



**HAL**  
open science

**Contribution à l'étude de la transition décharge  
luminescente / arc électrique dans l'air et dans l'argon  
au voisinage de la pression atmosphérique.**

Romarc Landfried

► **To cite this version:**

Romarc Landfried. Contribution à l'étude de la transition décharge luminescente / arc électrique dans l'air et dans l'argon au voisinage de la pression atmosphérique.. Autre. Supélec, 2011. Français. NNT : 2011SUPL0023 . tel-00789385

**HAL Id: tel-00789385**

**<https://theses.hal.science/tel-00789385v1>**

Submitted on 18 Feb 2013

**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.



N° d'ordre : 2011-23-TH

# THÈSE DE DOCTORAT

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE

École Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des  
Télécommunications et des Systèmes »

*Présentée par :*

**Romarc LANDFRIED**

Sujet :

## **Contribution à l'Étude de la Transition Décharge Luminescente - Arc Électrique dans l'Air et l'Argon au Voisinage de la Pression Atmosphérique**

Soutenue le 6 décembre 2011 devant les membres du jury :

**M. Francisco ALVES**  
**M. Laurent CHEMARTIN**  
**M. Jean-Marie CORMIER**  
**M. Alain GLEIZES**  
**M. Michael J. KIRKPATRICK**  
**M. Christophe LAUX**  
**M. Olivier LESAINT**  
**M. Emmanuel ODIC**  
**M. Philippe TESTÉ**

Professeur des Universités, Université Paris –Sud 11 – Président du jury  
Chargé de recherche, ONERA – Invité  
Professeur des Universités, GREMI Université d'Orléans – Examineur  
Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire Laplace – Rapporteur  
Professeur à Supélec – Examineur  
Professeur à l'ECP – Rapporteur  
Directeur de Recherche CNRS au G2ELab – Examineur  
Professeur à Supélec – Directeur de thèse  
Chargé de Recherche CNRS au LGEP – Co-directeur



# Remerciements :

Je remercie tout d'abord Monsieur Jérôme Rossignol, que j'ai connu à Dijon au sein de l'Université de Bourgogne et qui m'a permis de venir faire mon stage de master 2 au sein de l'équipe contact électrique du LGEP. C'est ce stage qui a marqué le début de ces trois années de thèse au sein du LGEP et du département énergie de Supélec et je l'en remercie donc vivement. Je remercie également très fortement Monsieur René Meyer, ancien chef de l'équipe Contacts Électriques du LGEP, qui m'a accueilli très chaleureusement et avec qui nous avons bien ris lorsque nous avons trouvé la femme de chambre assoupie dans mon lit de résidence universitaire. Monsieur Meyer est sans conteste une personne d'une rare gentillesse et d'une grande générosité.

Je remercie Monsieur David Alamarguy pour sa disponibilité ainsi que pour ses réponses toujours précises, notamment sur l'utilisation du profilomètre 3D ou encore concernant plus généralement les expériences sous vide. Je remercie également Monsieur Richard Andlauer qui a réalisé quasiment seul le banc d'expérimentation consacré à l'étude de la transition décharge luminescente / arc électrique. C'est sans nul doute une personne de qualité qui a toujours su résoudre nos problèmes d'électronique. Je le remercie pour le temps qu'il a su m'accorder ainsi que pour sa bonne humeur. J'adresse mes remerciements à monsieur Emmanuel Blanc pour sa grande disponibilité ainsi que pour sa réactivité sans égale.

Je tiens également à remercier mes collègues de bureau, Michelle N'Soumy, Laurent Baraton et Khaled Almaksour avec qui nous avons passé de bons moments et à qui je souhaite beaucoup de réussite. Je remercie également Guillaume Vignier pour ses appels téléphoniques au bout milieu de la nuit lors de la rédaction de ce manuscrit et à qui je le rend bien maintenant....

Je remercie Monsieur Emmanuel Odic, mon directeur de thèse, qui m'a encadré durant ces trois années de thèse. Je remercie également Monsieur Philippe Dessante pour ses conseils judicieux en matière de présentation orale ainsi que Mike Kirkpatrick qui m'a aidé, voire encadré durant une bonne partie de ma thèse. Je le remercie beaucoup pour toute l'aide précieuse qu'il a su m'apporter notamment concernant la correction d'article dont l'écriture dans la langue de Shakespeare a été quelque peu laborieuse.

Je remercie également Monsieur Alain Gleizes, directeur de recherche CNRS au Laboratoire Laplace de l'Université de Toulouse, et Monsieur Christophe Laux, Professeur à l'Ecole Centrale de Paris, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie aussi Messieurs Francisco Alves, Laurent Chermartin, Jean-Marie Cormier et Olivier Lesaint d'avoir fait partie de mon jury.

Je n'oublie pas Alexis Poizat, ancien mécanicien du LGEP, qui a réalisé l'enceinte de décharge pour l'étude de la transition glow/arc ainsi que bien d'autres pièces de précision. C'est un mécanicien talentueux aux valeurs humaines et morales exemplaires. Je le remercie pour ses qualités de mécanicien mais aussi pour ses qualités de cuisinier : j'ai encore en

mémoire, bien que la soirée ait été quelque peu enfumée, un poulet yassa dégusté autour d'un petit verre.....

