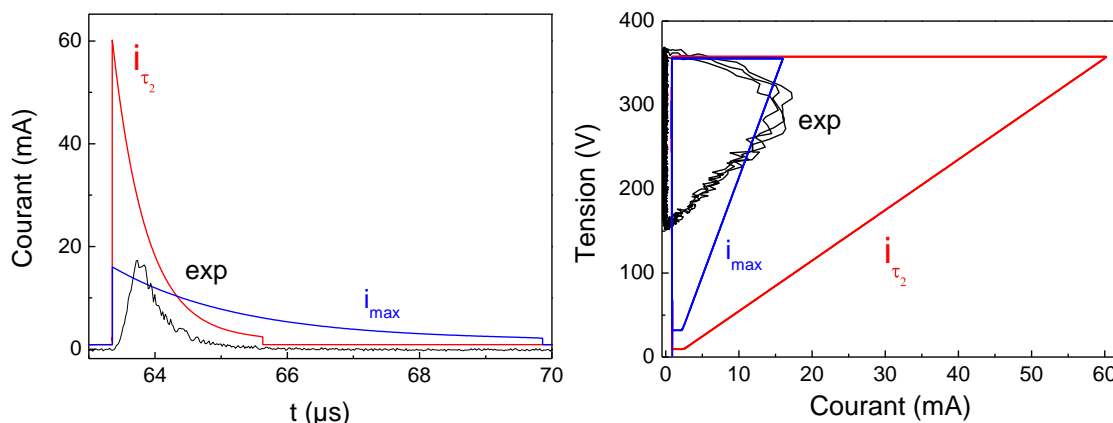


FIGURE 8.6 – a) Pic de courant expérimental (en noir) et pic de courant modélisé pour obtenir un bon accord avec  $I_{\max}$  (en bleu) et un bon accord avec le temps de décroissance (en rouge) pour une pression de 150 Torr b) Espace des phases expérimental (en noir) et théorique pour obtenir un bon accord avec  $I_{\max}$  (en bleu) et un bon accord avec le temps de décroissance (en rouge) pour une pression de 150 Torr.

Nous pouvons souligner ici que le choix de conserver la valeur de l'intégrale du pic de courant qui correspond au courant moyen, aurait été une autre alternative acceptable.

A cette valeur du courant mesuré  $I_m$ , correspond une certaine valeur du courant de décharge  $I_d$  traversant la résistance plasma. Étant donné la longueur du câble coaxial utilisé pour l'alimentation du circuit ( $\approx 1$  m), nous avons fixé la capacité du câble  $C_0$  à 85 pF, les deux capacités du circuit étant à ce moment là égales. Ainsi, le courant de décharge est deux fois plus important que le courant mesuré ( $I_d=2I_m$ ).

Notons ici que pour modéliser au mieux les signaux électriques expérimentaux, nous avons également ajusté la valeur maximale de la tension de décharge mesurée,  $V_{\max}$ , ainsi que la fréquence des oscillations. La valeur de  $V_{\max}$  est ajustée en modifiant les coefficients  $I_{\lim}$  et  $p$  alors que la fréquence des instabilités est ajustée à l'aide de la valeur de la tension en sortie d'alimentation  $V_0$ .

Sur la figure 8.6b) apparaît l'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux au sujet de la valeur maximale de la tension de décharge. En revanche, nous observons que la valeur minimale théorique de la tension est bien inférieure à la valeur expérimentale quelque soit le cas limite considéré ( $V_{\min\text{exp}}=155$  V,  $V_{\text{thimax}}=32$  V et  $V_{\text{th}\tau_2}=9$  V). Aucun des paramètres intervenant dans l'expression de la résistance plasma ne permettant de jouer sur cette valeur minimale de la tension, nous voyons bien que la seule solution pour améliorer l'accord entre théorie et expérience, est de translater l'espace des phases théorique vers le haut, c'est-à-dire vers les plus hautes tensions. Pour ce faire, l'expression de

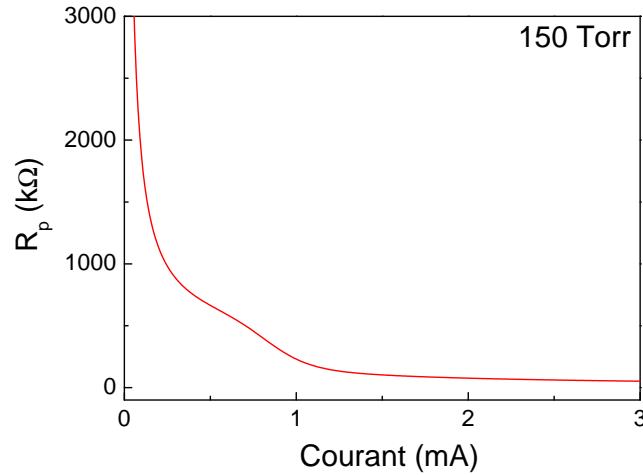


FIGURE 8.7 – Résistance de la décharge en fonction du courant de décharge pour  $A_1 = 200$  k $\Omega$ ,  $A_2 = 197$  k $\Omega$ ,  $I_{\text{lim}} = 0.83$  mA,  $p = 2.5 \times 10^{-4}$  et  $A_3 = 142$  V.

la résistance plasma est modifiée par l'ajout d'un terme supplémentaire :

$$R_p = -A_2 \tanh\left(\frac{I_d - I_{\text{lim}}}{p}\right) + A_1 + \frac{A_3}{I_d} \quad (8.4)$$

où  $A_3$  est la tension de translation verticale de l'espace des phases théorique à ajuster de manière à faire coïncider la valeur minimale de la tension de décharge. Notons que cette nouvelle expression de  $R_p(I_d)$  donne exactement le même espace des phases que celui de la figure 8.6b) mais translaté vers le haut de la figure. Cette modification de  $R_p$  entraînant une modification de la dynamique des instabilités (fréquence, tension et courant maximaux, temps de décroissance), les paramètres autres que  $A_3$  intervenant dans  $R_p$  doivent être à nouveau ajustés pour que les signaux électriques théoriques coïncident avec les signaux expérimentaux.

La nouvelle évolution de la résistance plasma avec le courant de décharge est présentée figure 8.7 pour une pression de 150 Torr. L'effet du terme supplémentaire dans l'expression de  $R_p(I_d)$  est essentiellement visible à bas courant, ce terme tendant vers l'infini lorsque le courant tend vers zéro. Au fur et à mesure que le courant de décharge augmente, nous retrouvons la forme de  $R_p(I_d)$  associée à l'expression initiale de la résistance plasma.

L'espace des phases théorique associé à cette nouvelle expression de la résistance plasma est présenté figure 8.8. La nouvelle expression de la résistance plasma conduit à un bien meilleur accord entre les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux, les valeurs maximale et minimale de la tension de décharge étant maintenant toutes deux ajustées. Notons que la valeur maximale du courant associée au cas limite correspondant à l'ajus-



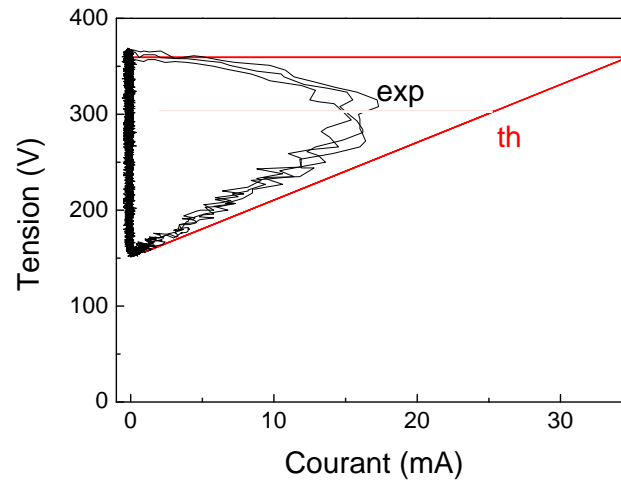


FIGURE 8.8 – Espace des phases expérimental (en noir) et théorique pour obtenir un bon accord avec le temps de décroissance (en rouge) après modification de  $R_p$  pour une pression de 150 Torr.

tement de  $\tau_2$  ( $I_{\max}=35$  mA) est inférieure à celle associée à l'expression initiale de  $R_p$  ( $I_{\max}=60$  mA). Le compromis à réaliser pour l'ajustement de  $I_{\max}$  et  $\tau_2$  est donc moins important, l'ajustement de l'un s'accompagnant d'une moindre surestimation de l'autre. L'évolution temporelle des signaux électriques obtenue par intégration des équations (8.1) et (8.2) avec la nouvelle expression de la résistance plasma est présentée et comparée à l'évolution expérimentale sur la figure 8.9. L'accord entre les signaux obtenus à l'aide du modèle électrique de la MHCD et les signaux expérimentaux apparaît clairement sur cette figure. En effet, les valeurs maximale et minimale de la tension de décharge sont respectées ainsi que la fréquence des instabilités. Nous retrouvons tout de même le fait que l'ajustement du temps de décroissance des signaux se fait au détriment de l'ajustement de la valeur maximale du courant qui est surestimée.

Bien que les signaux électriques prédits par le modèle électrique du système ne soient pas en parfait accord avec les signaux expérimentaux, ils sont suffisamment proches pour envisager une comparaison théorie-expérience de la dynamique de la densité électronique, d'autant plus que le désaccord observé provient peut-être de la mesure expérimentale du courant et plus précisément du temps de réponse de la sonde utilisée.

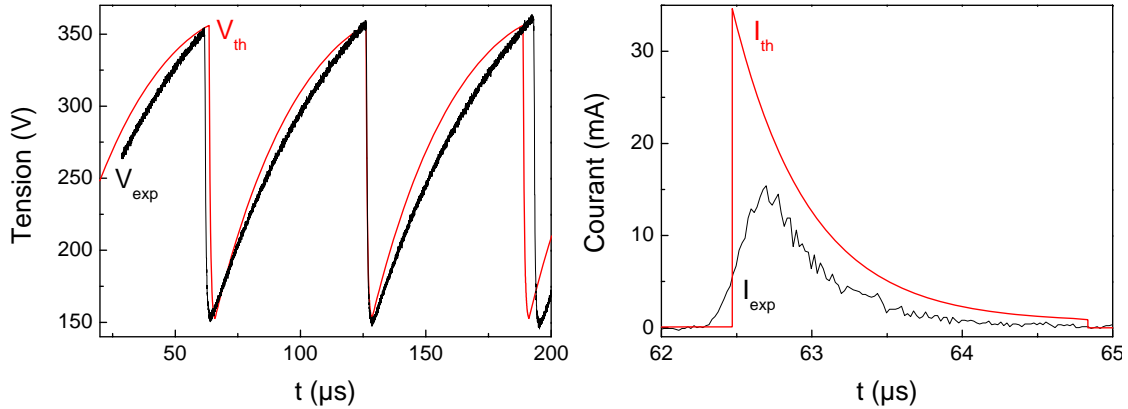


FIGURE 8.9 – Evolution temporelle du courant et de la tension de décharge expérimentaux (en noir) et théoriques pour obtenir un bon accord avec le temps de décroissance (en rouge) pour une pression de 150 Torr.

## 8.3 Modèle global de la région cathodique

### 8.3.1 Description du modèle

Les équations du modèle global du régime auto-impulsionnel dans la colonne positive ont été présentées au chapitre précédent (équations (7.41), (7.42) et (7.43)), les trois variables privilégiées du système étant la densité électronique, la densité des ions moléculaires et la température électronique. Ces équations sont inchangées pour l'étude de la région cathodique mais il faut souligner que l'information contenue dans le terme de perte électronique par flux est modifiée. En effet, les électrons ne pouvant pas atteindre la surface cathodique, il n'y a pas de flux électronique à la cathode. Néanmoins, il doit tout de même exister un flux électronique sortant du volume de la région cathodique pour compenser le flux ionique sortant vers la cathode. Ce flux électronique se fait à ce moment là nécessairement dans la direction axiale du sandwich.

L'équation de bilan de puissance fait intervenir les puissances absorbée et dissipée par les électrons. La puissance dissipée reste donnée par l'équation (7.38) mais cette fois-ci  $T_e$  est considérée uniforme. Comme nous l'avons exposé à la section 7.2.1 du chapitre précédent, il n'existe pas d'expression simple pour la puissance absorbée dans la région cathodique, l'ionisation n'étant pas uniforme dans cette région de la décharge. L'intégration de la puissance absorbée localement par les électrons exprimée en fonction de la densité de courant et du champ électrique, avait alors été réalisée numériquement. La démarche adoptée ici est différente, la modélisation du circuit électrique conduisant à

l'expression suivante pour la puissance absorbée :

$$P_{\text{abs,cir}} = R_p(I_d)I_d^2 \quad (8.5)$$

où  $R_p(I_d)$  est la résistance non-linéaire du plasma présentée figure 8.7 qui n'est donc pas calculée mais ajustée de manière à obtenir le meilleur fit des signaux électriques expérimentaux. L'évolution temporelle du courant de décharge déterminée à la section précédente impose donc une certaine évolution temporelle à la puissance absorbée. Notons ici que le terme  $R_p(I_d)I_d^2$  correspond à la puissance totale absorbée au sein de la décharge, c'est-à-dire par les électrons mais également par les ions. De manière à ne conserver que la puissance absorbée par les électrons, il faut multiplier l'expression (8.5) par la fraction réellement absorbée par les électrons, notée  $\kappa$ , que nous avons introduite au chapitre précédent.

D'autre part, il faut tenir compte de la fraction  $A/S_C$  que représente la surface cathodique intérieure au sandwich ( $A$ ) de la surface cathodique totale sur laquelle est collecté le courant ( $S_C$ ). Comme nous l'avons mentionné plusieurs fois au cours de l'exposé, cette surface  $S_C$  dépend de la pression du gaz et est donnée par la formule (5.12). La puissance absorbée par les électrons s'exprime finalement de la manière suivante :

$$P_{\text{abs}} = \frac{A}{S_C} \kappa R_p(I_d)I_d^2 \quad (8.6)$$

Finalement, le système est constitué des cinq équations différentielles suivantes :

$$\frac{dn_0}{dt} = \nu_{\text{iz}}n_0 - K_{\text{rec1}}n_0^2n_{\text{Ar}^+} - K_{\text{rec2}}n_0n_{\text{Ar}_2^+} - \frac{A}{V}\chi_{01}\Gamma_e \quad (8.7)$$

$$\frac{dn_{\text{Ar}_2^+}}{dt} = K_1n_{\text{Ar}^+}n_g^2 - K_{\text{rec2}}n_0n_{\text{Ar}_2^+} - \frac{A}{V}\chi_{01}\Gamma_{\text{Ar}_2^+\text{m}} \quad (8.8)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2}n_0eT_e \right) = P_{\text{abs}} - P_{\text{dis}} \quad (8.9)$$

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_0 - V}{\tau} - \frac{I_d}{C + C_0} \quad (8.10)$$

$$\frac{dI_d}{dt} = \frac{V - R_p(I_d)I_d}{L_p} \quad (8.11)$$

Le système est ensuite résolu pour obtenir l'évolution temporelle des densités des espèces chargées et de la température électronique.

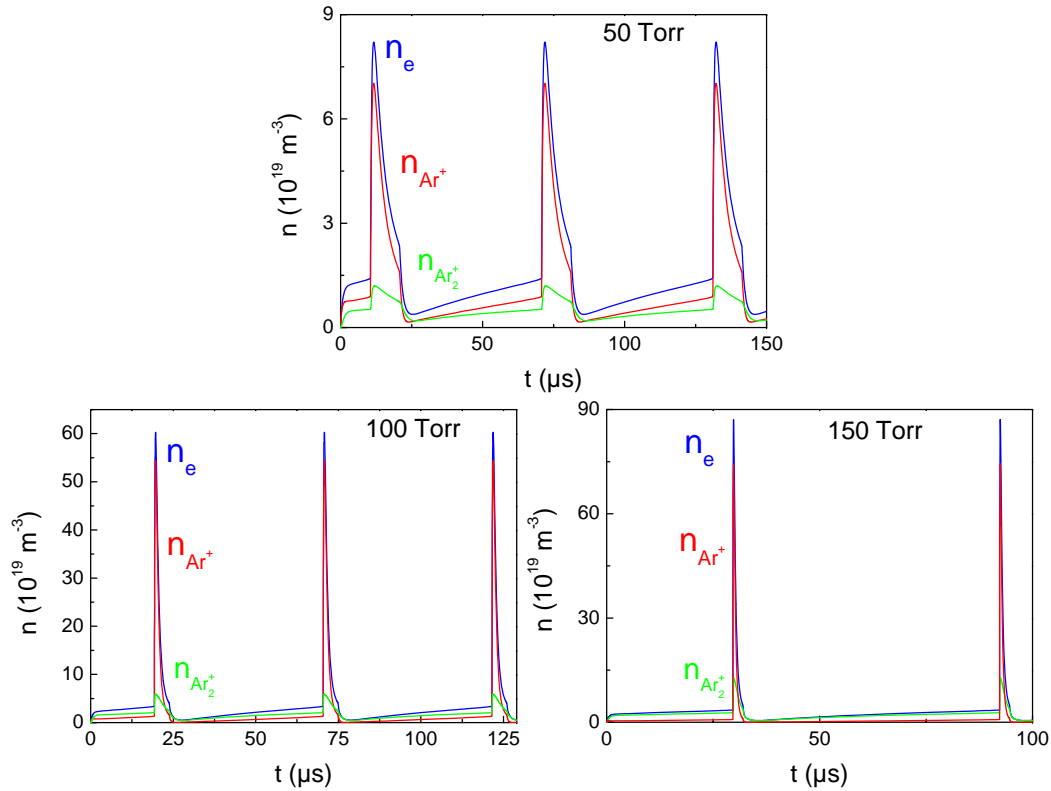


FIGURE 8.10 – Evolution temporelle de la densité des électrons (en bleu), des ions atomiques (en rouge) et des ions moléculaires (en vert), pour une pression de 50 Torr (en haut), 100 Torr (à gauche) et 150 Torr (à droite).

### 8.3.2 Résultats

L'évolution temporelle des densités des espèces chargées pour 50, 100 et 150 Torr est présentée figure 8.10. La figure 8.11 présente un zoom de cette évolution pour 50 et 150 Torr. Premièrement, durant la phase de charge de la capacité du sandwich (phase 1), nous voyons que la densité des ions atomiques est supérieure à celle des ions moléculaires à 50 Torr alors que le contraire est observé à 100 et 150 Torr. La même observation avait été faite au moment de l'étude du régime normal de fonctionnement de la décharge, la conversion des ions atomiques en ions moléculaires étant d'autant plus efficace que la pression est élevée. Ensuite, durant la phase 2 du cycle auto-impulsionnel, nous voyons que le temps de montée des densités est plus lent que celui du courant. L'augmentation de la densité des ions moléculaires est plus lente que celle des deux autres espèces étant donné que ces ions sont créés à partir des ions atomiques et que la densité de ces derniers doit être suffisamment élevée pour obtenir une conversion efficace. Néanmoins, nous observons que le maximum de densité des électrons et des ions  $\text{Ar}^+$  est atteint trop rapidement pour que la conversion en ions  $\text{Ar}_2^+$  ait significativement le temps de se produire. Ainsi, le maximum

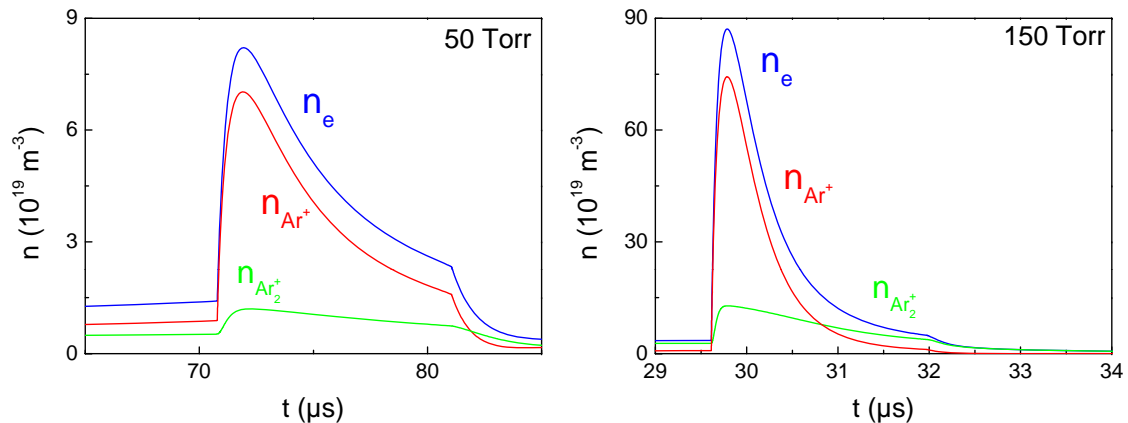


FIGURE 8.11 – Evolution temporelle de la densité des électrons (en bleu), des ions atomiques (en rouge) et des ions moléculaires (en vert), pour une pression de 50 Torr (à gauche) et de 150 Torr (à droite).

atteint par la densité des ions  $Ar_2^+$  reste bien inférieur à celui atteint par la densité des ions  $Ar^+$  même aux plus hautes pressions. Puis, durant la phase 3, la diminution du courant de décharge s'accompagne d'une diminution de la densité des espèces chargées. Pour les trois pressions considérées, la chute de la densité des ions moléculaires est plus lente que celle des deux autres espèces, d'autant plus lente que la pression est faible. En effet, le temps caractéristique de décroissance de  $n_{Ar_2^+}$  vaut 2  $\mu\text{s}$  à 150 Torr, 5  $\mu\text{s}$  à 100 Torr et près de 20  $\mu\text{s}$  à 50 Torr. Ceci est dû au fait qu'après le maximum de courant, les ions  $Ar_2^+$  sont encore formés à partir des ions  $Ar^+$  et consommés en parallèle par recombinaison. La densité électronique étant d'autant plus élevée que la pression est importante, le processus de recombinaison est d'autant plus efficace à haute pression. Ainsi, les ions moléculaires sont consommés plus rapidement à haute pression d'où une décroissance plus rapide. Le fait que la densité électronique soit plus élevée à plus haute pression est dû à un courant de décharge plus important ce qui implique une puissance électronique absorbée plus importante. Ainsi, pour une pression de 50 Torr  $I_{\text{max}}=1.9 \text{ mA}$  et  $n_{\text{emax}}=8,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , pour 100 Torr  $I_{\text{max}}=9.4 \text{ mA}$  et  $n_{\text{emax}}=60 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  et pour 150 Torr  $I_{\text{max}}=16 \text{ mA}$  et  $n_{\text{emax}}=87 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

## 8.4 Comparaison théorie-expérience : évolution temporelle de la densité électronique

Dans la section précédente, le modèle global du régime auto-impulsionnel de la décharge nous a permis d'obtenir l'évolution temporelle des densités des espèces chargées.