Je remercie Thierry Leblanc pour ses innombrables heures de manip qui se sont bien souvent soldées par un abandon de notre chère caméra thermique, je le remercie également pour ces nombreuses Guinness et autres Bushmills partagées dans les pubs de Belfast lors de la conférence ICPIG et qui nous ont values de belles rencontres. Je n'ometts pas les multiples fois où il m'aura payé le restaurant ainsi que les quelques soirées où la motivation du soir était au moins égale au désenchantement accompagnant le réveil et annonçant une journée longue et pleine d'aspirine.....

Enfin, car c'est de coutume de garder le meilleur pour la fin, je tiens à remercier Philippe Testé sans qui ces trois ans n'auraient probablement abouti à rien. Scientifique de grande qualité à l'esprit extrêmement vif et aux idées bien souvent brillantes, il a bien souvent fait preuve d'opiniâtreté aussi bien lors des longues journées d'expériences que lors de la rédaction de ce manuscrit. Il a également fait preuve d'une étonnante endurance lors de nos nombreux repas à prolongations. Je ne lui compte qu'un seul défaut, celui de croire que le vin de Touraine est le meilleur mais je lui accorde car je sais que je lui dois beaucoup.

*À mes parents  
et à Iubi*

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>5</b>
<b>CHAPITRE 1 : Rappel bibliographique sur la transition glow / arc</b>	<b>9</b>
1. Introduction	9
2. Propriétés électriques et visuelles du glow et de l'arc électrique	9
2.1 Décharge électroluminescente ou glow en mode DC	9
2.2 Arc électrique en mode DC	14
3. Le phénomène de transition d'un glow vers un arc électrique	16
<b>CHAPITRE 2 : Description du dispositif expérimental mis en œuvre pour l'étude de la transition décharge luminescente – arc électrique</b>	<b>25</b>
1. Introduction	25
2. Généralités : objectifs et contraintes	25
3. Description de la partie mécanique du dispositif	26
4. Description de la partie « électrique » du dispositif	29
5. L'instrumentation et la commande	34
6. Quelques exemples de résultats	35
<b>CHAPITRE 3 : Evolution structurelle de la décharge de part et d'autre de la TGA – Résultats</b>	<b>41</b>
1. Introduction	41
2. Transition dans l'air pour des électrodes en cuivre	42
2.1 Conditions expérimentales	42
2.2 Présentation générale des résultats	44
2.3 Caractéristiques électriques des décharges en régime statique	46
2.4 Commentaires et conclusion partielle (transition dans l'air avec des électrodes en cuivre)	52
3. Transition dans l'argon pour des électrodes en tungstène	53
3.1. Etude de la TGA à $P = 100$ mbar et $d = 25$ mm	54
3.1.1 Transition irréversible vers un arc électrique	54
3.1.2 Transition spontanée et réversible	56
3.2. Etude en régime statique des différents modes de décharges	60
3.2.1 Structure de la décharge luminescente pour des intensités dans la gamme 10-60mA: caractéristique $U = f(I)$ et observations à l'aide d'une caméra rapide	60
3.2.2. Structure de la décharge luminescente pour des intensités au-delà de 60mA: caractéristique $U = f(I)$	62

3.2.3 Influence de la distance inter-électrode $d$ et évaluation de la somme des chutes de tension anodique et cathodique ( $V_A+V_C$ ) et du champ électrique moyen $\langle E \rangle$ .	63
3.3 Etude dynamique	66
3.3.1 Propagation du filament en régime de glow - transition d'une colonne diffuse à une colonne filamentaire	66
3.3.2 Durée des transitions spontanées du glow vers l'arc	71
3.3.3 Étude de la chronologie des changements de structure observés concernant le pied cathodique et la propagation du filament	74
3.4 Commentaires et conclusion partielle : électrode en tungstène dans l'argon exemple à $P = 100$ mbar et $d = 25$ mm	76
3.5 Étude comparative en fonction de $d$ et de $P$	77
3.5.1 Colonne filamentaire ou diffuse en régime de glow	77
3.5.2 Étude paramétrique en statique	78
3.5.2.1 Distance inter-électrode	78
3.5.2.2 Pression	80
3.5.3 Propagation de la zone filamentaire dans l'espace inter-électrode	84
3.5.4 Durée des transitions spontanées glow vers arc	86
3.6 Conclusion partielle (transition dans l'argon avec des électrodes en tungstène)	87
<b>4. Transition dans l'argon pour des électrodes en cuivre</b>	<b>88</b>
4.1 Observations visuelles et relevés $U(t)$ et $I(t)$ des différentes structures de décharges	89
4.2 Caractéristiques $U/I$	94
4.3 Champ électrique $\langle E \rangle$ moyen dans la colonne de décharge et chute de tension anodique et cathodique	96
4.4 Vitesse de transition	98
4.5 Conclusion partielle (transition dans l'argon avec des électrodes en cuivre)	101
<b>5. Conclusion</b>	<b>101</b>
<b>Annexe 1</b> : TGA dans l'argon pour des électrodes en tungstène - Caractéristiques $U/I$ pour différentes pressions et distances inter-électrode	105
<b>Annexe 2</b> : TGA dans l'argon pour des électrodes en cuivre - Caractéristiques $U/I$ pour différentes pressions et distances inter-électrode	110
<b>Annexe 3</b> : Quelques remarques concernant la mobilité du pied d'arc sur la cathode	113
<b>CHAPITRE 4 : Contribution à la mesure de la température atteinte en surface d'une électrode soumise à un arc électrique.</b>	<b>115</b>
<b>1. Introduction</b>	<b>115</b>
<b>2. Bibliographie concernant les travaux réalisés visant à obtenir des informations sur les températures des électrodes – Commentaires</b>	<b>116</b>
<b>3. Description du dispositif expérimental et principe de la méthode</b>	<b>119</b>
3.1 Dispositif expérimental	119
3.1.1 Description du dispositif électrique	120
3.1.2 Description du dispositif électromécanique	121
3.1.3 Les mesures électriques	122
3.1.4 La caméra infrarouge	122
3.1.5 Principe de la méthode de mesure de température	123
3.1.6 Calibration de la caméra IR	124
3.2 Déroulement de l'expérience	130

3.3 Remarques importantes : précautions prises, limitations de la méthode et prospectives en cours de réalisation	131
<b>CHAPITRE 5 : Résultats de mesures de température sur des et cathodes de cuivre dans l'air et l'argon</b>	<b>135</b>
<b>1. Introduction</b>	<b>135</b>
<b>2. Présentation des résultats obtenus pour une anode de cuivre dans l'air et des intensités d'arc dans la gamme 15 A – 150 A</b>	<b>135</b>
2.1 Exemple d'état de surface après le passage d'un arc électrique	136
2.2 Exemples de distributions de température de surface pour différents niveaux de courant d'arc	137
2.3 Exemple de profils de température pour différents courants d'arc et différentes valeurs de $\tau_{image}$	140
2.3.1 Influence du courant d'arc sur le chauffage des électrodes	140
2.3.2 Observation de la chute de température en fonction du temps	141
2.3.3 Estimation de la température de surface à l'instant de la coupure de l'arc	144
<b>3. Présentation des résultats obtenus pour une cathode de cuivre dans l'air et des intensités d'arc dans la gamme 15 A – 150 A</b>	<b>147</b>
3.1 Présentation des essais et exemple de topologie de surface après un arc	148
3.2 Distribution de température à la surface d'une cathode de cuivre pour $\tau_{image} = 40 \mu s$	149
3.3 Influence de $\tau_{image}$ sur les profils de température de surface	151
3.4 Proposition d'estimation de la température de surface cathodique à l'instant de la coupure de l'arc	153
<b>4. Présentation d'une autre méthode permettant une estimation de la température de surface pour des arcs de faibles intensités</b>	<b>157</b>
4.1 Description de la méthode	157
4.2 Premiers résultats concernant les mesures de température de surface soumises à un glow dans l'air et dans l'argon	161
4.3 Premiers résultats concernant les mesures de température de spot cathodique d'arc électrique dans l'air et dans l'argon	163
4.3.1 Premiers résultats concernant les mesures de températures de spot cathodique dans l'argon	164
4.3.2 Mesures de températures de spot cathodique dans l'air	167
4.3.3 Comparaison des résultats obtenus dans l'air et l'argon pour des courants faibles	170
<b>5. Conclusion</b>	<b>171</b>
<b>CHAPITRE 6 : Proposition d'une méthode alliant expérience et modélisation en vue de déterminer le bilan de puissance aux électrodes</b>	<b>173</b>
<b>1. Introduction et description des objectifs</b>	<b>173</b>
<b>2. Préambule : rappels bibliographiques rapides</b>	<b>174</b>
2.1 La zone cathodique – description générale et bilan de puissance	174
2.2 La zone anodique	177
2.3 Commentaires	177

<b>3. Point de vue adopté pour la description du bilan de puissance : une approche macroscopique</b>	<b>178</b>
<b>4. Description des objectifs</b>	<b>180</b>
<b>5. Description rapide des caractéristiques du modèle numérique utilisé pour décrire l'échauffement des électrodes sous l'action de l'arc</b>	<b>181</b>
<b>6. Estimation du bilan de puissance et de la température de surface à l'aide d'un exemple spécifique</b>	<b>184</b>
<b>7. Quelques exemples pour illustrer l'influence du courant d'arc de la durée de l'arc et de la polarité des électrodes sur le bilan de puissance</b>	<b>195</b>
<b>8. Dispersion des résultats pour une même intensité</b>	<b>201</b>
<b>9. Synthèse des résultats obtenus concernant le bilan de puissance</b>	<b>202</b>
<b>10. Comparaison avec les résultats de la littérature</b>	<b>203</b>
<b>11. Contribution à l'estimation du bilan de puissance à partir de la deuxième méthode présentée au chapitre 4</b>	<b>205</b>
<b>12. Conclusion</b>	<b>210</b>
<b>Conclusion générale</b>	<b>213</b>
<b>Perspectives</b>	<b>219</b>
<b>Références</b>	<b>223</b>
<b>Liste des publications</b>	<b>228</b>

# Introduction générale

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé dans le cadre d'une collaboration entre le Département Energie de Supélec et l'équipe Contact Electrique du LGEP. Il s'agissait principalement d'apporter une contribution à l'étude de la transition entre une décharge luminescente et un arc électrique. L'étude de la transition d'une décharge luminescente ou glow (forte tension, faible intensité du courant) en un arc électrique (faible tension, forte intensité du courant) présente un intérêt académique majeur tant du point de vue de la physique des décharges (incluant l'arc électrique) que du point de vue de l'interaction plasma / surface. En effet les phénomènes physiques qui régissent la physique de la décharge électrique sont sensiblement différents de ceux qui gouvernent la physique de l'arc électrique et jusqu'à présent, les mécanismes conduisant à la transition suscitent toujours un intérêt scientifique, même 40 ans après les premières études.