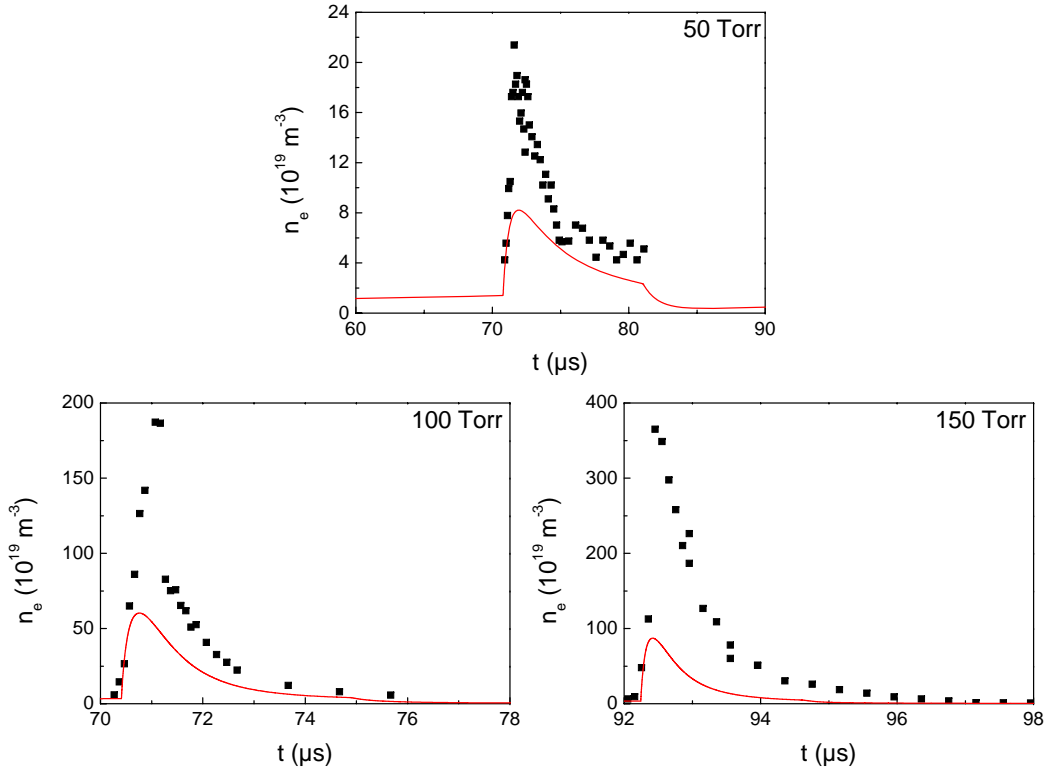


FIGURE 8.12 – Evolution temporelle de la densité électronique prédite par le modèle global (en rouge) et de la densité électronique mesurée expérimentalement (points noirs), pour une pression de 50 Torr (en haut), 100 Torr (à gauche) et 150 Torr (à droite).

Nous allons ici nous focaliser sur la densité électronique et comparer les prédictions du modèle aux mesures expérimentales qui ont été présentées au chapitre 4.

Les évolutions temporelles de la densité électronique théorique et expérimentale sont présentées figure 8.12 pour trois pressions différentes. Premièrement, nous observons que quelque soit la pression considérée, l'accord entre théorie et expérience sur la tendance de l'évolution de la densité électronique avec le temps est respectée. En revanche, l'accord concernant la valeur absolue de la densité électronique n'est pas respecté, et ce, d'autant plus que la pression est élevée. Quelque soit la pression considérée, le modèle prédit une densité électronique plus faible que la densité mesurée expérimentalement :  $n_e$  est sous-estimée de 60 % à 50 Torr, de 68 % à 100 Torr et de 76 % à 150 Torr. Ceci indique que les processus de création des électrons ont été sous-estimés dans le modèle et qu'une ou plusieurs réactions de formation électronique devraient être incluses dans le modèle pour améliorer l'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Ainsi, bien que les signaux électriques modélisés par le modèle de la dynamique du régime auto-impulsionnel de la décharge soient proches des signaux expérimentaux, ils ne permettent pas de reproduire les mesures de densités électroniques. L'écart observé entre

les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux ne provient donc certainement pas du modèle électrique mais plutôt du modèle global et plus précisément de la chimie du système considérée. En effet, nous n'avons considéré que trois espèces dans le modèle ( $e^-$ ,  $Ar^+$  et  $Ar_2^+$ ) en négligeant les espèces métastables. Or, ces dernières sont bien présentes dans le système et leur effet sur la chimie de la décharge n'est certainement pas négligeable, notamment en ce qui concerne le processus de formation électronique. Ces espèces vont donc être introduites dans la section suivante et les nouveaux résultats théoriques du modèle global seront à leur tour comparés aux résultats expérimentaux.

## 8.5 Introduction des niveaux métastables de l'argon

Jusqu'à présent, nous avons négligé les niveaux métastables de l'argon dans les différents modèles de la MHCD que nous avons développés. La population de ces niveaux étant non négligeable au sein de la décharge, il est intéressant d'étudier leur influence sur la dynamique des différents paramètres du plasma prédite par le modèle global. C'est ce que nous allons faire au cours de la dernière section du manuscrit.

### 8.5.1 Modification de la chimie du système

Les processus de pertes et de créations des électrons, des ions atomiques et moléculaires de l'argon sont décrits par les quatre réactions chimiques, (6.1) à (6.4), qui avaient été présentées en début de chapitre 6. Les réactions (6.3) et (6.4) correspondant respectivement à la recombinaison collisionnelle radiative et à la recombinaison dissociative, produisent des atomes d'argon excités  $Ar^*$  :



L'ensemble des niveaux excités de l'atome d'argon est peuplé par excitation directe à partir du niveau fondamental de l'atome. Nous allons nous limiter ici aux premiers niveaux excités de l'argon correspondant à la configuration  $3p^5,4s$  qui sont composés de deux niveaux métastables,  $^3P_2$  et  $^3P_0$ , et de deux niveaux résonants voisins,  $^3P_1$  et  $^1P_1$ . Les deux niveaux résonants, bien qu'ayant des durées de vie radiative inférieures à  $10^{-8}$  secondes peuvent être traités comme des niveaux métastables pour les trois raisons suivantes : (i) leur durée de vie radiative apparente est prolongée suite à l'emprisonnement de la radiation de résonance à l'intérieur du plasma (ii) les collisions avec les atomes d'argon dans le niveau fondamental ou avec les électrons entraînent un mixage des niveaux métastables et des niveaux résonants étant donné le faible écart énergétique existant entre ces niveaux

( $\approx 0.1$  eV, cf. figure 8.13) (iii) la formation d'atomes dans les niveaux excités ainsi que la recombinaison électron-ion entraînent la création d'un certain nombre d'atomes dans les niveaux résonants soit indirectement par cascades soit directement.

Les quatre états excités 4s de l'argon peuvent être séparés en deux couples, les deux espèces constitutives d'un même couple ayant le même corps atomique :  $Ar^*(^3P_2)/Ar^*(^3P_1)$  et  $Ar^*(^3P_0)/Ar^*(^1P_1)$ . Nous allons ici nous limiter au premier couple et ignorer le second, la population de ce dernier étant inférieure à celle du premier. La prise en compte du niveau métastable  $Ar^*(^3P_2)$  et du niveau résonant  $Ar^*(^3P_1)$  rajoute six équations supplémentaires au système. Premièrement, il y a une réaction de formation supplémentaire pour ces deux espèces par excitation par impact électronique :



dont la constante de réaction notée  $K_e$  vaut  $4,8 \cdot 10^{-15} T_e^{0.5} e^{-11.56/T_e} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  [83].

Deuxièmement, il y a deux réactions associées aux pertes de ces deux espèces :



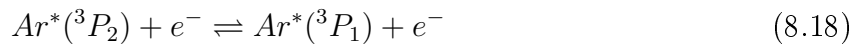
La réaction (8.15) concerne le processus d'ionisation à partir des niveaux métastables de l'atome, la constante de réaction associée, identique pour  $Ar^*(^3P_2)$  et pour  $Ar^*(^3P_1)$ , notée  $K_i$ , valant  $1,37 \cdot 10^{-13} T_e^{0.5} e^{-(15.76-11.55)/T_e} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  [83]. En ce qui concerne la réaction (8.16), elle concerne le processus de collision à trois corps avec deux atomes d'argon dont la constante de réaction, identique pour  $Ar^*(^3P_2)$  et pour  $Ar^*(^3P_1)$ , notée  $K_3$ , vaut  $1,1 \cdot 10^{-44} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$  [84].

Il y a un processus de perte supplémentaire pour l'état résonant  $Ar^*(^3P_1)$  à savoir les pertes radiatives :



dont la constante de réaction, notée  $K_{\text{ray}}$ , vaut  $6,9 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$  [85].

Enfin, deux processus de mixage sont associés au couple  $Ar^*(^3P_2)/Ar^*(^3P_1)$ , le premier par les électrons et le second par les neutres :





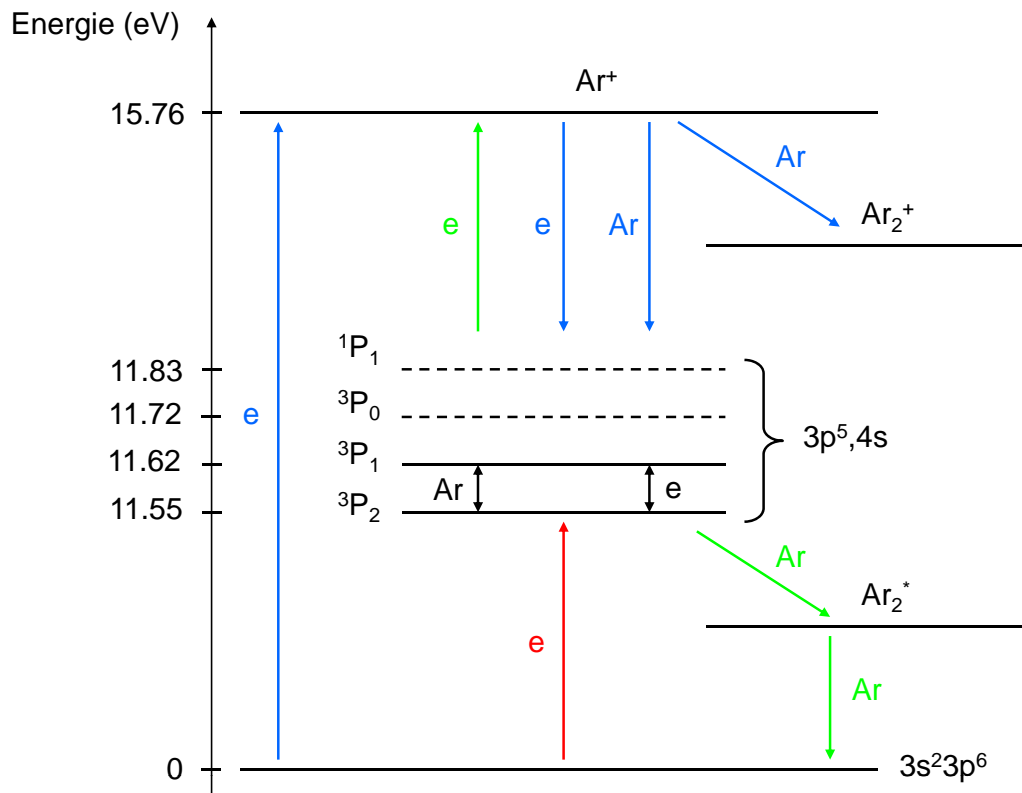


FIGURE 8.13 – Schéma cinétique utilisé dans le modèle global de la MHCD où figurent les nouvelles réactions de création (en rouge), de perte (en vert) et de mixage (en noir) prises en compte suite à l'ajout des espèces  $Ar^*(^3P_1)$  et  $Ar^*(^3P_2)$  dans le modèle, ainsi que les quatre réactions qui avaient été considérées dans les chapitres précédents (en bleu).

Ces deux réactions sont à rapprocher de la remarque concernant le caractère "métastable" de l'état résonant  $Ar^*(^3P_1)$ . En effet, bien que la durée de vie radiative de ce niveau ne soit que de quelques nanosecondes, l'emprisonnement de la radiation implique que cette durée de vie atteigne quelques microsecondes entraînant ainsi une densité des atomes  $Ar^*(^3P_1)$  quasiment comparable à la densité des atomes métastables  $Ar^*(^3P_2)$  et par conséquent, les réactions en sens indirect compensent la déplétion du niveau métastable [86]. La constante de réaction associée à la réaction (8.18) dans le sens direct, notée  $K_{m1}$ , vaut  $2 \cdot 10^{-13} e^{-607/eT_e} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  et celle associée à cette même réaction dans le sens indirect, notée  $K'_{m1}$ , est égale à  $5/3$  de  $K_{m1}$  [87]. En ce qui concerne la réaction de mixage par les neutres (réaction (8.19)), la constante de réaction associée au sens direct vaut  $K_{m2} = 3/5 \cdot 4 \cdot 10^{-20} e^{-607/kT_g} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  et  $K'_{m2} = 4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  dans le sens indirect [88]. En ce qui concerne les processus de formation des niveaux excités  $4s$  de l'argon (réactions (8.12), (8.13) et (8.14)), nous allons faire l'approximation selon laquelle les quatre niveaux

$4s$  sont peuplés selon leurs poids statistiques qui valent respectivement 3 pour le niveau résonant  $^3P_1$ , 5 pour le niveau  $^3P_2$ , 1 pour le niveau métastable  $^3P_0$  et 3 pour le niveau résonant  $^1P_1$ . Ainsi, les constantes de réaction associées aux processus de création des niveaux  $Ar^*(^3P_1)$  et  $Ar^*(^3P_2)$  doivent être multipliées respectivement par  $3/12$  et  $5/12$ . Les différentes réactions prises en compte dans le modèle sont résumés sur le schéma cinétique présenté figure 8.13. Les réactions qui avaient déjà été prises en compte dans les modèles précédents sont indiquées en bleu et les nouvelles réactions introduites dans ce chapitre en rouge pour les réactions de création, en vert pour les réactions de perte et en noir pour les réactions de mixage.

### 8.5.2 Système d'équations

Par rapport au modèle global du régime auto-impulsionnel de la MHCD qui a été présenté à la section précédente, nous avons deux inconnues supplémentaires : la densité du niveau résonant  $Ar^*(^3P_1)$  et la densité du niveau métastable  $Ar^*(^3P_2)$ . La quasineutralité étant toujours respectée, le nombre d'inconnues du système s'élève donc à cinq : la température électronique, la densités des électrons, des ions moléculaires et des deux niveaux excités. Les réactions associées à ces derniers entraînent des termes supplémentaires dans l'équation de bilan de particules des électrons mais pas dans celle associée aux ions moléculaires. Les deux équations relatives aux signaux électriques permettant d'obtenir l'évolution temporelle du courant de décharge complètent le système qui est

finalement constitué des sept équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{dn_0}{dt} &= \nu_{iz}n_0 + K_i n_0 (n_{Ar^*(^3P_1)} + n_{Ar^*(^3P_2)}) \\ &- K_{rec1} n_0^2 n_{Ar^+} - K_{rec2} n_0 n_{Ar_2^+} - \frac{A}{V} \chi_{01} \Gamma_e \end{aligned} \quad (8.20)$$

$$\frac{dn_{Ar_2^+}}{dt} = K_1 n_{Ar^+} n_g^2 - K_{rec2} n_0 n_{Ar_2^+} - \frac{A}{V} \chi_{01} \Gamma_{Ar_2^+ m} \quad (8.21)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{Ar^*(^3P_1)}}{dt} &= K_e n_g n_0 + \frac{3}{12} K_{rec2} n_0 n_{Ar_2^+} + \frac{3}{12} K_{rec1} n_0^2 n_{Ar^+} + K_{m1} n_0 n_{Ar^*(^3P_2)} \\ &+ K_{m2} n_g n_{Ar^*(^3P_2)} - K_i n_0 n_{Ar^*(^3P_1)} - K_3 n_g^2 n_{Ar^*(^3P_1)} - K_{ray} n_{Ar^*(^3P_1)} \\ &- K'_{m1} n_0 n_{Ar^*(^3P_1)} - K'_{m2} n_g n_{Ar^*(^3P_1)} \end{aligned} \quad (8.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{Ar^*(^3P_2)}}{dt} &= K_e n_g n_0 + \frac{5}{12} K_{rec2} n_0 n_{Ar_2^+} + \frac{5}{12} K_{rec1} n_0^2 n_{Ar^+} + K'_{m1} n_0 n_{Ar^*(^3P_1)} + K'_{m2} n_g n_{Ar^*(^3P_1)} \\ &- K_i n_0 n_{Ar^*(^3P_2)} - K_3 n_g^2 n_{Ar^*(^3P_2)} - K_{m1} n_0 n_{Ar^*(^3P_2)} - K_{m2} n_g n_{Ar^*(^3P_2)} \end{aligned} \quad (8.23)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n_0 e T_e \right) = P_{abs} - P_{dis} \quad (8.24)$$

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_0 - V}{\tau} - \frac{I_d}{C + C_0} \quad (8.25)$$

$$\frac{dI_d}{dt} = \frac{V - R_p(I_d)I_d}{L_p} \quad (8.26)$$

### 8.5.3 Résultats du modèle global de la région cathodique

L'évolution temporelle des densités des électrons, des ions  $Ar^+$ , des ions  $Ar_2^+$  et des niveaux excités  $Ar^*(^3P_1)$  et  $Ar^*(^3P_2)$  prédites par le modèle global du régime auto-impulsionnel de la décharge sont présentées figure 8.14 pour des pressions de 50, 100 et 150 Torr. Premièrement, les observations qui ont été faites à la section 8.4 au sujet de l'évolution du ratio des ions atomiques et moléculaires avec la pression ne sont pas modifiées par la présence des niveaux excités de l'argon. En revanche, nous voyons que comme annoncé en début de section, les niveaux métastables de l'argon ont une influence non négligeable sur la cinétique du système. En effet, quelque soit la pression considérée, la prise en compte des métastables dans le modèle induit une augmentation conséquente de la densité des électrons et des ions atomiques. Cette augmentation est d'autant plus importante que la pression est élevée : la présence des niveaux métastables entraîne une augmentation de 43 % de  $n_e$  à 50 Torr, de 305 % à 100 Torr et de 352 % à 150 Torr. Cette augmentation de  $n_0$  et de  $n_{Ar^+}$  est due au mécanisme d'ionisation à partir des niveaux excités (réaction (8.15)). Deuxièmement, nous voyons que l'évolution temporelle de  $n_{Ar^*(^3P_1)}$  et  $n_{Ar^*(^3P_2)}$  n'est pas la même à 50 Torr qu'aux deux autres pressions considérées. En effet, pour une pression de 50 Torr, ces densités augmentent rapidement dans un premier temps puis décroissent plus lentement, de façon régulière, dans un deuxième

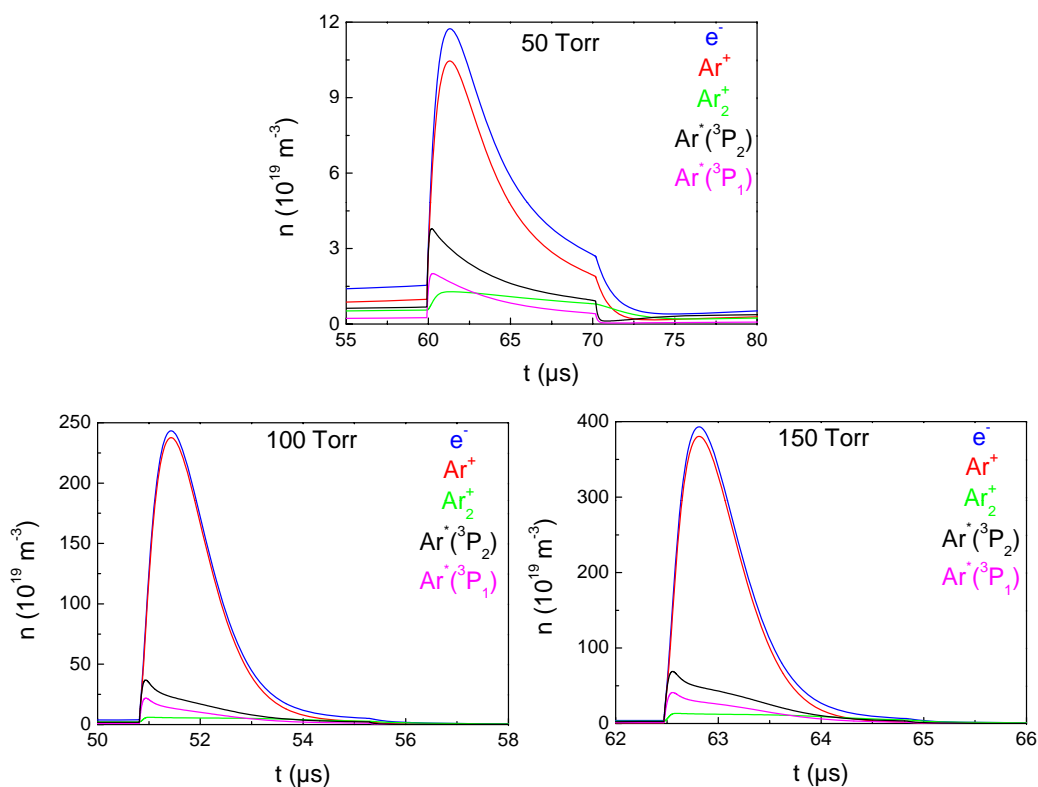


FIGURE 8.14 – Evolution temporelle de la densité des électrons (en bleu), des ions atomiques (en rouge), des ions moléculaires (en vert), des niveaux métastables  $\text{Ar}^*(^3P_1)$  (en magenta) et  $\text{Ar}^*(^3P_2)$  (en noir), pour une pression de 50 Torr (en haut), 100 Torr (à gauche) et 150 Torr (à droite).