Du point de vue applicatif, ces études sont motivées par une problématique de prévention de l'arc électrique, dans des domaines industriels aussi variés que le traitement de surface, les alimentations de puissance des lasers de CO<sub>2</sub>, la coupure sous basse pression ou encore la propulsion ionique.

L'étude présente s'inscrit dans un objectif « amont » (détaché d'une application industrielle précise). Dans ce contexte, nous avons choisi une démarche expérimentale et deux objectifs ont été visés :

- **étudier l'évolution structurelle de la décharge autour de la transition,**
- **étudier l'échauffement des électrodes sous l'action de l'arc électrique.**

La démarche choisie a aussi consisté à poursuivre les deux études en parallèle. Ceci présente certes un avantage évident du point de vue de l'avancement dans la mise au point des dispositifs en mettant en parallèle les contingences expérimentales. L'aspect positif est que cette démarche permettait la mise en place d'un programme ambitieux. Cependant, ceci présente aussi l'inconvénient de parfois créer un déséquilibre dans la progression des travaux. Pour illustrer cette dualité, deux exemples seront très rapidement décrits.

- Premier exemple : l'étude de l'échauffement des électrodes s'est avérée très fructueuse dans l'air et nous l'avons relativement approfondie (elle a donné lieu à l'heure actuelle à deux communications dans des conférences internationales, à un article dans une

revue internationale à comité de lecture et à un autre en cours de « review » dans une autre revue internationale) alors que parallèlement, l'étude de l'évolution structurelle de la décharge dans l'air s'est avérée plus complexe, moins riche d'enseignement et nous avons dû dès lors très rapidement changer de gaz plasmagène (argon).

- Second exemple : ce changement de gaz plasmagène (argon) pour l'étude de l'évolution de la structure de la décharge au voisinage de la transition a permis d'obtenir assez aisément des résultats exploitables, alors que parallèlement, cette mise sous atmosphère contrôlée d'argon de l'expérience permettant la mesure de température de surface, bien qu'entreprise il y a plus d'un an, n'a pas encore débouché.

Ce manuscrit présentant les résultats obtenus au cours de la thèse est structuré en six chapitres regroupés en deux grandes parties principales : une première partie (chapitres 1, 2 et 3) présentera un travail expérimental consacré à l'étude de l'évolution de la décharge aux abords de la transition. Une deuxième partie (chapitres 4, 5 et 6) concernera l'étude de l'échauffement des électrodes sous l'action de l'arc et l'estimation du bilan de puissance aux électrodes.

Un premier chapitre (chapitre 1) fera un rappel bibliographique rapide sur les décharges luminescentes, les arcs électriques et proposera une synthèse des travaux réalisés jusqu'à présent sur la transition « glow / arc ». Le chapitre 2 sera consacré à la description du dispositif expérimental permettant l'étude de la transition. Ce dispositif est constitué d'une part d'une enceinte et d'un système de pompage et d'autre part d'une alimentation spécifiquement conçue pour cette étude. Cette alimentation permet d'une part de produire et d'entretenir une décharge luminescente d'intensité dans la gamme 1 mA - 60 mA, et d'autre part d'imposer une impulsion de courant d'amplitude contrôlée dans le milieu pré-ionisé (décharge glow de faible intensité) et de conduire ainsi à la transition vers l'arc.

Le chapitre 3 présentera les résultats concernant l'évolution structurelle de la décharge aux alentours de la transition. Dans un premier temps, l'étude a débuté dans l'air avec des électrodes à bas point de fusion (cuivre). Les résultats obtenus nous ont poussés, pour des raisons de reproductibilité des résultats et d'érosion des électrodes, à changer de gaz plasmagène (comme indiqué plus haut) et à conduire l'étude dans l'argon. Les résultats obtenus pour diverses pressions d'argon (de 100 mbar à 900 mbar) sont alors présentés pour des électrodes à température de fusion élevée (tungstène) et pour des électrodes en cuivre.

La deuxième partie sera abordée par le chapitre 4 où le dispositif et le protocole expérimental élaboré pour la mesure de température de surface seront décrits. La méthode expérimentale qui met en œuvre une caméra infra rouge à faible temps d'exposition, de même que les travaux de calibration nécessaires, seront présentés. Les précautions prises, les difficultés rencontrées ainsi que les limitations de la méthode et du système employé sont présentées.

Dans le chapitre 5, nous présenterons les résultats obtenus à l'aide du dispositif présenté précédemment. Nous nous attarderons plus particulièrement sur le cas d'arcs dans l'air dont l'intensité du courant est assez élevée (de 15 à 150 A) sur des électrodes en cuivre. Une seconde méthode de mesure est présentée, utilisant le dispositif décrit au chapitre 2. Elle permet de proposer des mesures de température de surface pour des arcs de plus faible intensité dans l'air comme dans l'argon. La validité de cette méthode sera discutée.

Enfin, dans le chapitre 6, par une approche de type problème inverse, une estimation du bilan de puissance sera effectuée à l'aide d'une part des résultats obtenus au chapitre 5 et d'autre part au moyen d'un modèle thermique 2D.

Pour finir, une conclusion présentera les principaux résultats obtenus au cours de ce travail, mais également mettra en évidence les prolongements immédiats de cette recherche. Des perspectives de plus long terme seront également proposées.



# CHAPITRE 1 : Rappel bibliographique sur la transition glow / arc

## 1. Introduction

L'objectif de ce travail de thèse est de mieux comprendre les phénomènes physiques conduisant une décharge électroluminescente vers un arc électrique. La décharge électroluminescente et l'arc électrique ont fait l'objet de nombreuses études<sup>1 2 3 4</sup> et ont été largement décrits dans de multiples ouvrages. Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord rappeler les caractéristiques électriques et visuelles d'une décharge électroluminescente qui nous semblent pertinentes pour cette étude. Ensuite, de la même façon nous nous intéresserons aux caractéristiques électriques et visuelles de l'arc électrique. Enfin, nous proposerons un aperçu des principaux travaux qui ont été menés sur le phénomène de transition décharge lumineuse (glow)/arc électrique ainsi que les résultats les plus intéressants qui ont été obtenus.

## 2. Propriétés électriques et visuelles du glow et de l'arc électrique

### *2.1 Décharge électroluminescente ou glow en mode DC*

#### **Gamme de courant et de tension :**

Une décharge électroluminescente, que nous nommerons glow dans toute la suite du manuscrit, est couramment définie électriquement comme une décharge à forte tension et à faible courant. Une représentation schématique de la caractéristique  $U/I$  des différents types de décharge observables est donnée en figure 1.1 sur une large gamme de courant. Cette figure est purement abstraite et ne constitue en aucun cas le résultat d'une expérience mais est une représentation schématique des caractéristiques  $U/I$  de chaque type de décharge, les valeurs indiquées sur cette figure n'ont qu'un caractère indicatif. L'intérêt de cette figure

---

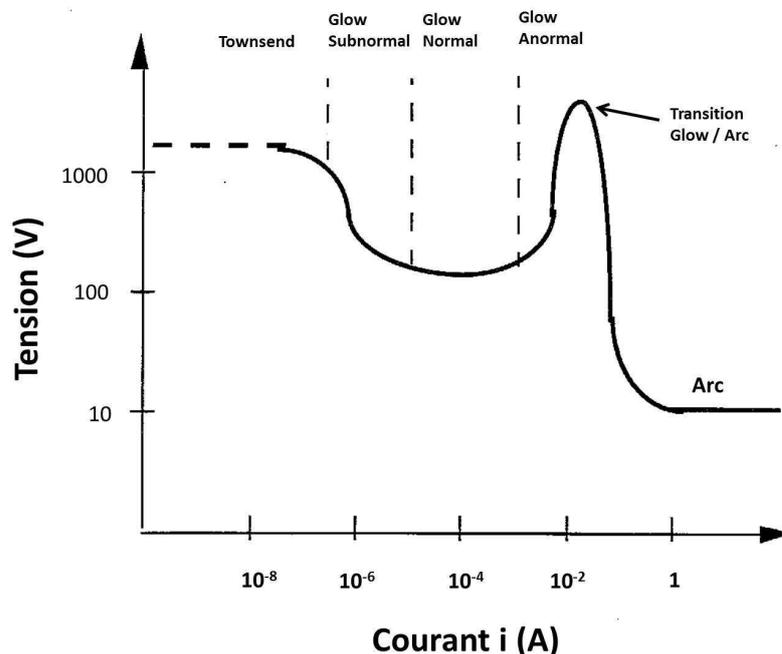
<sup>1</sup> B. Chapman, "Glow discharge processes", 1980, John Wiley and Sons, Inc.

<sup>2</sup> S Vacquié, "L'arc électrique", Eyrolles, 2000

<sup>3</sup> A. Von Engel "Ionized gases", AIP Press, 1994

<sup>4</sup> C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger, R. N. Zare, Plasma Sources Sci. Technol. 2003, 12, pp. 125-138

réside dans le fait qu'elle permet de situer le glow dans le panel des décharges existantes. Les niveaux de courant de ce type de décharge sont de l'ordre du milliampère, de  $10^{-5}$  A à  $10^{-1}$  A environ, et les tensions sont de l'ordre de la centaine de volts, de 100 V à 800 V. Du point de vue du courant, elle se situe entre la décharge de Townsend, qui est une décharge électrique à très faible courant, et l'arc électrique, qui existe pour des courants plus importants. On obtient un glow en imposant entre deux électrodes placées dans une enceinte gazeuse un champ électrique d'une valeur suffisamment importante pour rendre le gaz, préalablement isolant, conducteur. La valeur de champ qu'il faut alors dépasser est connue sous le nom de champ disruptif.



**Figure 1.1** : Caractéristique  $U/I$  des différentes décharges dans la gamme de courant qui nous intéresse

**Remarque** : La valeur du champ disruptif (ou de la tension disruptive) d'un gaz est régie par la loi de Paschen. La figure 1.2 montre quelques valeurs de tension disruptive en fonction du produit pression-distance inter-électrode dans plusieurs gaz. Cette loi dit que le champ disruptif d'un gaz est fonction du produit de la pression et de la distance inter-électrode et qu'il existe une valeur de ce produit pour laquelle la valeur du champ disruptif est minimum. C'est à partir de cette considération que l'on peut dimensionner l'alimentation électrique d'un dispositif visant à générer des décharges de type glow.