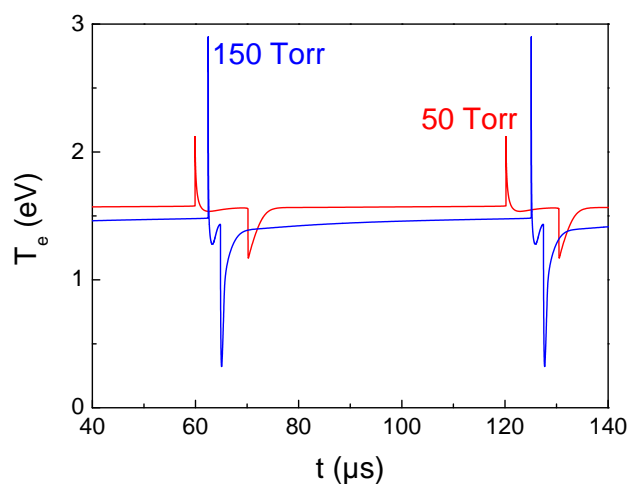


FIGURE 8.15 – Evolution temporelle de la température électronique pour une pression de 50 Torr (en rouge) et une pression de 150 Torr (en bleu).

temps, alors que pour des pressions de 100 et 150 Torr, la phase de décroissance présente une cassure à  $t=51.2 \mu\text{s}$  et  $t=62.7 \mu\text{s}$  respectivement. Ceci est dû au fait que les niveaux excités sont créés dans un premier temps par impact électronique (phase de croissance) puis détruits dans un deuxième temps par ionisation et formés par recombinaison collisionnelle radiative et dissociative. Ainsi, le mécanisme de recombinaison étant peu efficace à basse pression, seules les pertes par ionisation interviennent à 50 Torr alors que pour les plus hautes pressions,  $Ar^*(^3P_1)$  et  $Ar^*(^3P_2)$  sont d'abord essentiellement perdus par ionisation (première phase de la décroissance) puis cette perte est compensée en partie par la formation par recombinaison une fois que la densité électronique devient suffisamment élevée (deuxième phase de la décroissance). Ceci permet également d'expliquer pourquoi, quelque soit la pression, le maximum de  $n_{Ar^*(^3P_1)}$  et  $n_{Ar^*(^3P_2)}$  est atteint quelques centaines de nanosecondes avant le maximum de  $n_e$  et  $n_{Ar^+}$  :  $Ar^*(^3P_1)$  et  $Ar^*(^3P_2)$  sont majoritairement créés en début d'impulsion par impact électronique puis perdus par ionisation pour former  $e^-$  et  $Ar^+$ . Nous pouvons noter que quelque soit la pression considérée, la densité du niveau  $Ar^*(^3P_2)$  est toujours supérieure à celle du niveau  $Ar^*(^3P_1)$ . Ceci provient de la différence de poids statistique de ces deux niveaux, celui-ci étant 5/3 fois plus important pour le niveau  $Ar^*(^3P_2)$  que pour le niveau  $Ar^*(^3P_1)$ . Nous retrouvons ce rapport au niveau de la valeur maximale atteinte par la densité de chacun des niveaux métastables :

$$n_{Ar^*(^3P_2)} \approx 5/3 n_{Ar^*(^3P_1)}.$$

L'évolution temporelle de la température électronique correspondante est présentée figure 8.15 pour des pressions de 50 et 150 Torr. Pour les deux pressions considérées, nous observons que l'augmentation brutale du courant de décharge (phase 1 du cycle auto-impulsionnel) s'accompagne d'un chauffage important des électrons qui est nécessaire à l'allumage de la décharge en dehors du trou, et que la chute brutale du courant de décharge en fin d'impulsion (phase 4 du cycle auto-impulsionnel) correspond à un refroidissement brutal des électrons qui accompagne le retour au confinement de la décharge à l'intérieur du trou. Nous observons également que, logiquement, plus la valeur maximale atteinte par le courant de décharge est importante (1.9 mA à 50 Torr et 16 mA à 150 Torr) plus la température électronique maximale atteinte est élevée (2.1 eV à 50 Torr et 2.9 eV à 150 Torr).

#### 8.5.4 Comparaison théorie-expérience : évolution temporelle de la densité électronique

Comme nous l'avions fait à la section 8.4, nous allons maintenant comparer l'évolution temporelle de la densité électronique prédite par le modèle global avec métastables à celle qui avait été mesurée expérimentalement (cf. chapitre 4). Cette comparaison est

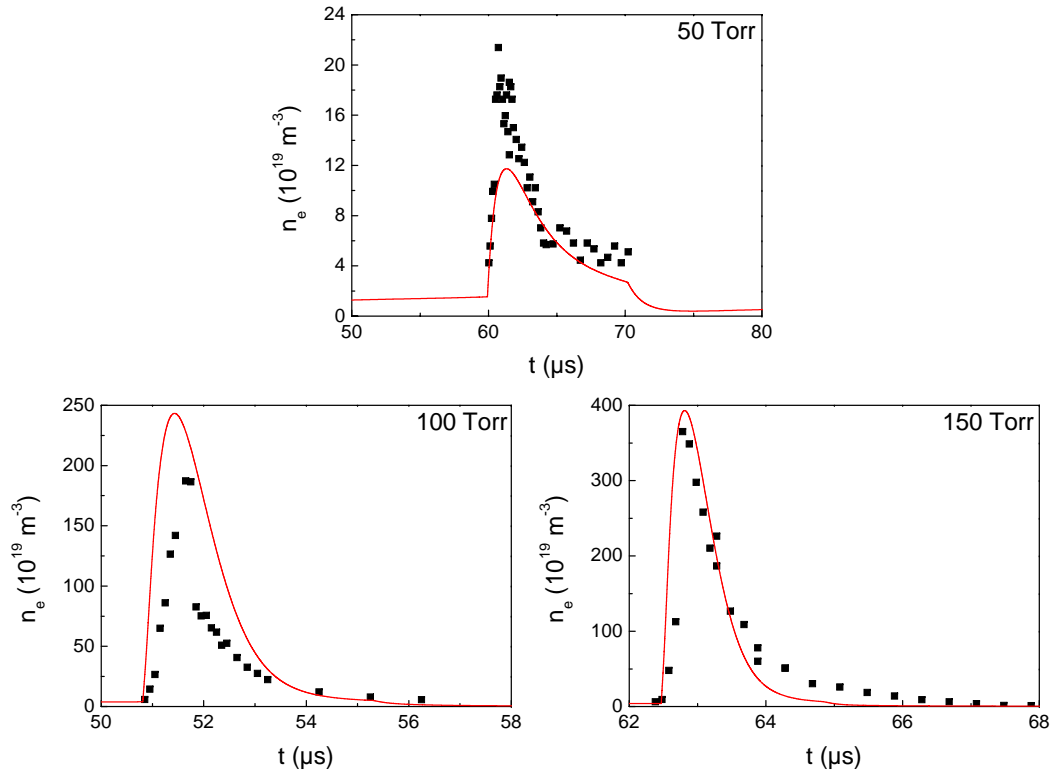


FIGURE 8.16 – Evolution temporelle de la densité électronique prédite par le modèle global en respectant le temps de décroissance du courant (en rouge) et de la densité électronique mesurée expérimentalement (points noirs) pour une pression de 50 Torr (en haut), 100 Torr (à gauche) et 150 Torr (à droite).

présentée figure 8.16 pour des pressions de 50, 100 et 150 Torr.

Comme nous l'avons déjà observé à la section 8.4, l'accord entre les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux concernant la tendance de l'évolution temporelle de  $n_e$  est bon. De plus, contrairement aux résultats du modèle global sans les niveaux métastables, la valeur absolue de  $n_e$  prédite par le modèle global avec métastables est en bien meilleur accord avec la valeur expérimentale. La densité électronique calculée est toujours sous-estimée par rapport à la valeur mesurée à 50 Torr mais plus que de 45 % alors que la densité électronique est cette fois-ci sur-estimée aux deux plus hautes pressions considérées, de 29 % à 100 Torr et seulement de 7 % à 150 Torr. L'écart persistant entre les résultats théoriques et expérimentaux peut provenir de la modélisation approximative du pic de courant expérimental par le modèle électrique mais pourrait provenir également d'un problème au niveau de la mesure expérimentale.

A la lumière de cette comparaison théorie/expérience, il semble que l'influence des états métastables de l'argon soit importante lorsque la densité électronique et la pression sont élevées. Ainsi, le modèle global du régime auto-impulsionnel de la MHCD tenant compte

des niveaux métastables de l'argon permet de reproduire bien plus fidèlement les résultats expérimentaux que le modèle qui n'en tient pas compte. La cinétique des niveaux métastables a donc un rôle significatif au sein de la décharge, à forte densité électronique et à pression élevée. Notons que cela justifie que ces niveaux n'aient pas été pris en compte dans les modèles du régime normal de la décharge durant lequel la densité électronique est plus faible que durant le régime auto-impulsionnel.

## 8.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés au régime auto-impulsionnel de fonctionnement de la décharge durant lequel des oscillations de relaxation sont observées malgré une alimentation continue. De manière à comprendre la dynamique de ce régime, nous avons développé un modèle électrique du système basé sur une résistance plasma non-linéaire. Ce modèle a démontré que la physique impliquée durant ce régime est essentiellement contrôlée par la forme de la résistance plasma en fonction du courant de décharge. Cette résistance a dû être dans un deuxième temps quelque peu modifiée pour reproduire au mieux les signaux électriques expérimentaux.

Le courant de décharge ainsi modélisé a ensuite été utilisé comme paramètre d'entrée d'un modèle global du régime auto-impulsionnel dans la région cathodique de la décharge, en tenant compte ou non des niveaux métastables de l'argon. Nous avons observé que les densités des espèces oscillent à la même fréquence que le courant de décharge et que la tendance de l'évolution temporelle des espèces chargées n'est pas modifiée par la présence des niveaux excités. En revanche, la prise en compte de ces derniers modifie significativement la valeur absolue de la densité des électrons et des ions atomiques, d'autant plus que la pression est élevée, cette prise en compte entraînant un mécanisme d'ionisation supplémentaire. L'accord obtenu entre les prédictions du modèle global et l'évolution temporelle de la densité électronique déterminée expérimentalement est bien meilleur lorsque les niveaux métastables sont pris en compte. Cela souligne l'importance de la cinétique des niveaux métastables au sein de la MHCD lorsque la densité électronique et la pression sont élevées.

Pour clôturer l'étude du modèle global du régime auto-impulsionnel de la décharge, nous pouvons comparer les prédictions de ce modèle en régime stable basse résistivité qui correspond au cas où le plasma est établi dans le trou et sur la surface cathodique extérieure, aux prédictions du modèle global du régime normal que nous avons présentées au chapitre 7. L'évolution de la densité électronique avec la pression prédite par ces deux modèles, en tenant compte ou non de la variation de la surface d'expansion cathodique de la décharge avec la pression, est présentée figure 8.17. Cette figure montre l'accord

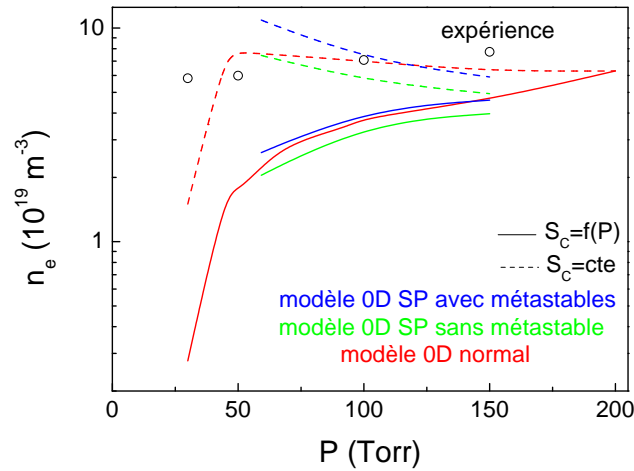


FIGURE 8.17 – Evolution temporelle de la densité électronique mesurée expérimentalement (points noirs), prédite par le modèle global du régime normal (en rouge) et par le modèle du régime auto-impulsionnel en régime stable avec (en bleu) et sans métastable (en rouge), en tenant compte (traits pleins) ou non (pointillés) de la dépendance de  $S_C$  avec la pression.

existant entre les modèles correspondant aux deux régimes de fonctionnement de la décharge ce qui permet de s'assurer de la cohérence de l'étude théorique global du système que nous avons développée au cours des deux derniers chapitres.

Ainsi, le modèle global qui a été présenté dans ce chapitre peut être utilisé pour décrire l'ensemble des différents régimes de fonctionnement de la décharge, stable ou instable. Malgré la sous-estimation de la valeur absolue de la densité électronique d'un facteur deux environ lorsque la dépendance de  $S_C$  avec la pression est prise en compte, ce modèle permet de prendre en compte l'expansion de la décharge sur la surface cathodique extérieure au sandwich et donc d'être plus proche de la réalité physique du système que lorsque cette dépendance est ignorée. Ceci est confirmé par la tendance de l'évolution de la densité électronique avec la pression prédite par le modèle lorsque  $S_C = f(p)$ , qui est très proche de celle obtenue expérimentalement (si l'on exclut la singularité à 30 Torr).



# Chapitre 9

## Conclusion générale

Au cours de ces trois années de thèse, nous avons mené une étude théorique et expérimentale d'une configuration particulière de microplasmas qui est apparue au milieu des années 90 : les micro décharges à cathode creuse. Ce domaine de recherche s'est fortement développé au début des années 2000, ce type de décharge pouvant être généré à moyennes et hautes pressions avec de faibles tensions et les applications potentielles étant nombreuses.

Les MHCD sont caractérisées par trois régimes de fonctionnement. A bas courants (typiquement aux alentours de 0.1 mA), la décharge est confinée à l'intérieur du microtrou : c'est le régime anormal. A plus forts courants, la décharge est allumée à l'intérieur du trou mais s'étend également sur la surface cathodique extérieure au sandwich : c'est le régime normal. Entre ces deux régimes stables de fonctionnement (typiquement aux alentours d'un courant moyen de 0.5 mA), malgré une alimentation continue, les signaux électriques sont périodiques, cette oscillation correspondant à une expansion périodique de la décharge sur la surface cathodique extérieure : c'est le régime auto-impulsionnel.

Dans la première partie de cette thèse, nous avons présenté l'étude expérimentale de la MHCD, chacun des deux chapitres de cette partie étant consacré respectivement à l'étude du régime normal et du régime auto-impulsionnel de la décharge. La spectroscopie d'émission nous a permis de déterminer la structure de la décharge, la température du gaz ainsi que la densité électronique. Cette étude nous a permis d'identifier le corps du plasma au centre du sandwich où se produisent des mécanismes d'ionisation et de recombinaison, et la gaine de charge d'espace cathodique annulaire où se produisent des collisions inélastiques entre les atomes d'argon et le faisceau d'électrons secondaires énergétiques émis à la cathode et accélérés par le champ électrique intense régnant dans la gaine.

Durant le régime normal stable, les mesures résolues radialement de la température du

gaz et de la densité électronique ont été réalisées et leur dépendance au courant de décharge et à la pression du gaz estimée. Sous nos conditions de travail,  $T_g \approx 500$  K et  $n_e \approx 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>. Le profil radial quasiment plat de la température du gaz indique qu'une partie du transfert thermique s'effectue dans la direction axiale du sandwich.

Durant le régime instable auto-impulsionnel, les mesures résolues spatialement et temporellement de la densité électronique et de la position des deux raies d'argon considérées ont été réalisées. Le lien entre la position des maxima de la raie ionique, proches de la lisière de la gaine, et les signaux électriques a été mis en évidence ainsi que l'influence de la pression sur l'évolution temporelle de la position de ces maxima. En ce qui concerne la dynamique de la densité électronique, cette dernière suit l'évolution du courant de décharge, ces deux grandeurs atteignant leur maximum quasiment simultanément. La densité électronique atteint  $4 \cdot 10^{15}$  cm<sup>-3</sup> pour une pression de 150 Torr, c'est-à-dire une valeur de deux ordres de grandeur plus importante que la valeur obtenue en régime normal.

L'étude expérimentale n'a été réalisée que pour un diamètre du trou de 400  $\mu$ m. Quelques acquisitions ont été réalisées pour un diamètre de 200  $\mu$ m mais l'étude complète n'a pas été achevée. Il serait intéressant d'effectuer la même étude pour différents diamètres du trou et différentes épaisseurs des électrodes et de la couche de diélectrique de manière à étudier l'influence de la géométrie du système sur les paramètres de la décharge.

Dans la deuxième partie de la thèse, nous avons abordé l'étude théorique de la MHCD au cours de laquelle nous avons développé des modèles semi-analytiques permettant d'obtenir des lois d'échelle et des comportements macroscopiques. Ces modèles nous ont permis de vérifier les interprétations expérimentales formulées au cours de la première partie du manuscrit. Une décomposition du système nous a permis d'étudier séparément la colonne positive et la région cathodique, la physique impliquée dans ces deux régions étant bien différente.

Deux modèles de gaine ont été développés pour caractériser la nature de la gaine cathodique (ionisante ou non) et déterminer son épaisseur. La comparaison des résultats de ces modèles avec les résultats expérimentaux a montré qu'une fraction significative de l'ionisation a lieu à l'intérieur de la gaine à 150 Torr et que cette fraction diminue avec la pression indiquant un changement de nature de la gaine qui commence à présenter un caractère "non-ionisant" aux alentours de 50 Torr. D'autre part, ces modèles ont montré l'existence d'une tension limite en dessous de laquelle la décharge ne peut être maintenue de manière stable en dehors du trou et nous pensons que cela pourrait expliquer la transition entre le régime anormal confiné à l'intérieur du trou et le régime auto-impulsionnel

où le plasma s'étend périodiquement sur la surface cathodique extérieure au trou. Après cette caractérisation de la gaine, nous nous sommes intéressés à la deuxième région constitutive de la décharge à savoir le corps du plasma et nous nous sommes focalisés dans un premier temps sur le régime normal de fonctionnement de la décharge. Un modèle de transport stationnaire unidimensionnel en géométrie cylindrique nous a permis d'obtenir les profils radiaux des densités et des flux des espèces chargées prises en compte dans le modèle ( $e^-$ ,  $Ar^+$  et  $Ar_2^+$ ). L'applatissage des profils de densités avec la pression est dû à l'augmentation de l'efficacité du processus de recombinaison du fait de l'augmentation de la densité des ions moléculaires. Cet applatissage est plus marqué dans la région cathodique étant donné que l'ionisation devient de plus en plus piquée près de la cathode quand la pression du gaz augmente. La non-linéarité du modèle induite par le processus de recombinaison implique qu'il faille se donner une valeur de la densité électronique au centre.

De manière à obtenir la valeur absolue de cette dernière nous avons ensuite intégré les équations du modèle de transport et introduit un bilan de puissance. Ce modèle global de la décharge nous a permis de formuler une expression simple du rapport des densités ioniques au centre en fonction de la densité électronique. La comparaison des valeurs de  $n_e$  calculées grâce au modèle avec les valeurs mesurées expérimentalement a montré que la majorité de l'émission du plasma provient de la région cathodique. C'est pourquoi, durant le dernier chapitre du manuscrit consacré au modèle global du régime auto-impulsionnel, nous nous sommes limités à l'étude de cette région de la décharge.

Un modèle électrique du système reposant sur l'expression de la résistance non-linéaire du plasma en fonction du courant de décharge a montré que la physique impliquée durant le régime auto-impulsionnel est essentiellement contrôlée par cette expression et que le système oscille entre un régime de haute résistivité à bas courants où tout le plasma est contenu à l'intérieur du trou et un régime de faible résistivité à forts courants où le plasma s'étend en dehors du trou.

Le courant de décharge ainsi modélisé a été utilisé comme paramètre d'entrée du modèle 0D. La comparaison de l'évolution temporelle de la densité électronique prédite par le modèle global et celle mesurée expérimentalement a souligné l'importance de la cinétique des niveaux métastables de l'argon au sein de la décharge.

Ainsi, malgré le nombre important d'hypothèses et d'approximations sur lesquelles reposent les différents modèles que nous avons développés, le bon accord entre résultats théoriques et expérimentaux nous montre qu'ils nous ont permis de capter l'essentiel de la physique impliquée au sein de la MHCD.

De manière à compléter l'étude il serait intéressant d'affiner l'analyse électrique du système en vérifiant proprement l'évolution de la tension en dessous de laquelle la décharge ne peut plus être maintenue en dehors du trou, c'est-à-dire la tension marquant la transition entre le régime anormal et le régime normal. D'autre part, il faudrait effectuer l'imagerie de la décharge non plus côté anodique mais côté cathodique de manière à déterminer précisément l'évolution de la surface d'expansion cathodique de la décharge à l'extérieur du trou en fonction de la pression durant le régime normal et en fonction du temps durant le régime auto-impulsionnel. Cette surface étant un paramètre intervenant au sein des modèles que nous avons développés, ce raffinement nous permettrait d'obtenir un meilleur accord entre les hypothèses des modèles et la réalité physique. Il serait également intéressant de faire un modèle du chauffage du gaz ce qui nous permettrait d'aller plus loin dans l'interprétation des mesures expérimentales de la température du gaz et de tenir compte de l'évolution de la densité de neutres dans les différents modèles que nous avons développés.

Ce travail de thèse souligne la complémentarité qui n'est plus à démontrer, d'une étude expérimentale et d'une étude théorique. Ces deux études menées en parallèle nous ont permis d'avancer dans la compréhension de la physique des micro décharges à cathode creuse, les modèles permettant de confirmer ou non les interprétations expérimentales, les expériences permettant de discuter la validité des modèles et de leurs hypothèses. Malgré les approximations importantes sur lesquelles ils reposent, les modèles semi-analytiques que nous avons développés se sont révélés être des outils indispensables, complémentaires des diagnostics expérimentaux, pour réaliser une étude complète des phénomènes physiques impliqués au sein des micro décharges à cathode creuse.

# Bibliographie

- [1] Y.P. Raizer. *Gas discharge physics*. Springer-Verlag, 1991.
- [2] A.D. White. New hollow cathode glow discharge. *J. Appl. Phys.*, 30 :711, 1959.
- [3] M. Miclea, K.Kunze, G.Musa, J. Franzke, and K. Niemax. The dielectric barrier discharge-a powerful microchip plasma for diode laser spectrometry. *Spectrochim. Acta Part B*, 56 :37, 2001.
- [4] J.P. Boeuf. Plasma display panels : physics, recent developments and key issues. *J. Appl. Phys.*, 36(6) :R53, 2003.
- [5] M. Teschke, J. Kedzierski, E.G. Finantu-Dinu, D. Korzec, and J.Engemann. High-speed photographs of a dielectric barrier atmospheric pressure plasma jet. *IEEE Trans.Plasma Sci.*, 33(2) :310, 2005.
- [6] A. Koutsospyros, S.Y. Yin, C. Christodoulatos, and K. Becker. *Int. J. Mass Spectrom.*, 233 :205, 2004.
- [7] A. Koutsospyros, S.Y. Yin, C. Christodoulatos, and K. Becker. *IEEE Trans.Plasma Sci.*, 33 :42, 2005.
- [8] Z.Q. Yu, K. Hoshimiya, J.D. Williams, S.F. Polvinen, and G.J. Collins. *Appl. Phys. Lett.*, 83 :854, 2003.
- [9] E. Moreau, C. Louste, G. Artana, M. Forte, and G. Touchard. High-speed photographs of a dielectric barrier atmospheric pressure plasma jet. *Plasma Process. Polym.*, 3 :697, 2009.
- [10] E. Stoffels, A. J. Flikweert, W. W. Stoffels, and G. M. W. Kroesen. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 16 :383, 2002.
- [11] H. Yoshiki, K. Taniguchi, and Y. Horiike. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41 :5797, 2002.
- [12] A. Bass, C. Chevalier, and M.W. Blades. *J. Anal. At. Spectrom.*, 16 :919, 2001.
- [13] D.W. Liu, J.J. Shi, and M.G. Kong. *Appl. Phys. Lett.*, 90 :041502, 2007.
- [14] A. Schutze, J.Y. Jeong, S.E. Babayan, J. Park, G.S. Selwyn, and R.F. Hicks. *IEEE Trans.Plasma Sci.*, 26 :1685, 1998.

- [15] Y. Yin, J. Messier, and J. Hopwood. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 27 :1516, 1999.
- [16] T. Ito and K. Terashima. *Appl. Phys. Lett.*, 80 :2648, 2002.
- [17] A.M. Bilgic, U. Engel, E. Voges, M. Kuckelheim, and J.A.C. Broekaer. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 9 :1, 2000.
- [18] F. Iza and J. Hopwood. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 32 :498, 2004.
- [19] N. Yamamoto, S. Kondo, T. Chikaoka, H. Nakashima, and H. Masui. Effects of magnetic field configuration on thrust performance in a miniature microwave discharge ion thruster. *J. Appl. Phys.*, 102 :123304, 2007.
- [20] H. Koizumi and H. Kuninaka. Low power micro ion engine using microwave discharge. *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, page 4531, 2008.
- [21] M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. Wiley, second edition, 2005.
- [22] J.C.T. Eijkel, H. Stoeri, and A. Manz. *Anal. Chem.*, 71 :2600, 1999.
- [23] F. Adler, E. Davliatchine, and E. Kindel. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 35 :2291, 2002.
- [24] M. Moselhy and K.H. Schoenbach. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 95 :1642, 2004.
- [25] K. H. Schoenbach, R. Verhappen, T. Tessnow, F. E. Peterkin, and W. W. Byszewski. *Appl. Phys. Lett.*, 68 :13, 1996.
- [26] K. H. Schoenbach, A. El-Habachi, W. Shi, and M. Ciocca. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 6 :468, 1997.
- [27] S.J. Park, J. Chen, C. Liu, and J.G. Eden. *Appl. Phys. Lett.*, 78 :419, 2001.
- [28] R.H. Stark and K.H. Schoenbach. *Appl. Phys. Lett.*, 74 :3770, 1999.
- [29] K. Makasheva, E. Munoz Serrano, G. J. M. Hagelaar, J. P. Boeuf, and L. C. Pitchford. *Plasma Phys. Contrl. Fusion*, 49 :B233, 2007.
- [30] K. Makasheva, G. J. M. Hagelaar, J. P. Boeuf, Th. Callegari, and L. C. Pitchford. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 36 :1236, 2008.
- [31] V. Puech. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 42 :17, 2008.
- [32] J.G. Eden, S.J. Park, N.P. Ostrom, S.T. McCain, C.J. Wagner, B.A. Vojak, J. Chen, C. Liu, P. von Allmen, F. Zenhausern, D.J. Sadler, C. Jensen, D.L. Wilcox, and J.J. Ewing. Microplasma devices fabricated in silicon, ceramic, and metal/polymer structures : arrays, emitters and photodetectors. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 36 :2869, 2003.
- [33] T. Dufour, R. Dussart, P. Lefauchaux, P. Ranson, L.J Overzet, M. Mandra, J.B. Lee, and M. Goeckner. Effect of limiting the cathode surface on direct current microhollow cathode discharge in helium. *Appl. Phys. Lett.*, 98 :071508, 2008.

- [34] D.J. Sturges and H.J. Oskam. *Appl. Phys.*, 35 :2887, 1964.
- [35] P. Kurunsi, H. Shah, and K. Becker. *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, 32 :L651, 1999.
- [36] K.H. Schoenbach, M. Moselhy, W. Shi, and R. Bentley. *J. Vac. Sci. Technol.*, 21 :1260, 2003.
- [37] I. Petzenhauser, L.D. Biborosh, U. Ernst, K. Frank, and K.H. Schoenbach. *Appl. Phys. Lett.*, 83 :4297, 2003.
- [38] X. Aubert, G. Bauville, J. Guillon, B. Lacour, V. Puech, and A. Rousseau. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 16 :23–32, 2007.
- [39] P.S. Kothnur and L.L. Raja. Simulation of direct-current microdischarges for application in electro-thermal class of small satellite propulsion devices. *Contributions Plasma Phys.*, 47(1-2) :9, 2006.
- [40] J. R. Roth. *Industrial plasma engineering : Principles*. Institute of Physics Publishing, 1995.
- [41] A. Fiala, L.C. Pitchford, and J. P. Boeuf. *Conference on Phenomena in Ionized Gases*, 22, 1995.
- [42] J. P. Boeuf, L.C. Pitchford, and K.H. Schoenbach. *Appl. Phys. Lett.*, 86 :071501, 2005.
- [43] D. H. Hsu and D. B. Graves. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 36 :2898–2907, 2003.
- [44] F. Gardiol. *Traité d'électricité*. Presses polytechniques et universitaires romandes, 2002.
- [45] A. Lofthus and H.P. Krupenie. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 6 :113, 1977.
- [46] N. Sadeghi and D. W. Setser. *J. Chem. Phys.*, 79 :2710, 1983.
- [47] S. G. Belostotskiy, T. Ouk, V.M. Donnelly, D.J. Economou, and N. Sadeghi. *J. Appl. Phys.*, 107 :053305, 2010.
- [48] F. Roux and F. Michaud. *J. Mol. Spectrosc.*, 97 :253, 1983.
- [49] P. Kepple and H.R. Griem. *Phys. Rev.*, 173(1) :317, 1968.
- [50] W. L. Wiese, D. E. Kelleher, and D. R. Paquette. *Phys. Rev. A*, 6(3) :1132, 1972.
- [51] C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger, and R. N. Zare. *Plasma Source Sci. Technol.*, 12 :125, 2003.
- [52] M. Ickovic, S. Jovicevic, and N. Konjevic. *Spectrochim. Acta B*, 59 :591, 2004.
- [53] J. Torres, M.J. van de Sande, J.J.A.M. van der Mullen, A. Gamero, and A. Sola. *Spectrochimica Acta Part B*, 61 :58, 2006.

- [54] A. I. Strinic, G. N. Malovic, Z. J. Petrovic, and N. Sadeghi. *Plasma Source Sci. Technol.*, 13 :333, 2004.
- [55] R. Johnsen, A. Chen, and M. A. Biondi. *J. Chem. Phys.*, 73 :1717, 1980.
- [56] E. Hinnov and J. G. Hirschberg. *Phys. Rev.*, 125 :795, 1962.
- [57] F. J. Mehr and M. A. Biondi. *Phys. Rev.*, 176 :322, 1968.
- [58] K. Makasheva, J.P. Boeuf, and L. Pitchford. *28th ICPIG*, 10, 2007.
- [59] J. B. Tatum. *American Astronomical Society*, 14 :21, 1968.
- [60] I. Kovacs. *Rotational Structure in the Spectra of Diatomic Molecules*. American Elsevier Company, 1969.
- [61] H. R. Griem. *Principle of Plasma spectroscopy*, volume 2. Cambridge Monographs on Plasma Physics, 1997.
- [62] W. L. Wiese and G. A. Martin. *A Physicist's Desk Reference*. H. L. Anderson, 1989.
- [63] G. Xia and N. Sadeghi. *ICPIG*, 29 :06, 2009.
- [64] M. Kushner. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 38 :1633, 2005.
- [65] M. Miclea, K Kunze, U. Heitmann, S. Florek, J. Franzke, and K. Niemax. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 38 :1709, 2005.
- [66] C. Penache, M. Miclea, A. Brauning-Demian, O. Hohn, S. Schossler, T. Jahnke, K. Niemax, and H. Schmidt-Bocking. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 11 :476, 2002.
- [67] E. Munoz-Serrano, G. Hagelaar, Th. Callegari, J. P. Boeuf, and L. C. Pitchford. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(12B) :391, 2006.
- [68] T. Deconinck and L. L. Raja. *Plasma Process. Polym.*, 6 :335, 2009.
- [69] R. Foest, M. Schmidt, and K. H. Becker. *Int. J. Mass Spect.*, 248 :87, 2006.
- [70] K. H. Becker, K. H. Schoenbach, and J. G. Eden. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 39 :55, 2006.
- [71] L. Baars-Hibbe, P. Sichler, C. Schrader, N. Lucas, K-H. Gericke, and S. Buttgenbach. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 38 :510, 2005.
- [72] B. N. Sismanoglu and J. Amorim. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 41 :165, 2008.
- [73] A. V. Phelps and Z. Lj. Petrovic. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8(3) :21, 1999.
- [74] J. P. Molnar. *Phys. Rev.*, 83(5) :940, 1951.
- [75] R. N. Varney. *Phys. Rev.*, 93(6) :1156, 1953.
- [76] J. D. Cobine. *Gaseous conductors*. Dover, 1958.
- [77] H. Debontride, J. Derouard, P. Edel, R. Romestain, N. Sadeghi, and J. P. Boeuf. *Phys. Rev. A*, 40 :5208, 1989.



- 
- [78] Z. Donko. *Phys. Rev. E*, 64(2) :026401, 2001.
- [79] B. Lay, R. S. Moss, S. Rauf, and M. J. Kushner. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 12(1) :8, 2003.
- [80] V. A. Godyak and N. Sternberg. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 18 :159, 1990.
- [81] K.-U. Riemann. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 23 :709, 1995.
- [82] A. Rousseau and X. Aubert. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 39 :1619, 2006.
- [83] E. Castanos Martinez, Y. Kabouzi, K. Makasheva, and M. Moisan. *Phys. Rev. E*, 70(6) :066405, 2004.
- [84] J. H. Kolts and D. W. Setser. *J. Chem. Phys.*, 68 :4848, 1978.
- [85] E. Castanos Martinez and M. Moisan. *Acta Part B*, 65 :199, 2010.
- [86] E. Ellis and N. D. Twiddy. *J. Phys. B : At. Mol. Phys.*, 2 :1366, 1969.
- [87] D. P. Lymberopoulos and D. J. Economou. *J. Appl. Phys.*, 73 :3668, 1993.
- [88] B. E. Cherrington. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 26 :148, 1979.



# The excitation structure in a micro-hollow cathode discharge in the normal regime at medium argon pressure

C Lazzaroni<sup>1</sup>, P Chabert<sup>1</sup>, A Rousseau<sup>1</sup> and N Sadeghi<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, CNRS, 91128 Palaiseau, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Spectrométrie Physique, Univ. Joseph Fourier & CNRS, Grenoble, France

E-mail: [claudia.lazzaroni@lpp.polytechnique.fr](mailto:claudia.lazzaroni@lpp.polytechnique.fr)

Received 31 August 2009, in final form 23 December 2009

Published 11 March 2010

Online at [stacks.iop.org/JPhysD/43/124008](http://stacks.iop.org/JPhysD/43/124008)

## Abstract

A microplasma is generated in the micro-hole (400  $\mu\text{m}$  diameter) of a molybdenum–alumina–molybdenum sandwich (MHCD type) at medium pressure (30–200 Torr) in pure argon. Imaging and emission spectroscopy have been used to study the light emission mechanisms in the micro-discharge. We find that the emission intensities of both argon atom and argon ion lines present sharp peaks located near the cathode, and that the position of these peaks moves towards the cathode with increasing gas pressure. An ionizing-sheath model has been developed to calculate the evolution of the sheath thickness as a function of the gas pressure. This model includes the ratio between the ion flux coming from the bulk of the plasma and the ion flux created in the sheath and also accounts for the gas heating in the micro-hole. The variation of the calculated ionizing-sheath thickness as a function of pressure agrees well with the variation of the measured peak positions. The case of a sheath free of ionization has also been considered. However, the comparison between experiments and the various theories shows that a significant fraction of the ionization occurs in the sheath.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

## 1. Introduction

The study of microplasma began to develop in the middle of the 1990s in the USA [1], before undergoing an important expansion thanks to the experimental and theoretical works that have been performed in the past few years [2–6]. The interest of microplasmas is that they can be generated at medium and high pressure (atmospheric pressure) with a very low applied voltage or injected power compared with other non-thermal plasmas such as dielectric barrier discharges or corona. They have applications in various fields such as surface treatment [7], sterilization [8], light sources [9] or microjets [10]. A particular microplasma configuration is the hollow cathode type geometry where a hole is drilled through an electrode–dielectric–electrode sandwich structure. This device is particularly stable. At very low current (typically  $<0.1$  mA in our device), the plasma is located inside the

hole and the voltage increases with the current: this is the abnormal regime. However, despite a dc driving source, a self-pulsed regime appears for intermediate discharge currents (typically  $\leq 0.5$  mA time averaged current for our device) with a frequency of several tens of kilohertz [11]. This regime corresponds to a periodic plasma expansion on the cathode surface [12]. At higher currents, the plasma expands on the cathode backside surface and the voltage becomes relatively independent of the discharge current: this is the normal regime.

In this paper, we study the excitation mechanisms of the micro-hollow cathode discharge (MHCD) structure during the normal regime thanks to the observed radial profiles of argon atom and argon ion emission line intensities. A theoretical calculation of the sheath thickness is proposed to help obtain a better understanding of experimental results.

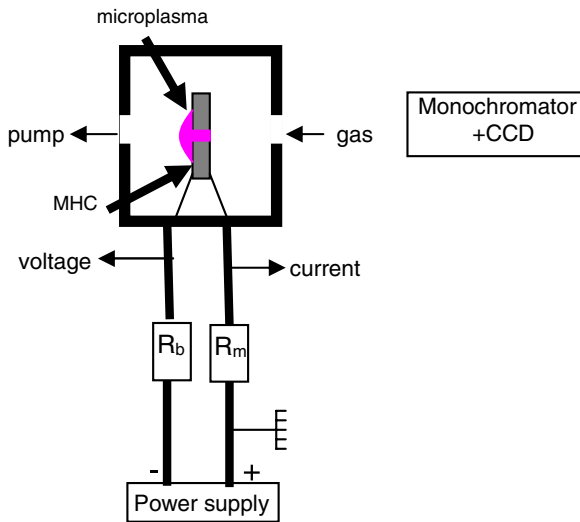


Figure 1. Experimental set-up.

## 2. Experimental set-up

The microplasma device shown in figure 1 is similar to the one developed by Schoenbach [1]. It is a metal–dielectric–metal sandwich (micro-hollow cathode type). The dielectric, constituted of a  $250\ \mu\text{m}$  alumina foil, separates the two molybdenum electrodes which are both  $L = 150\ \mu\text{m}$  thick foils. A  $R = 200\ \mu\text{m}$  radius hole is drilled through the three foils with a laser beam, which are subsequently glued to form the sandwich structure. A ballast resistor,  $R_b = 440\ \text{k}\Omega$ , is located on the cathode side and a measurement resistor,  $R_m = 100\ \Omega$ , is located on the anode side. The discharge voltage is measured on the cathode side with a high voltage probe and the discharge current is deduced from the voltage drop across  $R_m$ . These two signals are recorded on a 350 MHz oscilloscope (Lecroy 6030A).

Experiments reported in this paper are run in stable dc discharge conditions at a constant argon flow of 100 sccm. Argon gas pressure ranges from 30 to 200 Torr and the discharge current is fixed at 1 mA.

Optical emission spectroscopy measurements are performed to investigate the plasma excitation structure of the micro-discharge and also to evaluate the gas temperature across the radius of the hole. The image of the MHCD, viewed from the anode side, is formed with an achromatic 12.5 mm diameter,  $f = 30\ \text{mm}$ , lens (with an enlargement factor of about 8) on the entrance slit of a grating spectrograph. To record argon atomic and ionic lines in the 427 nm spectral region, a 2 m focal length spectrograph working at the third diffraction order of the  $1200\ \text{g}\ \text{mm}^{-1}$  grating is used. To record the nitrogen first positive emission around 670 nm, from which the gas temperature is deduced, a 1 m focal length spectrograph working at the first diffraction order of the  $1200\ \text{g}\ \text{mm}^{-1}$  grating is used. In both cases, a CCD camera, with pixels size  $16 \times 16\ \mu\text{m}^2$ , placed on the exit plane of the spectrographs captures the horizontally dispersed images at different spectral positions. Therefore, with a fully open entrance slit, images of the MHCD observed at different wavelengths are formed at different horizontal positions of the CCD. Each pixel of

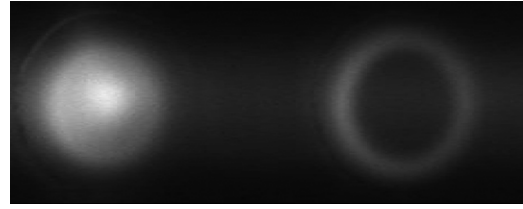


Figure 2. CCD imaging of Ar 427.217 nm (left) and  $\text{Ar}^+$  427.752 nm (right) lines in the  $400\ \mu\text{m}$  diameter hole, at 100 Torr argon pressure and 1 mA discharge current.

these images corresponds to an area of about  $2.0\ \mu\text{m} \times 2.0\ \mu\text{m}$  inside the MHCD. Considering the spherical aberrations of the whole optical system, the spatial resolution along the diameter of the hole is estimated to be about  $5\ \mu\text{m}$ . The spectral dispersion of the 2 m spectrograph is  $1.325\ \text{pm}\ \text{pixel}^{-1}$  at 427.5 nm (around argon lines) and that of the 1 m spectrograph is  $11.39\ \text{pm}\ \text{pixel}^{-1}$  at 670 nm ( $\text{N}_2$  emission).

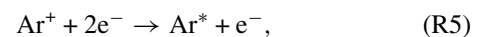
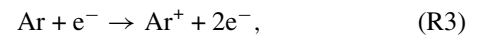
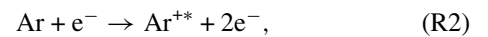
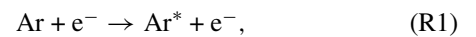
## 3. Experimental results

### 3.1. Spatial distribution of Ar and $\text{Ar}^+$ lines emission intensities

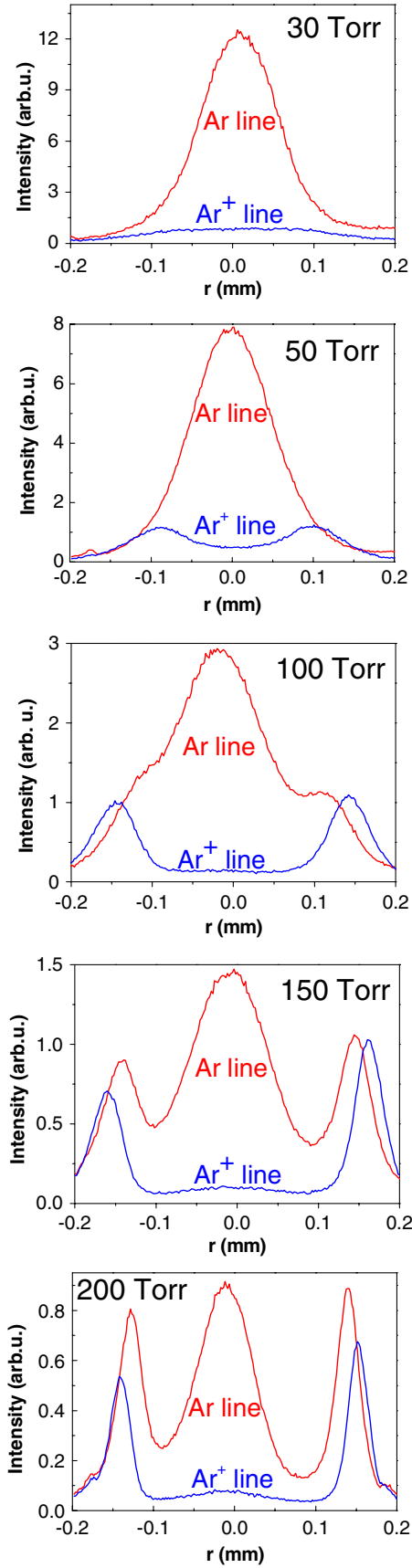
Figure 2 shows the CCD image of the  $400\ \mu\text{m}$  diameter MHCD (100 Torr, 1 mA) recorded with fully open entrance slit. The spectrograph is set to form images from both the Ar ( $5p[3/2]_1 - 4s[3/2]_1$ ) line at 427.217 nm (left) and the  $\text{Ar}^+$  ( $4p^2P_{3/2} - 4s^2D_{5/2}$ ) line at 427.752 nm (right) on the CCD surface. As seen in this figure, the intensity of the  $\text{Ar}^+$  emission line has an annular shape, with its maximum intensity near the cathode surface, whereas the intensity of the Ar emission line shows a pronounced maximum at the centre of the MHCD hole.

With the entrance slit set at  $100\ \mu\text{m}$  and the diameter of the MHCD image aligned on this slit, vertical line shape images at two spectral positions of the 427.217 nm and 427.752 nm lines provide the radial profiles of the emission intensity of the Ar and  $\text{Ar}^+$  lines, respectively. Radial profiles recorded in the  $400\ \mu\text{m}$  hole at 1 mA discharge current and argon pressures of 30, 50, 100, 150 and 200 Torr are shown in figure 3.