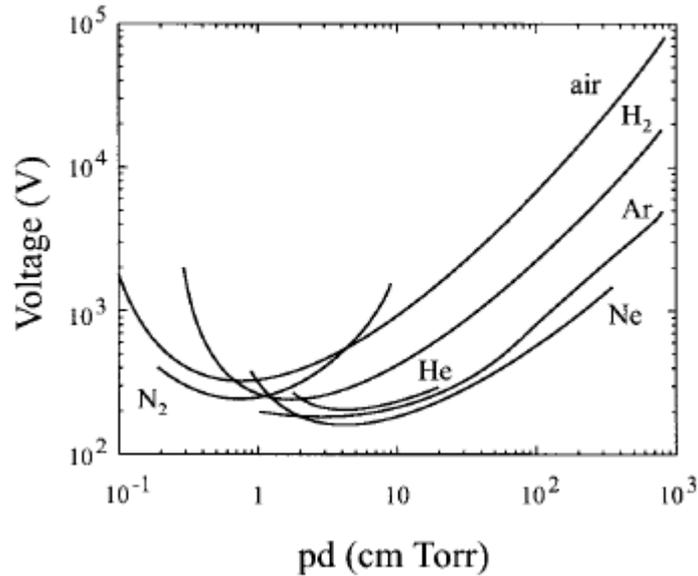


Figure 1.2 : Courbe de Paschen pour différents gaz

### Colonne et pieds de décharge de glow :

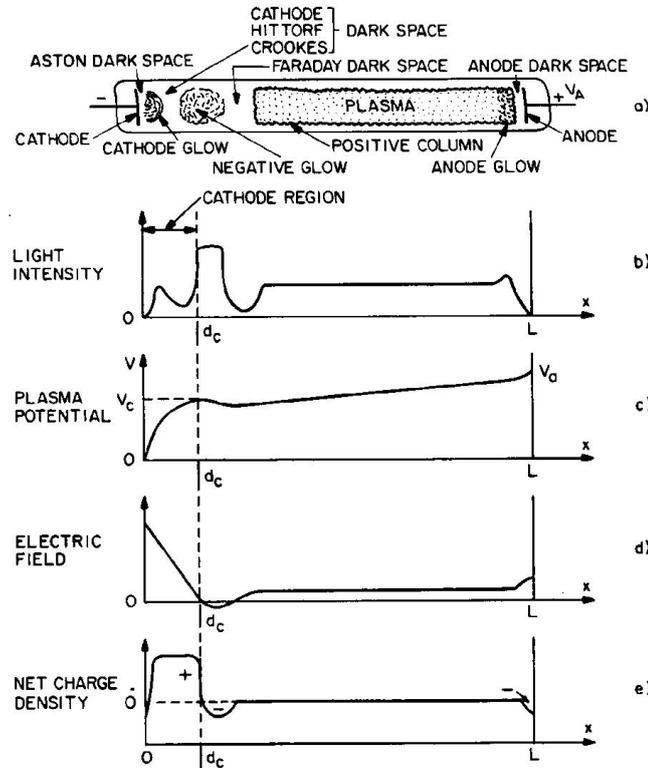
L'architecture d'une décharge de glow est présentée sur la figure 1.3 (extraite de<sup>1</sup>). La structure d'un glow se décompose en plusieurs zones successivement sombres et lumineuses. Ces zones sont succinctement décrites et quelques-unes de leur propriétés telles que le champ électrique, les densités électroniques et ioniques ou encore la densité de charge sont précisées suivant l'axe de la décharge. Il faut noter que l'ensemble de ces sous-structures ne sont observables que pour des faibles valeurs de pression, de l'ordre de 1 torr<sup>5</sup>. Pour des valeurs de pressions plus élevées, on n'observe plus que la colonne positive décrite sur la figure 1.3. Celle-ci occupe alors la majorité de l'espace inter-électrode. La colonne positive du glow possède un champ électrique relativement faible, mais suffisant pour que le taux de production de paires ions/électrons compense les pertes qui sont essentiellement dues à la diffusion radiale des charges dans la colonne.

D'un point de vue optique, cette colonne positive présente une structure de raies<sup>6</sup>. En effet, la colonne de décharge possède une couleur caractéristique du gaz dans lequel elle a lieu (voir figure 1.4). Quelques exemples de couleur sont donnés dans le tableau 1.1. La majorité des photons créés dans ce type de décharge provient de la désexcitation des molécules du gaz (atomes dans le cas de l'argon) vers un état énergétique inférieur. La différence d'énergie résultante qui correspond à l'énergie des photons émis ne peut prendre que des valeurs

<sup>5</sup> D. Staack, B. Farouk, A. Gutsol and A. Fridman, Plasma Sources Sci. and Tech., 2005, 14, pp. 700-711

<sup>6</sup> A.A.Garamoon, A.Samir, F.F.Elakshar, E.F.Kopt, Plasma Sources Sci. And Tech., 2003, 12, pp. 417-420

discrète et de ce fait, présente un spectre de raie avec une couleur caractéristique de chaque gaz considéré. La luminosité de la colonne de glow est assez diffuse lorsque la pression est faible et peut devenir légèrement plus importante pour des pressions plus grandes (de l'ordre de 1 atm).