The observed light from the micro-hole comes from the following mechanisms:



The first two reactions are direct electron-impact excitations from the ground state argon atoms to the observed excited states of Ar and  $\text{Ar}^+$ , respectively. In the plasma bulk,  $\text{Ar}^+$  density is at least  $10^5$  times smaller than the Ar density. Due to the acceleration and flux conservation of ions,

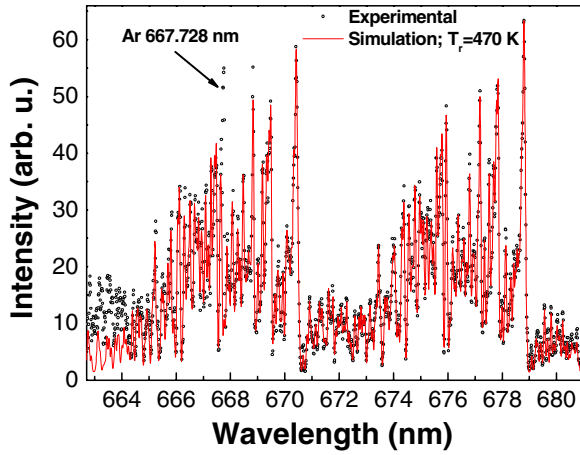


**Figure 3.** Radial profiles of the emission intensity of Ar 427.217 nm and Ar<sup>+</sup> 427.752 nm lines in the 400  $\mu\text{m}$  diameter hole at 1 mA and 30, 50, 100, 150 and 200 Torr argon pressure.

the density ratio will be much larger in the sheath. The peak cross section for the excitation of the upper level of ion line is about  $10^{-21} \text{ m}^{-2}$  at 40 eV [13]. The cross section for the excitation of this level from the ground state of ion can be at maximum 10 times larger than this value, with a threshold of about 20 eV. Considering the high energy of beam electrons inside the sheath, the small differences in cross sections and excitation threshold cannot compensate more than five orders of magnitude in densities and consequently the excitation of Ar<sup>+</sup> line from the ground state of ion will be negligible. (R3) is the ground state Ar<sup>+</sup> ion production from the ground state of atom and considering the high pressure domain of the MHCD, these Ar<sup>+</sup> ions are rapidly converted into Ar<sub>2</sub><sup>+</sup> ions, with a rate coefficient for the reaction (R4)  $k_4 = 2.7 \times 10^{-43} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$  [14]. The last two reactions are electron–ion recombinations involving Ar<sup>+</sup> and Ar<sub>2</sub><sup>+</sup> ions. In our MHCD plasmas, with an electron density  $n_e \cong 10^{20} \text{ m}^{-3}$  and electron temperature  $T_e \cong 1 \text{ eV}$ , the recombination coefficient of Ar<sup>+</sup> ions [15]  $a_5 \cong 5.6 \times 10^{-39} T_e (\text{eV})^{-9/2} n_e \cong 5 \times 10^{-19} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  is much smaller than that of Ar<sub>2</sub><sup>+</sup> ions [16]  $a_6 \cong 8.5 \times 10^{-13} (T_e (\text{kT})/300)^{-2/3} \cong 7 \times 10^{-14} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . In conclusion, under our experimental conditions the dominant e–ion recombination mechanism that contributes to the production of excited Ar atoms is through (R4) and (R6) channels. The maximum of the emission intensity of the atomic line at the MHCD centre observed in figure 3 for  $p \geq 100 \text{ Torr}$  comes from excited Ar atoms produced by the electron–ion recombination mechanism and, as expected, the maximum of the intensity is located in the central region of the MHCD, where the charged particles densities are maximum [17].

At 100, 150 and 200 Torr, the peaks observed for the two lines near the walls of the MHCD may be related to the position of the sheath edge. Indeed, electrons emitted from the cathode are accelerated within the sheath, where the electric field is large, and release this energy away from the cathode. The exact location of the maximum of emission and ionization may only be calculated from kinetic theory. Since ionization in the sheath is required to sustain a dc discharge, we expect ionization and excitation in the sheath. However, the maximum of excitation may be located after the sheath edge, as we shall see in the next section. Since the threshold energy for the electronic excitation of the upper level of the 427.752 nm Ar<sup>+</sup> line (R2) is about 37 eV, i.e. much larger than that for the excitation of the 427.217 nm atomic line (R1), we expect the maximum of the Ar<sup>+</sup> line to come first. Indeed, we experimentally observe that the maximum of Ar line emission arises 10 to 20  $\mu\text{m}$  farther away from the cathode compared with the ionic line. At lower pressures (50 Torr and below), the sheath size is no longer negligible compared with the hole radius and thus the maxima from both sides approach the centre and form a single maximum (hollow cathode effect). However, for the Ar<sup>+</sup> line a maximum around  $r = 100 \mu\text{m}$  at 50 Torr and a shoulder around  $r = 50 \mu\text{m}$  at 30 Torr are also visible in figure 3.

Also, we observe that when increasing the neutral gas pressure, the maxima near the cathode of both ionic and atomic lines move towards the cathode, which suggests that the sheath size shrinks. To verify this hypothesis and quantify the effect,



**Figure 4.** Experimental (black point) and simulated (red line) emission spectra in the 400  $\mu\text{m}$  diameter hole for a pressure of 100 Torr and a 1 mA discharge current.

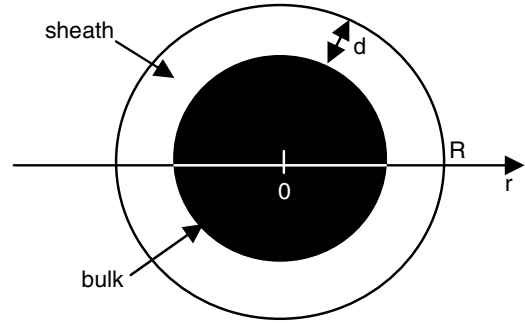
we perform an analytical calculation of the sheath size. We shall see that the model requires knowledge of the neutral gas temperature. This temperature has been measured and the results are presented in the next section.

### 3.2. Measurement of the gas temperature

The gas temperature is deduced from the population distribution in the rotational level of  $\text{N}_2(B^3\Pi_g, v = 4 \text{ and } 5)$  by recording the emission spectra of the first positive nitrogen system  $\text{N}_2(B^3\Pi_g) \rightarrow \text{N}_2(A^3\Sigma_u)$ . A small amount (less than 1%) of nitrogen has been added to the feedstock gas and the recorded emission spectra of the 4-1 and 5-2 bands have been fitted with a simulated spectra (home made code using the spectroscopic constants of [18]) in order to obtain the rotational temperature. As an example, we show in figure 4, the recorded spectra from the emission at the MHCD axis for a pressure of 100 Torr and a current of 1 mA. The best simulated spectra for a gas temperature of 470 K, also shown in figure 4, do not include the 6-3 band whose rotational lines start down from the 665 nm region.

The rotational temperature is supposed to be equal to the translational gas temperature because the rotational population of this excited state reaches thermal equilibrium before its radiative de-excitation. This is due to the long radiative lifetime of the  $\text{N}_2(B^3\Pi_g)$  state (a few microseconds [19]) compared with the large collision frequency at the high argon gas pressure in our experiments.

The radial dependence of the gas temperature, obtained by fitting the observed spectra at different radial positions, is relatively constant along the MHCD diameter ( $\pm 20$  K). This is probably because the gas heating is localized near the MHCD walls and that some of the heat transfer occurs along the axial direction. At 100 Torr and 1 mA current, the gas temperature is about 470 K  $\pm$  10 K and it is only weakly dependent on gas pressure. However, as expected, the gas temperature increases with the discharge current.



**Figure 5.** Schematic structure of the MHCD with a cylindrical cathode of radius  $R$ , separated from the plasma (in black) by an annular sheath of thickness  $d$ .

## 4. Calculation of the sheath thickness

### 4.1. Case of an ionizing sheath

We start our analysis by considering an ionizing sheath for which the analytical calculation of the sheath size is based on the well known physics of the cathode fall in dc discharges (see for example [20] chapter 6). In accordance with our experimental observations, we will assume that electron-ion recombination is a negligible process inside the sheath and we do not account for it in the charged particles balance. Indeed, in the sheath, the velocity of both particles is very large compared with the thermal velocities and therefore the recombination rate is much smaller there. Besides, the electron density is too low inside the sheath to have a significant recombination process.

We consider a cylindrical geometry, with the parameters shown in figure 5.

Electrons emitted from the cathode at  $r = R$  are accelerated by an electric field, ionizing the neutral gas background. The increase in the radial electron flux  $\Gamma_e$  from the cathode to the bulk is given by the following equation:

$$\frac{1}{r} \frac{d(r\Gamma_e)}{dr} = -\alpha(r) \Gamma_e, \quad (1)$$

where we have assumed a one-dimensional cylindrical geometry and where  $\alpha(r)$  is the first Townsend coefficient and represents the inverse of an ‘ionization’ mean free path.

This equation is integrated between  $R - d$  and  $R$  to obtain

$$\Gamma_e(R - d) = \Gamma_e(R) \left[ \frac{R}{R - d} \exp \left( \int_{R-d}^R \alpha(r) dr \right) \right]. \quad (2)$$

Writing the continuity of total charge, the electron current  $I_e(R - d)$  leaving the sheath edge at  $r = R - d$  minus the electron current  $I_e(R)$  emitted from the cathode, is equal to the ion current  $I_i(R)$  striking the cathode at  $r = R$  minus the ion current  $I_i(R - d)$  entering the sheath at  $r = R - d$  such that the fluxes obey the following equation:

$$\begin{aligned} R\Gamma_i(R) - (R - d)\Gamma_i(R - d) \\ = (R - d)\Gamma_e(R - d) - R\Gamma_e(R). \end{aligned} \quad (3)$$

Moreover,  $\Gamma_e(R) = \gamma\Gamma_i(R)$ , where  $\gamma$  is the secondary emission coefficient of the cathode material. The ion current entering the sheath is considered to be a fraction

(to be estimated) of the ion current at the cathode:  $(R - d)\Gamma_i(R - d) = \xi R\Gamma_i(R)$ . This fraction  $\xi$  is supposed to be smaller than 0.5 in order to keep an ionizing sheath. Indeed, when  $\xi = 0$ , the flux entering the sheath is negligible compared with the flux produced in the sheath (by ionization). This is the typical regime of the cathode fall in a dc discharge tube. On the other hand, when  $\xi = 1$ , the flux produced in the sheath is negligible and this model breaks down. This case, typical of low-pressure wave-excited discharges where the sheath is usually free of ionization, is considered in the next section.

Expressing  $\Gamma_e(R - d)$  as a function of  $\Gamma_e(R)$  leads to the following integral form:

$$\int_{R-d}^R \alpha(r) dr = \ln\left(\frac{1-\xi}{\gamma} + 1\right). \quad (4)$$

At this point, we have a relation between  $\alpha(r)$  and  $d$ , the sheath thickness that we wish to calculate. We then need an expression of  $\alpha(r)$  in order to calculate the integral (4). The coefficient  $\alpha$  is a complicated function of the pressure and of the accelerating field which is very difficult to calculate self-consistently. However,  $\alpha$  might be expected to be expressed in the form [21]:

$$\frac{\alpha}{p} = A\beta \exp\left(-\frac{B\beta p}{E}\right) \quad \text{with } \beta = \frac{300}{T(K)}, \quad (5)$$

where  $p$  is the pressure measured experimentally and  $E$  the electric field. The factor  $\beta$  accounts for higher gas temperature, and therefore lower neutral gas density, inside the micro-hole. The constants  $A$  and  $B$  are determined experimentally for each gas and found to be roughly constant over a restricted range of  $E/p$  for any given gas [20]. For an argon gas,  $A = 11.5 \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  and  $B = 176 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ , for a range of  $E/p$  of  $100\text{--}600 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  [20].

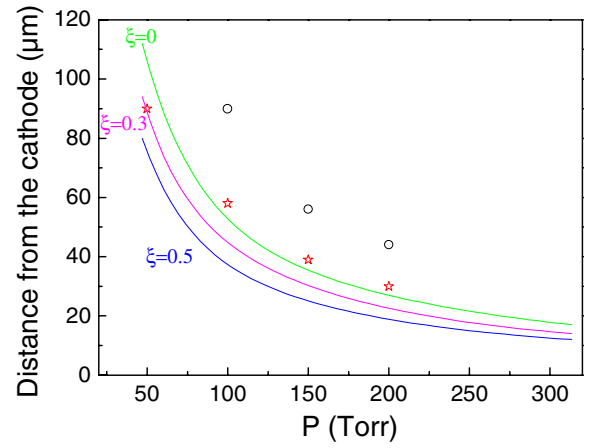
The next step is to determine the radial evolution of the electric field  $E$  within the sheath. Here we use the approximation of a high-voltage matrix sheath, that is uniform ion density and electron density essentially equal to zero. This approximation gives, in Cartesian coordinates, a linear field variation with the distance from the cathode. This variation has been confirmed experimentally by the direct measurement of  $E$  [22] or by observing the deflection of an electron beam projected across the sheath, the deflection being proportional to the electric field [21]. Using the matrix sheath approximation and Poisson's equation in cylindrical coordinates, the expression of the electric field  $E$  as a function of  $r$  is

$$E(r) = E_0 \frac{R}{2Rd - d^2} \left( r - \frac{(R-d)^2}{r} \right), \quad (6)$$

where  $E_0$  is the value of the electric field at the cathode ( $r = R$ ). Due to the cylindrical geometry, the electric field does not vary linearly in space, unless in the case  $d \ll R$ .

Using the relation between the electric field and the electric potential  $V$ ,  $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$ , and integrating it between  $R - d$  and  $R$ , we find the relation between  $E_0$  and the cathode sheath voltage  $V_c$ :

$$E_0 = \frac{2Rd - d^2}{R} \frac{2}{d(2R - d) + 2(R - d)^2 \ln(R - d)/R} V_c. \quad (7)$$



**Figure 6.** Pressure dependence of the distance from the cathode of the electron excitation maxima of atomic (black open circles) and ionic (red open stars) lines, and of the calculated sheath thickness for different values of  $\xi$ , in the  $400 \mu\text{m}$  diameter hole at  $1 \text{ mA}$ .

We finally substitute the expression of  $\alpha$  as a function of  $V_c$  in equation (4) to obtain

$$\ln\left(\frac{1-\xi}{\gamma} + 1\right) = \int_{R-d}^R A\beta p \exp\left[-\frac{B\beta p}{2V_c}\left(d(2R-d) + 2(R-d)^2 \ln\frac{R-d}{r}\right)\right] \frac{1}{r - ((R-d)^2/r)} dr. \quad (8)$$

This integral equation is solved numerically to obtain the sheath thickness for each neutral gas pressure, with a secondary emission coefficient of  $\gamma = 0.07$  [4], a cathode sheath voltage  $V_c$  of  $250 \text{ V}$  and a radius of the MHCD of  $200 \mu\text{m}$ .

A plasma transport model is required to evaluate the parameter  $\xi$ , which represents the fraction of the flux produced in the plasma to the flux produced within the sheath. In this work, we keep  $\xi$  as a parameter and evaluate its influence on the calculated sheath thickness  $d$ .

The theoretical values of the sheath thickness are compared with the experimental results in figure 6 for three values of  $\xi$  between 0 and 0.5.

We first see that the sheath size decays when  $\xi$  increases. However, we note that for  $\xi < 0.5$ , the influence on the calculated sheath thickness remains weak. We further observe that the maxima of both emission lines are located just after the sheath edge whatever the value of  $\xi$  (with the exception of the case at  $30 \text{ Torr}$ ,  $\xi = 0$ ). Moreover, the evolution of the sheath thickness with the pressure follows the same trends as that of the maxima of the emission lines.

The above model does not allow the possibility of a sheath free of ionization to be investigated. Indeed, letting,  $\xi = 1$  would result in a sheath thickness equal to zero. In the next section, we develop a model appropriate for this case.

#### 4.2. Case of a non-ionizing sheath

The calculation of the sheath size in a non-ionizing sheath can be performed in a self-consistent fashion. The model is known as the collisional Child-law, and is described in textbooks (see

for instance [18, p 185]. It consists of the following set of equations:

$$u_i = \mu_i E, \quad (9a)$$

$$J_i = en_i u_i, \quad (9b)$$

$$\text{div } J_i = 0, \quad (9c)$$

$$\text{div } E = \frac{en_i}{\epsilon_0}. \quad (9d)$$

The first equation (9a) indicates that the ion motion is limited by collisions with neutrals. The ion velocity  $u_i$  is therefore a function of the electric field  $E$  and of the ion mobility  $\mu_i$ . In the sheath, the reduced electric field is relatively high ( $E/p > 10^3 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ ), such that the mobility is not a constant but varies with the ion fluid velocity [20, p 144]:

$$\mu_i = \frac{2e\lambda_i}{\pi m_i u_i},$$

where  $e$  is the elementary charge,  $m_i$  the ion mass and  $\lambda_i$  the ion-neutral mean free path. The second equation (9b) is simply the definition of the current density  $J_i$ , where  $n_i$  is the ion density. The third equation (9c) is a consequence of the assumption of non-ionizing sheath and the last one (9d) is the Maxwell-Gauss law.

These four equations may be combined and integrated twice, in cylindrical coordinates, between  $R - d$  and  $R$  to obtain the electric field:

$$E(r) = \left[ \sqrt{\frac{\pi m_i}{2\lambda_i e S_C (1 + \gamma) \epsilon_0}} \frac{I_d R}{\left(1 - \left(\frac{R-d}{r}\right)^{3/2}\right)} \right]^{2/3}. \quad (10)$$

To obtain this expression we have used the following boundary conditions,

$$J_i(R) = \frac{I_d}{S_C(1 + \gamma)}, \quad (11)$$

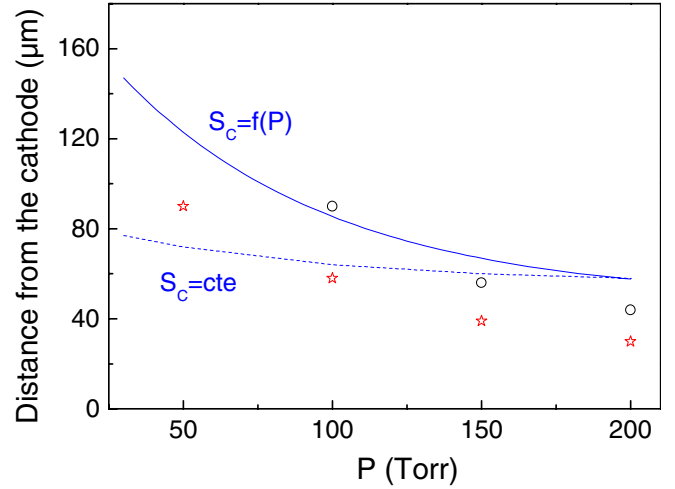
$$E(R - d) = 0,$$

where  $I_d$  is the discharge current and  $S_C$  the surface on which the discharge current is collected at the cathode. Note that since the plasma expands on the cathode side, this surface is not equal to the cathode surface inside the hole. This is an important aspect of the following discussion.

Finally, the electric field is further integrated between  $R - d$  and  $R$ , to obtain the following integral equation:

$$V_d = \int_{R-d}^R \left[ \sqrt{\frac{\pi m_i}{2\lambda_i e S_C (1 + \gamma) \epsilon_0}} \frac{I_d R}{\left(1 - \left(\frac{R-d}{r}\right)^{3/2}\right)} \right]^{2/3} dr. \quad (12)$$

Here we have assumed that the potential drop across the sheath is equal to the discharge voltage  $V_d$ . This equation is solved to obtain the evolution of the sheath thickness with the neutral gas pressure. The discharge voltage  $V_d$  and the discharge current  $I_d$  were maintained at 250 V and 1 mA, respectively. The ion-neutral mean free path for charge exchange is taken to be  $\lambda_i = 0.3 \mu\text{m}$  at 100 Torr [20, p 80]. We note that  $\text{Ar}_2^+$  ions may also represent a significant fraction of the ion current and that consequently  $\lambda_i$  may be somewhat slightly different from our estimation.



**Figure 7.** Position of the maxima (evaluated from the cathode) due to electron-impact excitation of the atomic line (black open circles) and of the ionic line (red open stars), as a function of pressure. The lines give the sheath thickness calculated for a non-ionizing sheath for  $x = 1$  (blue dotted line) and for  $x = f(P)$  (blue line). The hole diameter is 400  $\mu\text{m}$  and the discharge current is 1 mA.

Another issue is the determination of  $S_C$ , which is not independent of pressure due to the cathodic plasma expansion. To estimate the evolution of this parameter with pressure, we have measured the size of the region emitting light, noted  $xR$ , on the cathode backside. Remembering that the cathode thickness is  $L = 150 \mu\text{m}$ , the surface  $S_C$  then reads

$$S_C = 2\pi RL + \pi R^2(x^2 - 1). \quad (13)$$

This provides an upper value for  $S_C$  since  $J_i$  is not uniform but may decay from the centre of the hole towards the edge of the emitting region.

Figure 7 shows the result of the calculation for  $x = 1$  (not including the backside expansion) and  $x$  determined experimentally for each pressure ( $x > 1$ ). The sheath size calculated with  $x = 1$  is near the maxima of the emission lines. However, we note that the trend with pressure does not agree well with experimental results. When  $x$  is a function of pressure, the sheath size is considerably larger, but the trend with pressure is in better agreement with our observations. However, these results are in contradiction to the model hypothesis. Indeed, the maximum of ionization must be near the maximum of the emission intensity of the Ar line, which implies that ionization should take place within the sheath. This model seems inappropriate and consequently a large fraction of ionization is likely to occur within the sheath (as described in the previous model of section 4.1).

## 5. Conclusions

In this paper, we have used spectrally resolved imaging of the emission of the MHCD to study the spatial dependence of the excitation mechanism inside the discharge. The micro-hollow cathode discharge was operated in the normal glow regime where the plasma does not stay confined inside the hole but also expands on the cathode backside. In addition,



we proposed two sheath models to calculate the position of the sheath edge. The first model considers a fully ionizing sheath with a non-self consistent electric field and the second considers a non-ionizing sheath with variable mobility and self-consistent calculation of the electric field. Our two main conclusions are

- (i) Both ionic and atomic lines present sharp electron-impact excitation peaks near the cathode and the position of these peaks moves towards the cathode as the pressure increases, in very good agreement with the position of the sheath edge calculated from the ionizing-sheath model. The sheath edge calculated with the non-ionizing sheath model does not coincide with the position of the emission peaks, which suggests that a significant fraction of the ionization occurs in the sheath and consequently the ion flux produced in the sheath represents a significant fraction of the total ion flux at the cathode surface.
- (ii) In addition to the sharp peaks near the plasma edge, the Ar emission line exhibits a dome-like profile, with a maximum in the discharge centre. This was attributed to the recombination of electrons with the molecular ( $\text{Ar}_2^+$ ) ions, a process that dominates in the discharge centre where the densities are maximal.

## References

- [1] Schoenbach K H, Verhappen R, Tessnow T, Peterkin F E and Byszewski W W 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 13
- [2] Adler F, Davliatchine and Kindel E 2002 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** 2291
- [3] Kushner M 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 1633
- [4] Boeuf J P, Pitchford L C and Schoenbach K H 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 071501
- [5] Kim G J, Iza F and Lee J K 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 4386
- [6] Deconinck T and Raja L L 2009 *Plasma Process. Polym.* **6** 335
- [7] Stoffels E, Flikweert A J, Stoffels W W and Kroesen G M W 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 383
- [8] Rahul R et al 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 1750
- [9] Moselhy M, Shi W and Stark Robert H 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 198
- [10] Mohan Sankaran R and Giapis Konstantinos P 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 2406
- [11] Rousseau A and Aubert X 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 1619
- [12] Aubert X, Bauville G, Guillon J, Lacour B, Puech V and Rousseau A 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 23
- [13] Strinic A I, Malovic G N, Petrovic Z Lj and Sadeghi N 2004 *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 333
- [14] Johnsen R, Chen A and Biondi M A 1980 *J. Chem. Phys.* **73** 1717
- [15] Hinnov E and Hirschberg J G 1962 *Phys. Rev.* **125** 795
- [16] Mehr F J and Biondi M A 1968 *Phys. Rev.* **176** 322
- [17] Makasheva K, Boeuf J P and Pitchford L C 2007 *Topic 10, 28th ICPiG (Prague, Czech Republic 15–20 July, 2007)*
- [18] Roux F and Michaud F 1983 *J. Mol. Spectrosc.* **97** 253
- [19] Piper L G, Holtzclaf K W, Green B D and Blumberg W A M 1989 *J. Chem. Phys.* **90** 5337
- [20] Lieberman M A and Lichtenberg A J 2005 *Principle of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley)
- [21] Cobine J D 1958 *Gaseous Conductors* (New York: Dover) p 220
- [22] Debontride H, Derouard J, Edel P, Romestain R, Sadeghi N and Boeuf J P 1989 *Phys. Rev. A* **40** 5208

# Sheath and electron density dynamics in the normal and self-pulsing regime of a micro hollow cathode discharge in argon gas

C. Lazzaroni<sup>1,a</sup>, P. Chabert<sup>1</sup>, A. Rousseau<sup>1</sup>, and N. Sadeghi<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Plasmas, École Polytechnique, CNRS, UPMC, Université Paris Sud-11, Palaiseau, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Spectrométrie Physique, Univ. Joseph Fourier & CNRS, Grenoble, France

Received 31 May 2010 / Received in final form 25 August 2010

Published online 8 October 2010 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2010

**Abstract.** A microplasma is generated in the microhole (400  $\mu\text{m}$  diameter) of a molybdenum-alumina-molybdenum sandwich (MHCD type) at medium pressure (30–200 Torr) in pure argon. Imaging and emission spectroscopy have been used to study the sheath and electron density dynamics during the stationary normal regime and the self-pulsing regime. Firstly, the evolution of the microdischarge structure is studied by recording the emission intensity of the Ar ( $5p[3/2]_1-4s[3/2]_1$ ) line at 427.217 nm, and Ar<sup>+</sup> ( $4p'^2P_{3/2}-4s'^2D_{5/2}$ ) line at 427.752 nm. The maximum of the Ar<sup>+</sup> line is located in the vicinity of the sheath-plasma edge. In both regimes, the experimental observations are consistent with the position of the sheath edge calculated with an ionizing sheath model. Secondly, the electron density is recorded by monitoring the Stark broadening of the H $\beta$ -line. In the self-pulsing regime at 150 Torr, the electron density reaches its maximum value of  $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , a few tens of ns later than the discharge current maximum. The electron density then decays with a characteristic decay time of about 2  $\mu\text{s}$ , while the discharge current vanishes twice faster. The electron density in the steady-state regime is two orders of magnitude lower, at about  $6-8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

## 1 Introduction

The study of microplasma began to develop in the middle of the 90s in the USA [1], before undergoing an important expansion thanks to the experimental and theoretical works that have been performed in the past few years [2–8]. The interest of microplasmas is that they can be generated at medium and high pressure (atmospheric pressure) with a very low applied voltage or injected power compared with other high-pressure plasmas such as dielectric barrier discharges or corona. They have applications in various fields such as surface treatment [9], sterilization [10], light sources [11] or microjets [12]. A particular microplasma configuration is the hollow cathode type geometry where a hole is drilled through an electrode-dielectric-electrode sandwich structure. This device is particularly stable with a glow type discharge. At very low current (typically <0.1 mA in our device), the plasma is located inside the hole and the voltage increases with the current: this is the abnormal regime. However, despite a DC driving source, a self-pulsed regime appears for intermediate discharge currents (typically  $\leq 0.5$  mA time averaged current for our device) with frequency of several tens of kilohertz [13]. This regime corresponds to a periodic

plasma expansion on the cathode surface [14]. At higher currents, the plasma expands on the cathode backside surface and the voltage becomes relatively independent of the discharge current: this is the normal regime.

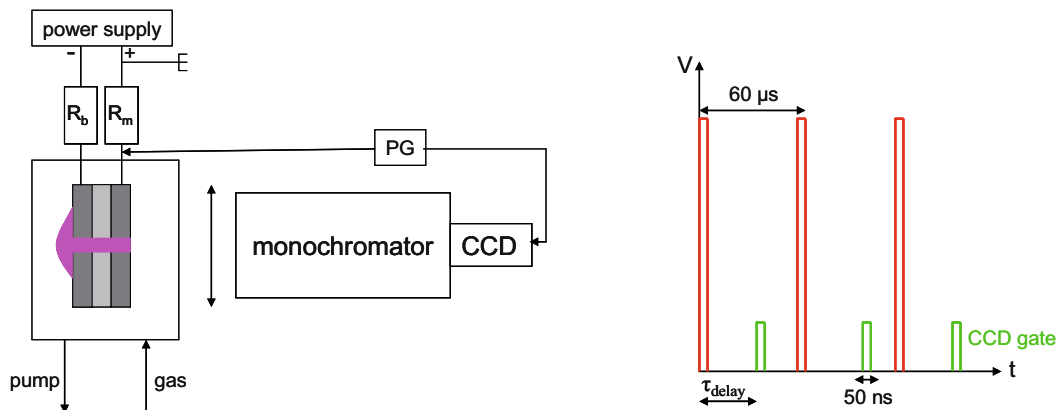
In this paper, we study both the excitation mechanisms of the MHCD structure and the variations of the electron density. The sheath-edge position is estimated thanks to the observed radial profiles of argon atom and argon ion line emission intensities. The electron density is determined from the Stark broadening of the H $\beta$  line. We first present results in the stationary normal regime, where the gas pressure is the main external parameter under investigation. Then, the self-pulsing regime is investigated to obtain the sheath-edge and electron density dynamics. The paper is organized as follows. In Section 2 we present the experimental setup and give details on the diagnostics. Section 3 is concerned by the stationary normal regime results while Section 4 deals with the unstationary self-pulsing regime.

## 2 Experimental setup and diagnostics

### 2.1 The setup

The microplasma device shown in Figure 1a is similar to the one developed by Schoenbach [1] and has been

<sup>a</sup> e-mail: claudia.lazzaroni@lpp.polytechnique.fr



**Fig. 1.** (Color online) (a) (On the left) Experimental setup and (b) (on the right) voltage pulse delivered by the pulse generator (PG), and CCD gate (in green).

described in details previously [13–15]. It is a metal-dielectric-metal sandwich with a 250  $\mu\text{m}$  alumina foil dielectric, between two  $L = 150 \mu\text{m}$  thick molybdenum electrode foils. In this paper, we report on results obtained with a 400  $\mu\text{m}$  diameter hole drilled on it and discharges running at constant argon flow of 20 sccm and with an argon gas pressure ranging between 30 and 200 Torr. A ballast resistor,  $R_b = 452 \text{ k}\Omega$  is located on the cathode side and a measurement resistor,  $R_m = 100 \Omega$  is located on the anode side. The discharge voltage is measured on the cathode side with a high voltage probe and the discharge current is deduced from the voltage drop across  $R_m$ . These two signals are recorded on a 350 MHz bandwidth numerical oscilloscope.

## 2.2 Optical diagnostics and spectroscopy

The image of the MHCD, viewed from the anode side, is formed on the entrance slit of a grating spectrograph with a 12.5 mm diameter and 30 mm focal length achromatic lens. A CCD camera backing the 2 m focal length spectrograph, working at the third diffraction order of the 1200 g/mm grating, captures the horizontally dispersed images at different spectral positions. Therefore, with fully open entrance slit, images of the MHCD observed at different wavelengths are formed at different horizontal positions of the CCD. We record the Ar ( $5p[3/2]_1-4s[3/2]_1$ ) line at 427.217 nm and the Ar<sup>+</sup> ( $4p^2P_{3/2}-4s^2D_{5/2}$ ) line at 427.752 nm, but also the H $\beta$  line at 486.1 nm.

In the steady-state discharge regime, a CCD camera with pixels size  $16 \times 16 \mu\text{m}^2$  is used and the enlargement factor is about 8. Therefore, each pixel of these images corresponds to an area of about  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  inside the MHCD. Considering the spherical and off axis aberrations of the whole optical system, the spatial resolution along the diameter of the hole is estimated to be about 5  $\mu\text{m}$ . The spectral dispersion of the 2 m spectrograph is 1.325 pm/pixel at 427.5 nm (around argon lines) and 0.97 pm/pixel at 486.1 nm. The typical exposure time for the acquisition of one image is 2 s.

In the self-pulsing regime, an intensified CCD with pixels size  $13 \times 13 \mu\text{m}^2$  and an enlargement factor of about 13 was used. In this case, the spectral dispersion of the 2 m spectrograph is 1.077 pm/pixel at 427.5 nm (around argon lines) and 0.789 pm/pixel at 486.1 nm. The exposure time is larger, typically 10 s, and we typically accumulate 10 or 15 records, depending on the intensity of the signals.

## 2.3 Determination of the electron density from the Stark broadening of the H $\beta$ line

The H $\beta$ -line at 486.1 nm is particularly sensitive to the Stark broadening and is often used to measure the electron density in plasmas. With the entrance slit set at 100  $\mu\text{m}$ , the spectrally dispersed horizontal profiles of the recorded images provide the emission intensity profile of the H $\beta$ -line. To improve the signal-to-noise ratio of the line profiles, an average over five vertical pixels is performed. Each line profile is then fitted with a Lorentzian to deduce its spectral width.

The electron density cannot be directly deduced from the recorded line profiles because the broadening has different origins. The first broadening comes from the apparatus function, characteristic of the spectrometer used to record the line profile,  $\Delta\lambda_{af}$ . Its value, obtained from the width of the Ar<sup>+</sup> line at low pressure and low discharge current, is about 4.5 pm *FWHM*. The second one is the Doppler broadening which depends on the gas temperature,  $T_g$  and on the atomic mass,  $M = 1$ . Its value is given by:

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T_g}{M}} \quad (1)$$

and corresponds to 7 pm at 450 K. The other contribution to the line broadening is the Van der Waals broadening which results from collisions with Ar atoms. Consequently it depends on the neutral density  $N$  and on the

gas temperature [16]. It reads

$$\Delta\lambda_{vDW} = 3 \times 10^{-15} \lambda^2 C_6^{\frac{2}{5}} \left( \frac{T_g}{\mu} \right)^{\frac{3}{10}} N, \quad (2)$$

where  $\Delta\lambda_{vDW}$  and the wavelength  $\lambda$  are in nm,  $\mu = 0.975$  is the reduced mass of H-Ar in u.a.,  $N$  is the neutrals density in  $\text{cm}^{-3}$  and  $C_6$  is the Van der Waals coefficient defined as [16]:

$$C_6 = 9.8 \times 10^{-10} \alpha_{\text{Ar}} (R_u^2 - R_l^2), \quad (3)$$

where  $\alpha_{\text{Ar}} = 1.62 \times 10^{-24} \text{ cm}^3$  is the polarizability of argon atom (page 312 of [16]) and  $R_u$  and  $R_l$  are the coordinate vectors (in units of Bohr radius) of the upper and lower levels of the  $H_\beta$ -line, respectively. For this line,  $R_i$  is expressed as [17]:

$$R_i^2 = 2.5 \frac{I_H}{I_H - E_i} \left[ 1 + \frac{I_H - E_i}{5I_H} (1 - 3l_i(l_i + 1)) \right], \quad (4)$$

with  $I_H$  being the ionization energy of hydrogen and  $E_i$  and  $l_i$  are the energy and the orbital angular momentum of the state, respectively. Once weighted by the intensity of different components of the 486.1 nm line [17], one find  $R_u^2 = 527$  and  $R_l^2 = 32$ . Finally equation (2) reduces to:

$$\Delta\lambda_{vDW} = 6.48 \times 10^{-22} T_g^{0.3} N \quad (5)$$

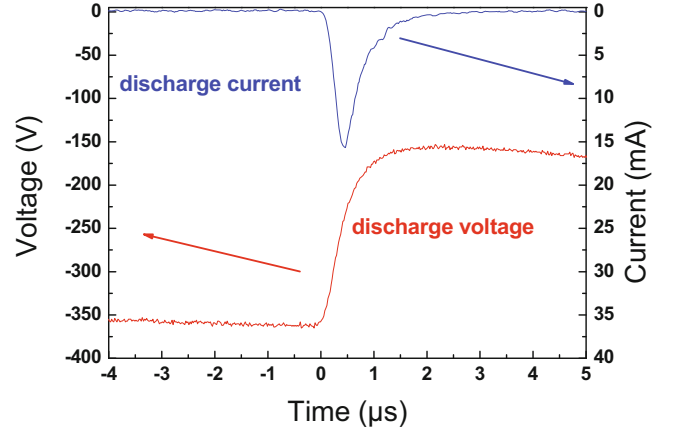
the value of  $\Delta\lambda_{vDW}$  at 150 Torr argon and 450 K would be 13 pm.

Finally, the last contribution comes from the Stark broadening resulting from perturbation in the wave function on the excited states of hydrogen by the electric field induced by the charged particles of the plasma. For the 486.1 nm  $H_\beta$ -line, the *FWHM* of  $\Delta\lambda_S$  (in nm) is given as a function of the electron density,  $n_e$  (in  $\text{cm}^{-3}$ ) by the approximate relation [18]:

$$\Delta\lambda_S = 0.95 (10^{-16} n_e)^{1/1.49}, \quad (6)$$

which holds for  $n_e$  in the range of  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  and greater. Instead of equation (6), several other formula have been proposed in the literature for the determination of  $n_e$  from the Stark width of the line [7,17,19], however, in the range of  $n_e$  considered in this work, electron densities deduced using these formula differ by less than 10%.

To distinguish different contributions to the line width and hence deduce the Stark broadening (and consequently the electron density), we need to determine the gas temperature. In the steady-state regime, the first positive system of nitrogen was used to estimate a gas temperature, about  $470 \pm 10 \text{ K}$  at 1 mA and 250 V [15]. This gas temperature was relatively insensitive to the gas pressure.



**Fig. 2.** Discharge voltage (red line) and discharge current (blue line) as a function of time, at 150 Torr argon pressure.

The Stark broadening can thus be deduced from the experimental line width  $\Delta\lambda_{mes}$  at *FWHM*, using the others broadening sources and the following equations [18]:

$$\Delta\lambda_S = (\Delta\lambda_{mes}^{1.4} - \Delta\lambda_G^{1.4})^{\frac{1}{1.4}} - \Delta\lambda_{vDW} \quad (7)$$

with

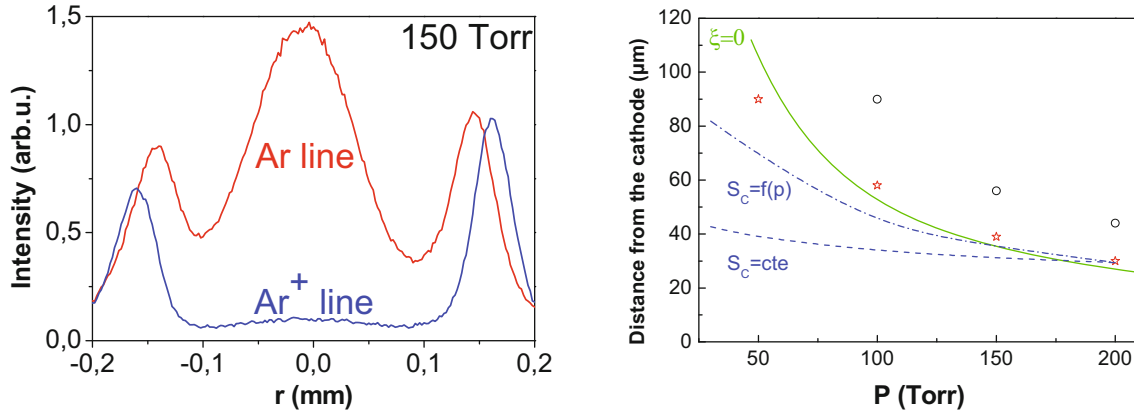
$$\Delta\lambda_G = (\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_{af}^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Finally, the absolute value of the electron density is deduced from the Stark broadening  $\Delta\lambda_S$  using equation (6).

## 2.4 Time-resolved measurements

In the self-pulsing regime, despite a continuous power supply, the electrical signals (discharge voltage and current) oscillate with a nearly stable frequency of several tens of kHz (16 kHz in the example displayed in Fig. 2) [14]. The voltage and current waveforms during one current pulse are shown in Figure 2. Each current peak is accompanied by a discharge voltage drop. Between two current peaks, the discharge voltage builds up while the discharge current remains nearly zero.

Optical emission experiments require the signal to be accumulated over many cycles. It is therefore necessary to have a perfect synchronization of the data acquisition with the discharge pulses. Generally, the self-pulsing frequency is not regular and exhibits a strong jitter. To overcome this problem, the self-pulsing period was forced by sending a short pulse (about 100 ns, 40 V), provided by a pulse generator (PG), on the anode side. This pulse generator also triggers the CCD camera with an adjustable delay between the discharge pulse and the detection gate of the CCD camera. The duration of the gate was adjusted between 50 and 200 ns, depending on the light intensity in the recorded period. In practice, the frequency of the self-pulsing was set by the operating conditions (gas pressure, gas flow, voltage of the power supply). The frequency of the pulse generators was then set at this frequency, hence locking the discharge pulses to the PG. Note that



**Fig. 3.** (Color online) (a) (On the left) Radial profiles of the emission intensity of Ar 427.217 nm and  $\text{Ar}^+$  427.752 nm lines in the 400  $\mu\text{m}$  diameter hole at 1 mA and 150 Torr argon pressure, from [15]. (b) (On the right) Pressure dependence of the distance from the cathode of the electron excitation maxima of the atomic (black open circles) and ionic (red open stars) lines, and of the calculated sheath thickness for an ionizing sheath model (green solid line) and for a non-ionizing sheath with  $S_c = \text{const.}$  (dotted line) and  $S_c = f(p)$  (dash-dotted line), in the 400  $\mu\text{m}$  diameter hole at 1 mA.

the discharge voltage waveform is not modified by the additional voltage pulse applied to the anode.

### 3 Results in the steady-state normal regime

#### 3.1 Sheath thickness as a function of pressure

It was previously shown [15] that the emission intensity of  $\text{Ar}^+$  line has an annular shape, with maximum intensity near the cathode surface, whereas the emission intensity of Ar line shows, in addition to the similar annular feature, a pronounced maximum at the hole center. This is shown in Figure 3a for 150 Torr. At lower pressure range, typically below 50 Torr for a 400  $\mu\text{m}$  diameter hole, the peaks near the edge disappear. As the pressure increases, the peak position moves toward the cathode surface, as shown in Figure 3b (symbols). It was shown that the edge peaks are due to the direct excitation by secondary electrons emitted from the cathode surface and accelerated by the sheath electric field, whereas the broad peak, positioned in the centre of the hole in the Ar line, is due to the electron-ion recombination [15].

The position of the edge peaks is likely to be related to the position of the sheath edge. To verify this hypothesis, we developed two sheath models, valid in the fully ionizing and non-ionizing sheath limits. In the fully ionizing sheath case, the equation governing the sheath thickness  $d$  is [15]:

$$\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) = \int_{R-d}^R A\beta p \exp\left[-\frac{B\beta p}{2V_C}(d(2R-d) + 2(R-d)^2 \ln \frac{R-d}{R}) \frac{1}{r - \frac{(R-d)^2}{r}}\right] dr \quad (9)$$

where  $\gamma$  is the secondary emission coefficient (taken to be 0.07),  $R$  is the hole radius,  $p$  is the gas pressure and  $V_C$  is the discharge voltage. The factor  $\beta$  accounts for the

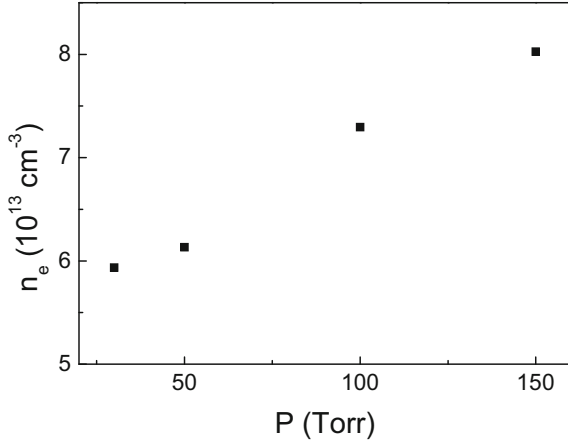
higher gas temperature, and therefore lower neutral gas density, inside the micro-hole. The constants  $A$  and  $B$  are determined experimentally for each gas and found to be roughly constant over a restricted range of  $E/p$  for any given gas [20]. For an argon gas,  $A = 11.5 \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  and  $B = 176 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ , for a range of  $E/p$  of 100–600  $\text{V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ .

In the non-ionizing sheath case, the equation governing the sheath thickness  $d$  is [15]:

$$V_C = \int_{R-d}^R \left[ \frac{\sqrt{\pi m_i}}{2\lambda_i e S_C (1 + \gamma) \epsilon_0} \frac{I_d R}{\left(1 - \left(\frac{R-d}{r}\right)^{\frac{3}{2}}\right)} \right]^{\frac{2}{3}} dr \quad (10)$$

where  $I_d$  is the discharge current,  $S_c$  the surface on which the discharge current is collected at the cathode,  $e$  the elementary charge,  $\epsilon_0$  the vacuum permittivity,  $m_i$  the ion mass and  $\lambda_i$  the ion-neutral mean free path.

Figure 3b shows the calculated sheath thickness compared to the position of the edge intensity peaks. The solid line is the thickness of the fully ionizing sheath (Eq. (9)). The dotted and dashed-dotted lines are the thicknesses of the non-ionizing sheath (Eq. (10)): (i) when the cathode surface,  $S_c$  is independent of the pressure; (ii) when  $S_c$  varies with the pressure, as observed experimentally. The pressure dependence of the edge intensity peak positions is similar to the sheath thickness predicted by the fully-ionizing model but differs from the non-ionizing sheath model with  $S_c = \text{const.}$  When  $S_c = f(p)$  the sheath thickness follows more tightly the peak positions but the agreement remains less satisfying than that of the fully-ionizing sheath model. The sheath seems therefore ionizing although for the lowest pressures (50 Torr and below) the results suggest that a significant fraction of ionization occurs outside the sheath. We also observe that the Ar line intensity peak position arises further away from the cathode while the  $\text{Ar}^+$  line peak. This is due to the large difference in the threshold energies (about 14 eV for Ar



**Fig. 4.** Evolution of the electron density with the pressure for a 400  $\mu\text{m}$  diameter MHCD at  $i = 1$  mA.

line and 37 eV for  $\text{Ar}^+$  line) for the excitation of these two lines from the ground state argon atoms [15].