**Figure 1.3 :** Architecture d'une décharge de glow et représentation de l'intensité lumineuse, du potentiel plasma, du champ électrique et de la densité de charge nette en fonction de la position dans l'espace inter-électrode, extraite de<sup>1</sup>

Gaz	Néon	Argon	Oxygène	Azote
Couleur	Rouge - orange	Violet – bleu	Violet	Violet - bleu

**Tableau 1.1 :** Quelques exemples de couleurs de colonne positive dans différents gaz.

Concernant les pieds d'une décharge de glow, une photographie de décharge est présentée sur la figure 1.4. Les pieds anodiques et cathodiques possèdent chacun leur structure. Le pied anodique est relativement concentré tandis que le pied cathodique est étalé et occupe une surface importante de la cathode. La densité de courant au niveau du pied cathodique est assez peu élevée (de 0,1 à 10 A.cm<sup>-2</sup>) et le pied cathodique occupe une surface relativement importante (surface au moins égale à 1 mm<sup>2</sup>).



**Figure 1.4** : Image d'un glow atmosphérique dans l'air extraite de Staack *et al.* <sup>5</sup>. Cathode en bas, anode en haut, distance inter-électrode de 1 mm.  $U = 505$  V.  $I$  de l'ordre de 1 mA.  $P = P_{atm}$

### **Mécanisme de création de charges :**

Le glow est une décharge dite à cathode froide. Le mécanisme principal d'émission électronique est l'émission secondaire d'électrons. Ce type d'émission est essentiellement dû au bombardement ionique de la cathode mais également aux photons incidents ou encore à l'impact d'atomes excités sur la surface cathodique. L'émission secondaire d'électrons provenant du bombardement ionique est caractérisée par un facteur  $\gamma$  qui est égal au rapport du nombre d'électrons émis sur le nombre d'ions positifs incidents, les valeurs de  $\gamma$  sont différentes pour chaque métal. On parle alors de décharge auto-entretenu lorsque le nombre de paires électrons/ions créées est supérieur à  $M = 1 + 1/\gamma$ . Les ions arrivant sur la cathode possèdent une énergie cinétique trop faible pour pouvoir arracher directement les électrons du métal. D'après Hagstrum<sup>7</sup>, la présence d'ions à une distance de quelques angströms de la surface permet des interactions entre l'ion incident et les électrons de la bande de conduction du métal qui peuvent conduire à une émission électronique (par transition résonante, par des mécanismes de neutralisation de type Auger ou encore par effet tunnel).

### **Plasma dans la colonne :**

Le milieu gazeux après claquage est un plasma dont le taux d'ionisation est faible, de l'ordre de  $10^{-4}$ . Dans une décharge de glow, l'essentiel de la conduction est assuré par les électrons. Les électrons sont beaucoup plus énergétiques que les ions et on dit alors que la décharge est hors équilibre thermodynamique local. Pour décrire ce type de décharge, il est courant de résoudre les premiers moments de l'équation de Boltzmann en faisant certaines

<sup>7</sup> H. D. Hagstrum, Phys. Rev. 89, 244, 1953

approximations. Les équations résultantes sont l'équation de conservation de la masse ainsi que l'équation de transfert de la quantité de mouvement et aussi l'équation de conservation de l'énergie auxquelles il faut coupler l'équation de Poisson.

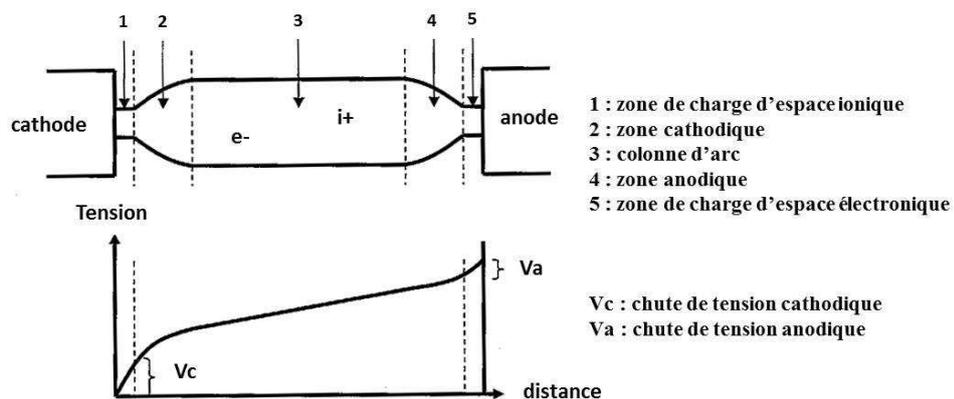
## 2.2 Arc électrique en mode DC

### Gamme de courant et de tension :

A contrario d'une décharge de *glow*, l'arc électrique est une « décharge » à faible tension (de l'ordre de quelques dizaines de volts) et à fort courant (à partir de 1 A) comme on peut le voir sur la figure 1.1 où elle se situe le plus à droite.