### 3.2 Electron density as a function of pressure

The electron density, deduced from the Stark broadening of the  $\text{H}_\beta$  line as described in details in Section 2.3, is plotted as a function of the pressure in Figure 4. The discharge current was 1 mA and the discharge voltage was 250 V. The electron density increases slightly with pressure, from  $6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  at 30 Torr up to  $8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  at 150 Torr.

These values can not be directly compared to the published data in the literature because the hole diameter and the discharge current are not necessarily similar. Measurements by Xia et al. [21] (diameter 100  $\mu\text{m}$  and  $i = 1$  mA) and calculation by Kushner et al. [3] (diameter 200  $\mu\text{m}$  and  $i = 2$  mA) give densities about twice higher than in this work. The lower electron density observed in our conditions is probably due to the lower current density, which implies smaller deposited power density. Miclea et al. [22] ( $R = 90\text{--}160 \mu\text{m}$  and  $i = 3$  mA) who deduced  $n_e$  from the broadening of argon emission lines, have reported an order of magnitude larger electron densities. Similarly, Moselhy et al. who also measured the electron density from the width of the  $\text{H}_\beta$ -line [23] have reported densities in the range of  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  in an atmospheric pressure argon, 130  $\mu\text{m}$  diameter MHCD for discharge currents 3–11 mA. These results are again consistent with the one order of magnitude larger deposited power density in those cases. Surprisingly, electron densities measurements by Penache et al. [24] (300  $\mu\text{m}$  and  $i = 0.5$  mA) from the spectral widths of the diode laser absorption lines from argon metastable atoms exhibit much higher values for comparable power densities. A tentative explanation could be that the reported  $i = 0.5$  mA corresponded to the mean discharge current. At 0.5 mA average current, the MHCD is often in self-pulsing regime, with a much higher peak current (see Sect. 4.2). As both the metastable atoms density

and electron density have their highest value during the current pulse, consequently the electron density deduced from the broadening of the absorption line refers to the time period of active discharge pulse.

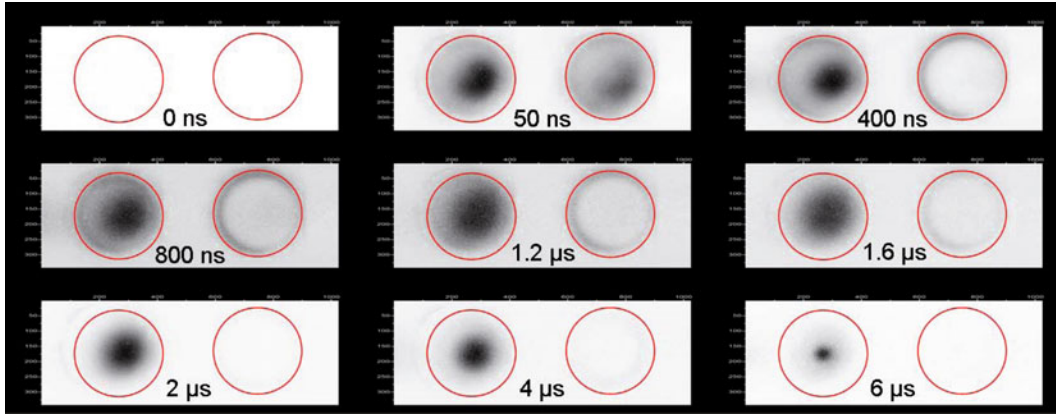
## 4 Results in the self-pulsing regime

### 4.1 Sheath dynamics

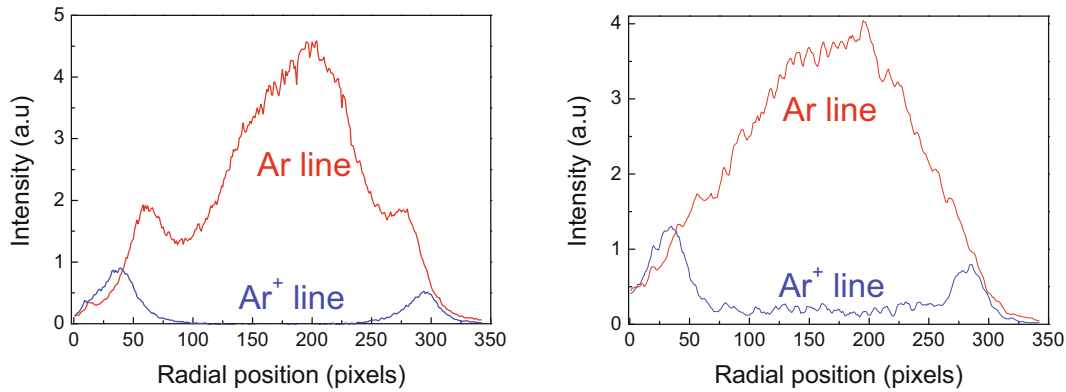
The same analysis has been carried out in the self-pulsing regime. In these experiments, images of the emission structure were recorded at different times during the current pulse. As an example, Figure 5 shows the CCD images of the 400  $\mu\text{m}$  diameter MHCD at 100 Torr recorded with fully open entrance slit of the monochromator, at different time delays,  $\tau_{\text{delay}}$ , during the self-pulsing cycle. Circles which indicate the cathode surface position have been added to these images. The period of the self-pulsing was 52  $\mu\text{s}$ . The spectrograph was set to capture on the CCD surface images from both Ar ( $5p[3/2]_1\text{--}4s[3/2]_1$ ) line at 427.217 nm (left), and  $\text{Ar}^+$  ( $4p'^2P_{3/2}\text{--}4s'^2D_{5/2}$ ) line at 427.752 nm (right). The time referencing each image, refers to the opening of the detection gate, which last for 50 ns when  $\tau_{\text{delay}} \leq 1600$  ns and 100 ns for the longer delays. The intensity of the image is therefore representative of the emission during the gate, starting at the indicated delay time. To have a better view of the spatial distribution of the emission, intensities are not normalized between different images.

At  $\tau_{\text{delay}} = 0$  ns, that is just before the beginning of the discharge current peak, the emission intensity of both lines in the whole MHCD surface is under the detection limit of the CCD. At the starting of the discharge pulse,  $\tau_{\text{delay}} = 50$  ns, a diffuse weak emission appears on both lines, with maxima of the intensity at the central region of the hole. The spatial distribution of the intensity is almost similar, though the atomic line is stronger. Note that the annular emission of  $\text{Ar}^+$  line, characteristic of the steady-state regime is not yet observed. Hence with increasing time, gradually the shape changes and at  $\tau_{\text{delay}} = 400$  ns, which corresponds to the maximum of the discharge current, we observe the annular emission, the signature of the presence of a cathode sheath, on both lines. However, a maximum of intensity is still visible on the atomic line. Actually, the annular shape of the  $\text{Ar}^+$  line is observed as soon as the discharge current reaches a significant level, that is around  $\tau_{\text{delay}} = 200$  ns. This structure, fairly similar to the steady-state normal regime, does not evolve significantly between 400 ns and 1.6  $\mu\text{s}$ . After that time, the intensity distribution evolves and at  $\tau_{\text{delay}} = 2 \mu\text{s}$ , the annular sheath region emission is barely seen on both lines, while the size of the central peak emission on the atomic line shrinks and concentrates in the hole centre. This constriction is accentuated up to 6  $\mu\text{s}$ . At 6  $\mu\text{s}$ , the ionic line has fully vanished and the excitation of the atomic line is only a small spot in the centre of the hole.

We may thus separate the sequence in three different periods. At 50 ns, the discharge starts with an electric



**Fig. 5.** (Color online) CCD imaging of Ar 427.217 nm (left) and Ar<sup>+</sup> 427.752 nm (right) lines in the 400 μm diameter hole, at 100 Torr argon pressure at different time delays (0, 50, 400, 800, 1200, 1600, 2000, 4000 and 6000 ns). The gate width is 50 ns for delay  $\leq 1600$  ns and 100 ns for the others.



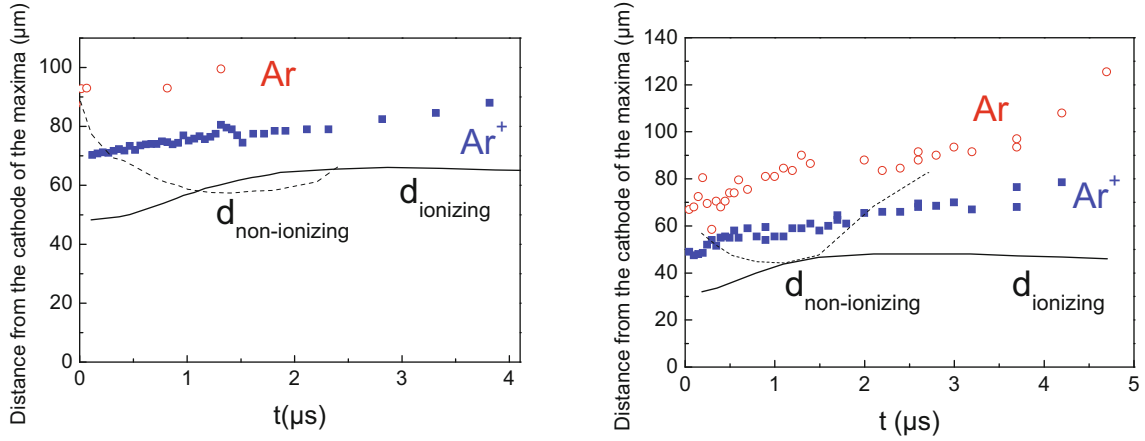
**Fig. 6.** (Color online) Radial profiles of the emission intensity of Ar 427.217 nm (in red) and Ar<sup>+</sup> 427.752 nm lines (in blue) in the 400 μm diameter hole, at 100 Torr for the CCD delay of 200 ns (on the left) and 1.2 μs (on the right).

field corresponding to  $E/N \cong 400$  Td, present almost everywhere in the cathode-anode gap inside the hole. The emission intensity is more homogeneously distributed for the Ar<sup>+</sup> line than for the Ar line, which has a pronounced “central peak region”. Then, the discharge evolves continuously and a cathode sheath region is clearly evidenced in the picture recorded at 400 ns. Between 800 and 1600 ns, the structure resembles the steady-state ones. For both lines, the emission intensity in the vicinity of the cathode results from the direct excitation by secondary electrons accelerated in the  $E/N \cong$  a few kTd of the sheath region and the central emission of the Ar line comes from the electron-ion recombination [15]. The intensity of the lines decreases continuously, due to the decay of the discharge current and consequently of the electron density. After 2 μs, the emission in the near sheath region almost vanishes for both lines, whereas the size of the central peak emission of the atomic line shrinks. The fact that the sheath region emission disappears suggests that the direct excitation in the sheaths becomes negligible. This evolution last until 12 μs, time after which the emission intensity becomes lower than the detection limit, until the next current peak, 40 μs latter.

To investigate in more details the temporal evolution of these emissions, and focus our attention to the annular shape related to the sheath edge position, we plot the intensity profile along a vertical diameter of the MHCD of both Ar and Ar<sup>+</sup> lines, 427.217 and 427.752 nm, respectively. In order to improve the signal-to-noise ratio, an average over five horizontal pixels is performed on each CCD image. An example of the radial intensity profiles of these two lines is presented in Figure 6 for delay times of 200 and 1200 ns, at 100 Torr argon.

The edge peak position will now be estimated and compared to the calculated sheath thickness, as done in Figure 7 for the pressures of 100 and 150 Torr. For this, we consider the mean value of the distance from the cathode to the peaks intensity of the features in the sheath region of both edges.

We first observe that the position of peak intensities are further away from the electrode at 100 Torr (compared with 150 Torr), which comes from a larger sheath at lower pressure, as already explained in [15]. As far as time-evolution is concerned, the general behaviour is comparable for the two pressures; in the following we therefore focus our attention on 150 Torr data.



**Fig. 7.** (Color online) Temporal evolution of the distance from the cathode of the electron excitation maxima of atomic (red open circles) and ionic (blue solid square) lines, and of the calculated sheath thickness for an ionizing sheath (black line) and a non-ionizing sheath (dashed line), in the 400  $\mu\text{m}$  diameter for a pressure of 100 Torr and a peak current of 9 mA (on the left) and a pressure of 150 Torr and a peak current of 16 mA (on the right).

The first measurements are done at  $t = 50$  ns, in the beginning of the discharge voltage drop, which last up to  $t = 2.1$   $\mu\text{s}$ , before it builds up again very slowly until the next discharge pulse. The discharge current peak occurs at  $t = 400$  ns. During the discharge period of 400 ns to 2  $\mu\text{s}$ , the edge peak position slightly drifts away from the cathode; from 50  $\mu\text{m}$  to 60  $\mu\text{m}$  in the case of the ionic line. Also shown in the figure are the sheath thicknesses as calculated by the two models presented previously. The ionizing sheath model only depends on the discharge voltage whereas the non-ionizing sheath model depends on the discharge voltage, the discharge current and the  $S_C$ . In the calculation, we assume that  $S_C$  varies linearly with the discharge current. Note that the calculation for the non ionizing sheath model stops at  $t = 3$   $\mu\text{s}$  after which the discharge current is nearly zero. Note also that these models have been developed for a steady-state situation and their validity in the self-pulsing case could be questionable. However, it appears that the sheath length mostly depends on the electron density dynamics in the sheath. The electron density variations in the sheath must be faster than the discharge current, mostly controlled by the ion dynamics. Considering the high mobility of the electrons inside the about 60  $\mu\text{m}$  sheath thickness, the time needed for the electron density to adjust its radial distribution to the radial variation of the  $E$  field is much shorter than the 50 ns gate duration. Therefore, the sheath-edge reacts faster than the current changes and consequently the sheath models can be used in the timescales of the self-pulsing regime.

In the ionizing sheath model,  $d_{ionizing}$  increases up to 2.5  $\mu\text{s}$  delay time at which the discharge voltage is minimum, before it slightly decreases at later times when the voltage starts to build up again. By contrast,  $d_{non-ionizing}$  first decreases (from 400 to 800 ns) and subsequently increases, much faster than  $d_{ionizing}$  and the peak positions. This evolution results from the fast changes of the discharge current which did not affect  $d_{ionizing}$ . Once again the ionizing sheath model seems to be in better agreement

with the observations. The time evolution of  $d_{ionizing}$  indeed follows that of the ionic line edge peak position and the model predicts that the emission maxima are always outside the sheath. The sheath size increases when the discharge voltage decreases because the distance required to satisfy the current continuity in the sheath is larger at lower voltage. Finally, note that in this calculation we have made the approximation that the sheath voltage is equal to the total discharge voltage. The sheath voltage is therefore overestimated which implies an underestimation of the calculated sheath thickness.

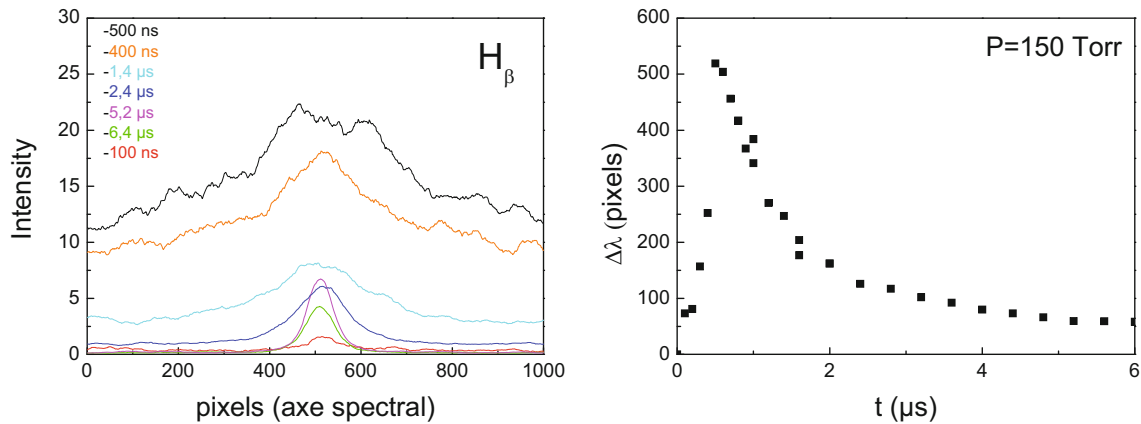
## 4.2 Temporal evolution of the electron density

Figure 8a shows the temporal evolution of the line profiles recorded in 400  $\mu\text{m}$  diameter hole at a gas pressure of 150 Torr, at the centre of the discharge ( $r = 0$ ). To improve the signal-to-noise ratio of the line profiles, an average over five vertical pixels is performed for each value of the CCD delay.

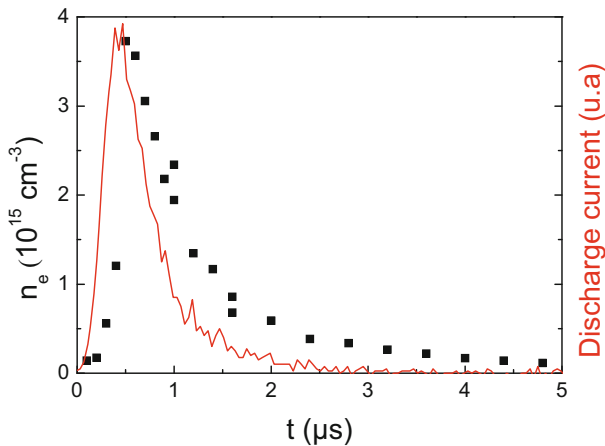
We use a Lorentzian fit to evaluate the line width of each spectral profile, which are presented in Figure 8b. The intensity and the width of the  $H_{\beta}$ -line have their maximum values around 400–500 ns, that is at the maximum of the discharge current. Then, they continuously decay for longer time delays.

As mentioned in Section 2.3, the total broadening of the line has different origins. The Doppler and the Van der Waals broadenings require an estimation of the gas temperature. Since the current pulse is fairly short and that the average power remains comparable to that in the steady-state, we assume a time independent gas temperature of 470 K, comparable to what was measured in the steady-state discharge for a similar deposited energy. We also assume that the gas temperature, and consequently the neutral density inside the hole, remains unchanged during and after the discharge pulse. Note that both Doppler (7 pm) and Van der Waals (13 pm) are very





**Fig. 8.** (Color online) (On the left) Spectral profile of the  $H_{\beta}$ -line emission, at 150 Torr from the 400  $\mu\text{m}$  hole, for the CCD delay from up to down of 0.5 (black), 0.4 (orange), 1.4 (cyan), 2.4 (blue), 5.2 (magenta), 6.4  $\mu\text{s}$  (green) and 0.1 (red). Each pixel corresponds to 0.79 pm. (On the right) Temporal evolution of the  $FWHM$  of the  $H_{\beta}$ -line under conditions of figure on the left.



**Fig. 9.** (Color online) Temporal evolution of the electron density (black square) and of the discharge current (red line) in the 400  $\mu\text{m}$  diameter hole for a pressure of 150 Torr.

small compared to the measured line width of Figure 8b. Nevertheless we use equation (7) to calculate the Stark broadening, and equation (6) to deduce the electron density.

The temporal evolution of the electron density is plotted in Figure 9, along with the discharge current pulse. We can see that the rise time of the electron density is slightly longer than that of the discharge current and as a consequence the electron density reaches its maximum several tens of nanoseconds after the discharge current maximum. The maximum value of the electron density is  $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , i.e. nearly two orders of magnitude larger than in the stationary-state discharge regime ( $8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ). The maximum discharge current is 16 mA, sixteen times that of the stationary normal regime. But due to our measurement procedure [14], this reported peak current is certainly underestimated. The electron density decays in a characteristic time of 2  $\mu\text{s}$ , while the discharge current vanishes twice faster.

## 5 Conclusions

In this paper, we have used time-resolved spectroscopy and imaging of a 400  $\mu\text{m}$  diameter micro hollow cathode discharge (MHCD) to study the dynamics of the excitation mechanism and of the electron density inside the discharge volume. The MHCD was operated in the normal regime and in the self-pulsing regime where the plasma does not stay confined inside the hole but also expands periodically on the cathode backside.

Both ionic and atomic argon lines present sharp electron impact excitation peaks near the cathode. In the steady-state discharge regime, the position of these peaks moves towards the cathode as the pressure increases. In the self-pulsing regime, at a given gas pressure, the position of these peaks varies slightly with the discharge voltage; moving away from the cathode as the discharge voltage decreases. Both these observations are consistent with the position of the sheath edge calculated with an ionizing sheath model.

The dynamics of the electron density was also investigated using the Stark broadening of the  $H_{\beta}$ -line. Under the normal discharge conditions, typically 1 mA and 250 V, the steady-state electron density varied from  $6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  at 30 Torr up to  $8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  at 150 Torr. In the self-pulsing regime, the peak electron density at 150 Torr reached  $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , i.e. nearly two orders of magnitude higher than in the steady-state regime.

## References

1. K.H. Schoenbach, R. Verhappen, T. Tessnow, F.E. Peterkin, W.W. Byszewski, Appl. Phys. Lett. **68**, 13 (1996)
2. F. Adler, Davliatchine, E. Kindel, J. Phys. D **35**, 2291 (2002)
3. M. Kushner, J. Phys. D **38**, 1633 (2005)
4. J.P. Boeuf, L.C. Pitchford, K.H. Schoenbach, Appl. Phys. Lett. **86**, 071501 (2005)

5. G.J. Kim, F. Iza, J.K. Lee, *J. Phys. D* **39**, 4386 (2006)
6. S. Belostotskiy, R. Khandelwal, Q. Wang, V.M. Donnelly, D.J. Economou, N. Sadeghi, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 221507 (2008)
7. S. Belostotskiy, V.M. Donnelly, D.J. Economou, N. Sadeghi, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37**, 852 (2009)
8. T. Deconinck, L.L. Raja, *Plasma Process. Polym.* **6**, 335 (2009)
9. E. Stoffels, A.J. Flikweert, W.W. Stoffels, G.M.W. Kroesen, *Plasma Source. Sci. Technol.* **16**, 383 (2002)
10. R. Rahul, O. Stan, A. Rahman, E. Littlefield, K. Hoshimiya, A.P. Yalin, A. Sharla, A. Pruden, C.A. Moore, Z. Yu, G.J. Collins, *J. Phys. D* **38**, 1750 (2005)
11. M. Moselhy, W. Shi, R.H. Stark, K.H. Schoenbach, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30**, 198 (2002)
12. P. Mohan Sankaran, P. Giapis Konstantinos, *J. Appl. Phys.* **92**, 2406 (2002)
13. A. Rousseau, X. Aubert, *J. Phys. D* **39**, 1619 (2006)
14. X. Aubert, G. Bauville, J. Guillon, B. Lacour, V. Puech, A. Rousseau, *Plasma Source. Sci. Technol.* **16**, 23 (2007)
15. C. Lazzaroni, P. Chabert, A. Rousseau, N. Sadeghi, *J. Phys. D* **43**, 124008 (2010)
16. W.L. Wiese, G.A. Martin, *A Physicist's Desk Reference*, edited by H.L. Anderson (AIP, 1989), p. 101
17. C.O. Laux, T.G. Spence, C.H. Kruger, R.N. Zare, *Plasma Source. Sci. Technol.* **12**, 125 (2003)
18. M. Ivkovic, S. Jovicevic, N. Konjevic, *Spectrochem. Acta B* **59**, 591 (2004)
19. M.A. Gigoso, M.A. Gonzalez, V. Cardenoso, *Spectrochem. Acta B* **58**, 1489 (2003)
20. M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, *Principle of Plasma Discharges and Materials Processing* (2005)
21. G. Xia, N. Sadeghi, 29th ICPIG (2009), Topic 06
22. M. Miclea, K. Kunze, U. Heitmann, S. Florek, J. Franzke, K. Niemax, *J. Phys. D* **38**, 1709 (2005)
23. M. Moselhy, I. Petzenhauser, K. Frank, K.H. Schoenbach, *J. Phys. D* **36**, 2922 (2003)
24. C. Penache, M. Miclea, A. Bräuning-Demian, O. Hohn, S. Schössler, T. Jahnke, K. Niemax, H. Schmidt-Böcking, *Plasma Source. Sci. Technol.* **11**, 476 (2002)

# A model for the self-pulsing regime of microhollow cathode discharges

P. Chabert,<sup>a)</sup> C. Lazzaroni, and A. Rousseau  
*LPP, Ecole Polytechnique, UPMC, CNRS, Paris XI, 91128 Palaiseau, France*

(Received 9 September 2010; accepted 21 October 2010; published online 10 December 2010)

Microhollow cathode discharges may operate in different regimes depending of the discharge current. They are subject to relaxation oscillations in the so-called self-pulsing regime in which the discharge oscillates between two quasiequilibria: at low current it remains confined in the microhole whereas it expands on the cathode backside during short high-current pulses. A model based on a nonlinear discharge resistance is proposed to describe the phenomenon. The analysis of the dynamics reveals that the current pulse rises in an extremely short time while the characteristic (longer) decay time is imposed by the resistance when the discharge is expanded outside the hole. It is shown how the nonlinear discharge resistance may be inferred from the experimental current-voltage signals. © 2010 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3518533]

## I. INTRODUCTION AND BACKGROUND

Microplasmas have attracted much attention in the last decade because of possible applications in various fields such as surface treatment,<sup>1</sup> sterilization,<sup>2</sup> light sources<sup>3</sup> or microjets.<sup>4</sup> Microhollow cathode discharges (MHCD's) are one type of microplasmas, in which a hole is drilled through an electrode-dielectric-electrode sandwich structure. This design was introduced by Schoenbach and co-workers in the mid-nineties<sup>5,6</sup> and it was later shown that it allows stable operation of arrays of microplasmas. However, like many other dc discharges,<sup>7,8</sup> it is subject to large relaxation oscillations in the discharge voltage and current when driven in certain parameter ranges.<sup>9-12</sup>

A model of the self-pulsing regime of MHCD's was proposed by Hsu and Graves<sup>11</sup> and this model will be the starting point of our discussion. Before, we summarize the findings of the detailed experimental analysis of Rousseau, Aubert and co-workers.<sup>9,10</sup> At very low current (typically around and/or below 0.1 mA in their device), the discharge is highly resistive and the voltage increases almost linearly with the current: this was shown to be the abnormal regime when the discharge is confined inside the hole.<sup>13</sup> At higher current, the voltage becomes relatively independent of the discharge current: this was shown to be the normal regime when the discharge expands on the cathode backside surface. The self-pulsing regime appears for intermediate discharge current (typically 0.5 mA time-averaged current in their device) with frequency of several tens of kilohertz. During the self-pulsing cycle, the plasma remains in the hole for the longest part of the cycle but transiently expands on the cathode backside surface during short (typically microseconds) current pulses.

The model of Hsu and Graves is based on the circuit model shown in Fig. 1 (top). The discharge is modeled as a nonlinear resistance,  $R_p(I)$ , in series with an inductance  $L_p$  which is due to the electron inertia ( $L_p \approx R_p / \nu_m$  where  $\nu_m$  is the electron-neutral collision frequency). Note that there also exists a stray inductance of the arrangement. However, we

shall see that both inductances are small and that their absolute values play no role in the dynamics. In parallel there is the capacitor of the sandwich,  $C$ . The discharge is driven with a voltage source (output voltage  $V_0$ ) through a ballast resistance  $R_B$ . Kirchhoff's laws applied to this circuit give the two first order nonlinear coupled differential equations

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_0 - V}{\tau} - \frac{I}{C}, \tag{1}$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{V - R_p(I)I}{L_p}, \tag{2}$$

where  $V$  is the discharge voltage,  $I$  the discharge current, and  $\tau \equiv R_B C$ . It turns out that the physics of the self-pulsing regime is essentially determined by the form of the nonlinear resistance  $R_p$ . Hsu and Graves pointed out that the resistance

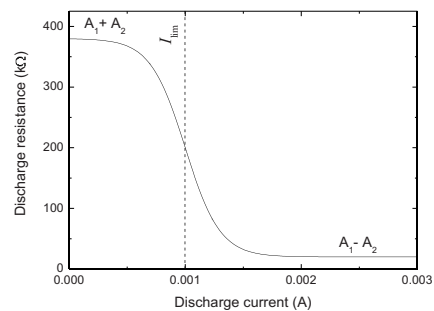
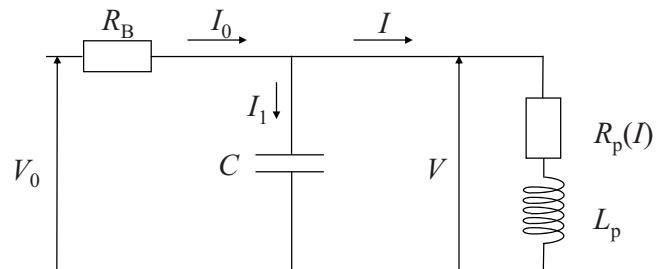


FIG. 1. Circuit model (top) and discharge resistance as a function of the discharge current (bottom). The following parameters were used:  $A_1 = 200$  kΩ,  $A_2 = 180$  kΩ,  $I_{lim} = 1$  mA, and  $p = 3 \times 10^{-4}$ .

<sup>a)</sup>Electronic mail: pascal.chabert@lpp.polytechnique.fr.

as a function of the current must have a negative slope in order to obtain the circuit instability. For the sake of the demonstration, they have chosen a polynomial form for the resistance exhibiting this requirement. However, their choice did not lead to the proper current pulse shape, which was an identified weakness of the model. They also identified that the inductance  $L_p$  played no role in the current pulse shape, unless an unrealistically high value is used.

To repair the deficiencies of Hsu and Graves model, Aubert *et al.*<sup>10</sup> took a different approach and forced the self-pulsing oscillations by closing a switch sometimes during the charging phase of the capacitor in the parallel branch modeling the discharge. This indeed leads to a sudden short circuit and the discharge of the capacitor occurs in a smaller resistor placed in series with the switch. This simple discharge model (a switch in series with a constant resistance) mimic experimental current waveforms quite well but, unlike that of Hsu and Graves, does not attempt to discuss in details the discharge physics. Moreover, the shape of the current pulse (the asymmetry and the typical decay time) was not really explained and the parameters controlling the frequency were not explored.

## II. ANALYSIS OF THE DYNAMICS

In this work we attempt to reconcile these two approaches. We use the circuit model of Hsu and Graves but we use the following form for the nonlinear plasma resistance:

$$R_p = -A_2 \tanh\left(\frac{I - I_{\text{lim}}}{p}\right) + A_1. \quad (3)$$

This resistance is plotted in Fig. 1 (bottom) for the following parameters  $A_1=200$  k $\Omega$ ,  $A_2=180$  k $\Omega$ ,  $I_{\text{lim}}=1$  mA, and  $p=3 \times 10^{-4}$ . This form will in effect model a switch between two discharge states. At low current, the resistance is high  $R_{p\text{max}}=A_1+A_2$  while at high current the resistance is small,  $R_{p\text{min}}=A_1-A_2$ . The two remaining parameters,  $I_{\text{lim}}$  and  $p$ , control the current at which the switch occurs and the abruptness of the switch, respectively. Physically, this model assumes that the system oscillates between a high resistivity discharge confined in the hole and a low resistivity plasma expanded on the cathode backside. This is what the experimental signals suggest.<sup>10</sup> Before we analyze the dynamics, we plot on Fig. 2 the nonlinear current-voltage characteristic given by the form of our resistance (the dotted line), and we compare it with that of Hsu and Graves (the solid line). We see that the latter is quite symmetrical around the maximum and minimum voltages, which then leads to nearly square current waveform with similar rise and decay times. By contrast, the former (from this work) shows a sharp increase of the voltage at low current and a much smaller increase of the voltage at large current, beyond the point of minimum voltage. This, as will be seen below, results in sharp current peaks, with extremely short rise time and a decay time controlled by the resistance of the plasma outside the hole.

To start our analysis, Eqs. (1) and (2) are numerically integrated using the resistance  $R_p$  displayed in Fig. 1 (bottom) and  $L_p=R_p/\nu_m$  (we have taken  $\nu_m=2.5 \times 10^{11}$  s<sup>-1</sup> at

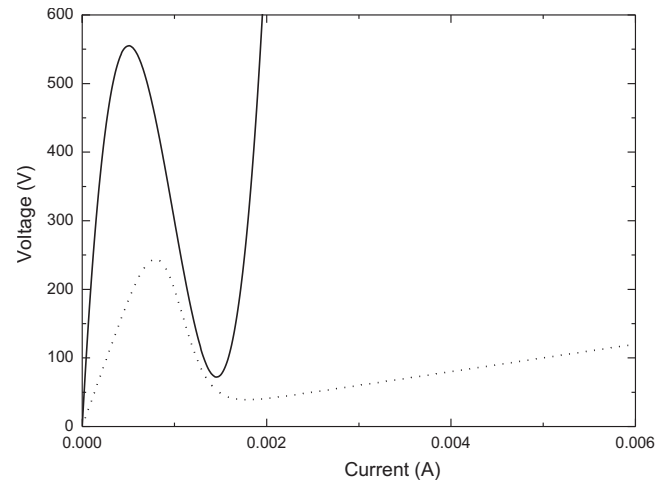


FIG. 2. Voltage-current characteristics of the discharge: this work (dotted line) and the work of Hsu and Graves (Ref. 11).

100 Torr and we have ignored the stray inductance). The other parameters are  $R_B=440$  k $\Omega$ ,  $C=70$  pF, and  $V_0=650$  V. The result of the integration is shown in Fig. 3. First of all, we note that the voltage and current waveforms are very similar to the experimental signals.<sup>10,11</sup> The voltage (dashed line) increases during the charging of the capacitor until the current flowing in the discharge approaches  $I_{\text{lim}}$ . At this stage, the resistance decays sharply leading to a current pulse (solid line) that discharges the capacitor and brings the system back to high resistivity. Note that the current rise is infinitely fast and is independent of the negative slope of the resistance. Physically, this means that the current rise phase resembles a breakdown phenomenon rather than the gradual expansion of the discharge on the cathode backside. The current decay is much slower and will be explained below.

To better understand the dynamics it is informative to plot the phase space diagram, obtained by setting  $dV/dt=0$  and  $dI/dt=0$  in Eqs. (1) and (2) respectively. This is done in Fig. 4. The dashed line is the  $dV/dt=0$  condition while the dotted line is the  $dI/dt=0$  condition. The equilibrium stands at the intersection of these two lines. Finally, the region on the left of the dashed line has  $dV/dt>0$ , which means that

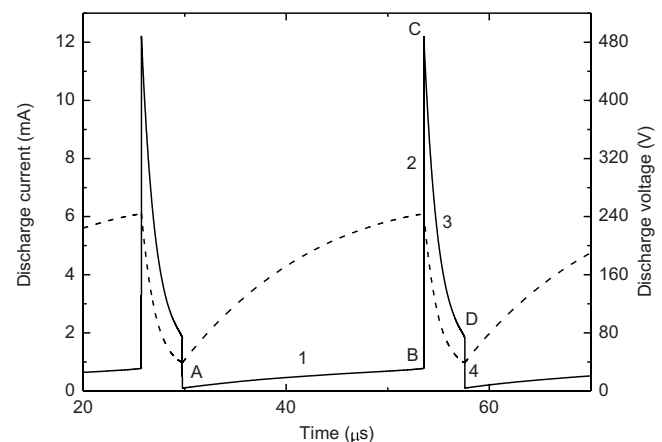


FIG. 3. Discharge voltage (dashed line) and discharge current (solid line) as a function of time during the self-pulsing cycle. The four phases of the dynamics are labeled from 1 to 4.

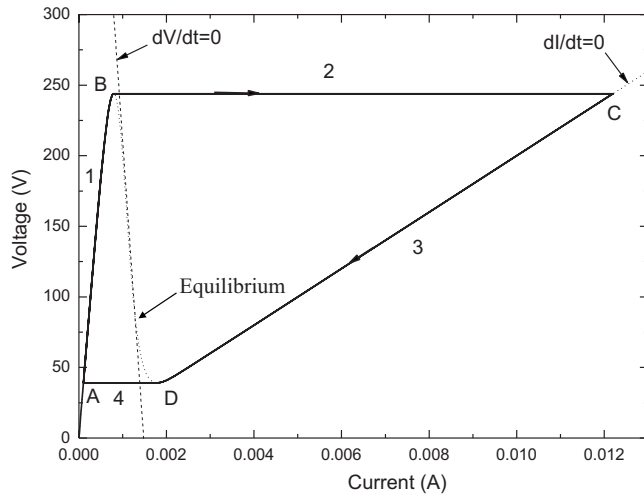


FIG. 4. Phase space representation of the dynamics. The dashed line represents the curve where  $dV/dt=0$  while the dotted line represents the curve where  $dI/dt=0$ . The equilibrium (unstable in this example) is at the intersection of these two curves. The solid line is the actual trajectory in the phase space, obtained by numerical integration of Eqs. (1) and (2); the arrows indicate the direction of the motion around the cycle.

the voltage increases in this region, while the region on the right of the dashed line has  $dV/dt < 0$ , which means that the voltage decreases in this region. Similarly, the region above the dotted line has  $dI/dt > 0$ , which means that the current increases in this region, while the region below the dotted line has  $dI/dt < 0$ , which means that the current decreases in this region. As pointed out by Hsu and Graves, the equilibrium is unstable if the crossing occurs when the two slopes are negative, that is between the maximum (point labeled B on the figure) and the minimum (the point labeled D on the figure) of the  $dI/dt=0$  curve.

The control parameter is the output voltage  $V_0$ : when  $V_0$  is raised the dashed line ( $dV/dt=0$ ) is shifted up. At low  $V_0$  the crossing occurs before the first maximum of the  $dI/dt=0$  curve (point B), leading to a stable low-current high-resistivity discharge (the abnormal regime confined in the hole). When the crossing occurs after the minimum of the  $dI/dt=0$  curve (point D) the discharge runs in the stable normal regime and is expanded on the cathode backside. In between lies the self-pulsing regime. Superimposed on Fig. 4 is the actual trajectory (the solid line) obtained from the integration of the differential equations (the data of Fig. 3). The system oscillations correspond to the cycle in the phase-space plot and the arrows indicate the direction of the motion. We note that the motion is always extremely fast in the horizontal direction indicating that current variations are infinitely faster than voltage variations. This is because in this circuit the inductance is small such that the system has almost no inertia.

The dynamics may be separated in four phases, analyzed in the following:

- (1) Between A and B: the two time-derivatives are positive and consequently both current and voltage must increase. As seen in the phase space plot the resistance is high (steep slope in the I-V space) and close to  $R_{pmax} = A_1 + A_2$ , and consequently the discharge current is

small. Letting  $a \equiv 1 + R_B/R_{pmax}$ , the voltage builds-up (the capacitor charges up) according to the following approximate equation:

$$V(t) \approx \frac{V_0}{a} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{at}{\tau}\right) \right],$$

with a characteristic rise time  $\tau_1 \equiv R_B C/a$ , and the current is approximately given by

$$I(t) \approx \frac{V(t)}{R_{pmax}}.$$

Note that the trajectory follows tightly the  $dI/dt=0$  curve because current variations are infinitely fast. This phase is the longest part of the cycle and, therefore, mostly controls the frequency of the instability.

- (2) Between B and C: when the trajectory reaches point B it must leave the  $dI/dt=0$  curve because  $dV/dt$  remains positive (the trajectory is below the  $dV/dt=0$  dashed line). The current increases very rapidly to reach C at almost constant voltage. This second phase corresponds to the vertical increase of the current in Fig. 3. Note that when the trajectory crosses the  $dV/dt=0$  dashed line (just after B) the  $dV/dt$  becomes negative and the voltage starts to decrease. However, the current variations are too fast to observe any significant decrease of the voltage in this phase.
- (3) Between C and D: when the trajectory reaches C,  $dI/dt$  changes sign (because it crosses the  $dI/dt=0$  dotted line), and therefore, the trajectory turns back to the left. Both voltage and current decrease. It is easy to see that in this high-current phase  $R_p \approx R_{pmin} = A_1 - A_2$ . Moreover, since current variations are infinitely fast the trajectory follows the  $dI/dt=0$  dotted line and  $I(t) \approx V(t)/R_{pmin}$ . Inserting this approximation into Eq. (1) and noting that  $(V_0 - V_1)/\tau \ll I/C$  in this regime, leads to the following approximate differential equation for the current:

$$\frac{dI}{dt} \approx -\frac{I}{R_{pmin}C},$$

that is the current decays with a characteristic time  $\tau_2 \equiv R_{pmin}C$ . This exponential decay is indeed observed on Fig. 3 for which  $\tau_2 = 20\,000 \times 70 \times 10^{-12} = 1.4 \mu s$ . Note that the voltage decreases with the same characteristic time.

- (4) Between D and A: when the trajectory reaches D it must depart from the  $dI/dt=0$  dotted line because the  $dV/dt$  remains negative, and therefore, the voltage must continue to decrease. This phase is again extremely fast because  $dI/dt$  becomes very large, and negative, until it reaches A again and the cycle repeats. The sharp collapse of the current at the end of the current pulse is clearly seen on Fig. 3.

### III. FURTHER DISCUSSIONS AND CONCLUSIONS

The above may be summarized in a more physical way. Starting from the confined abnormal regime, the voltage and the current slowly build-up during the charging of the ca-

pacitor (phase 1) with the characteristic time  $\tau_1 \equiv R_B C / (1 + R_B / R_{p\max})$ . This phase mostly controls the frequency of the instability. When the voltage reaches some critical value a breakdown phenomenon leads to an extremely sharp current increase, at constant voltage (phase 2). The discharge is formed outside the hole. Then (phase 3), the voltage and the current decay with the characteristic time  $\tau_2 \equiv R_{p\min} C$ . During this phase the size of the discharge expansion region (on the cathode backside) shrinks gradually. At the end of the cycle, the discharge is no longer maintained outside and the system turns back to the confined abnormal regime (phase 4). And the cycle repeats.

Finally, we note that experimental phase-space plots like those presented by Aubert *et al.*<sup>10</sup> may be used to extract information on the nonlinear discharge resistance, as long as the discharge current is correctly measured (Aubert *et al.* indeed showed that the capacitance of the coaxial cable used as the voltage feed must be much larger than that of the sandwich). The slope during phase 1 gives the resistance of the abnormal regime,  $R_{p\max}$ , while the slope in phase 3 gives the resistance of the normal regime,  $R_{p\min}$ . The breakdown voltage and current ( $I_{\text{lim}}$  in our model) are also identified and control, along with  $R_B$ ,  $R_{p\max}$ ,  $C$ , and to a lesser extent  $V_0$ , the frequency of the instability. The exact shape of the negative slope cannot be inferred because it plays a minor role in the dynamics. However, it does play a role in the size of the unstable window. In our model resistance,  $R_p(I)$ , the size of the window may indeed be varied by changing the value of the parameter  $p$ .

In this paper we have presented a model to describe the dynamics of the self-pulsing regime of MHCD's. The model revisits the previous work of Hsu and Graves<sup>11</sup> and Aubert *et al.*<sup>10</sup> and proposes a new form of the nonlinear discharge resistance. The characteristic rise and decay times of voltage and current and the parameters governing the frequency have been identified. Finally, we have shown that experimental signals may be used to infer the characteristics of the nonlinear discharge resistance.

<sup>1</sup>E. Stoffels, A. J. Flikweert, W. W. Stoffels, and G. M. W. Kroesen, *Plasma Sources Sci. Technol.* **11**, 383 (2002).

<sup>2</sup>R. Rahul, O. Stan, A. Rahman, E. Littlefield, K. Hoshimiya, A. P. Yalin, A. Sharla, A. Pruden, C. A. Moore, Z. Yu, and G. J. Collins, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 1750 (2005).

<sup>3</sup>M. Moselhy, W. Shi, and R. H. Stark, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30**, 198 (2002).

<sup>4</sup>R. Mohan Sankaran and K. P. Giapis, *J. Appl. Phys.* **92**, 2406 (2002).

<sup>5</sup>K. H. Schoenbach, R. Verhappen, T. Tessnow, F. E. Peterkin, and W. W. Byszewski, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 13 (1996).

<sup>6</sup>K. H. Schoenbach, A. El-Habachi, W. Shi, and M. Ciocca, *Plasma Sources Sci. Technol.* **6**, 468 (1997).

<sup>7</sup>Z. L. Petrović and A. V. Phelps, *Phys. Rev. E* **47**, 2806 (1993).

<sup>8</sup>Z. Donkó, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32**, 1657 (1999).

<sup>9</sup>A. Rousseau and X. Aubert, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, 1619 (2006).

<sup>10</sup>X. Aubert, G. Bauville, J. Guillon, B. Lacour, V. Puech, and A. Rousseau, *Plasma Sources Sci. Technol.* **16**, 23 (2007).

<sup>11</sup>D. H. Hsu and D. B. Graves, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 2898 (2003).

<sup>12</sup>T. Deconinck and L. Raja, *Plasma Processes Polym.* **6**, 335 (2009).

<sup>13</sup>J. P. Boeuf, L. Pitchford, and K. Schoenbach, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 071501 (2005).