### Colonne et pieds d'arc :

L'architecture de la colonne d'arc est moins complexe que celle du glow. Une représentation schématique en est donnée sur la figure 1.5. Sur cette figure, on peut voir que l'arc se divise en trois régions principales qui sont les gaines cathodique (zones 1 et 2) et anodique (zones 4 et 5) et la colonne d'arc (plasma). Intéressons-nous d'abord aux zones cathodique et anodique. Ces zones (ou gaines) présentent une chute de tension importante (relativement à la chute de tension totale entre les électrodes). L'accumulation des ions extraits de la colonne d'arc crée une charge d'espace devant la cathode qui renforce le champ électrique. Ce champ électrique est nécessaire pour extraire les électrons du métal. De la même manière, une charge d'espace électronique est présente devant l'anode.



**Figure 1.5 :** Représentation schématique de l'arc électrique avec les chutes de tension correspondantes aux zones de la colonne d'arc

La colonne d'arc est reliée à la cathode par un spot. Ce spot est le siège d'une densité de courant très intense. En général cette forte densité de courant dans le spot cathodique se traduit par la présence de cratères dus à la fusion et à l'évaporation du matériau d'électrode. Les valeurs de densité de courant dans le pied cathodique sont dans la gamme  $10^8 - 10^{12} \text{ A/m}^2$ . Ce point sera repris en détail plus loin (chapitre 6).

### **Mécanisme de création de charges :**

La différence fondamentale avec la décharge de *glow* se situe dans les mécanismes d'émission d'électrons. En effet, le mécanisme de production d'électrons est un mécanisme de type émission thermo-ionique ou par effet de champ. Le premier type d'émission est caractéristique des électrodes pouvant atteindre des températures élevées (type tungstène, WThO<sub>2</sub>, Hf...). Il ne nécessite pas la présence d'un champ électrique extrêmement intense ( $10^7 \text{ V/m}$ ) devant la cathode. L'émission électronique résulte d'une augmentation de l'énergie des électrons dans le métal qui peuvent alors « sortir » du métal en passant majoritairement « au-dessus » de la barrière de potentiel présente devant l'électrode.

Le second type d'émission est quant à lui propre aux électrodes dites à bas point de fusion (Cu, Ag, Al, ...) et s'accompagne de la présence d'un champ électrique localement très intense devant la surface de la cathode (de  $10^8 - 10^9 \text{ V/m}$  (voire plus)). L'émission électronique résulte alors d'un abaissement et d'un « amincissement » de la barrière de potentiel ce qui permet aux électrons de la traverser par effet tunnel. La gaine formée entre la zone de charge d'espace et la surface cathodique est appelée gaine cathodique et est le siège d'une forte accélération des électrons sous l'effet du champ électrique intense. C'est cette accélération qui permet aux électrons d'acquérir une énergie suffisante pour ioniser les neutres du gaz.

### **Plasma d'arc :**

Une propriété fondamentale de l'arc électrique est que les ions et les électrons du plasma de la colonne se trouvent en équilibre thermodynamique local. Ceci traduit le fait que les électrons et les ions ont des énergies voisines. Ainsi, les interactions entre les ions et les électrons sont très nombreuses du fait de la densité de charges. Les électrons ont alors une grande probabilité d'interaction avec les ions notamment en se recombinant (lorsque la pression est élevée) ou en subissant un ralentissement (« Bremsstrahlung ») au voisinage des ions. L'excédent d'énergie perdue par les électrons lors de ces interactions se traduit par

l'émission de photons. La distribution des énergies des électrons étant continue, le spectre énergétique des photons réémis (qui correspond à l'excédent d'énergie perdu par les électrons) est continu et il contient toutes les longueurs d'ondes du visible et s'étend aussi dans les IR et les rayons X. Ceci explique la couleur blanche de la colonne. La colonne d'arc présente également une forte luminosité due aux grands nombre d'interactions conduisant à la génération de photons, qui s'explique par le fort taux d'ionisation présent dans la colonne d'arc, de l'ordre de  $10^{-1}$ .

**Remarque :** Pour ce qui est de décrire mathématiquement un glow et un arc, les équations qui décrivent les particules chargées dans les différents régimes découlent de l'équation de Boltzmann. Dans chaque régime, la résolution de cette équation n'est possible qu'en faisant des approximations judicieuses qui ne sont valables que pour un régime de décharge considéré. Dès lors, décrire mathématiquement le phénomène de transition d'un glow vers un arc électrique est extrêmement complexe. Une approche expérimentale de cette étude semblait donc s'imposer d'elle-même.

### **3. Le phénomène de transition d'un glow vers un arc électrique**

Dans la littérature, il est généralement admis que la transition d'un glow vers un arc électrique se produit de la façon suivante : à partir d'un glow, l'augmentation du courant de la décharge de glow se traduit par l'augmentation de la surface occupée par la décharge sur les électrodes. Lorsque la totalité de la surface d'électrode est occupée par la décharge, alors une augmentation du courant se traduit par une augmentation de la densité de courant dans le pied de la décharge. La densité de courant continue de croître jusqu'à atteindre une valeur critique qui est censée correspondre à l'apparition de l'arc. Cette représentation ne permet pas d'expliquer toutes les observations qui ont pu être faites par les différents auteurs qui l'ont étudiée. Dans cette partie, nous proposons un aperçu des principaux résultats obtenus. Il est important de noter la variété des approches et des observations et en conséquence la difficulté à proposer une synthèse bien organisée.

Dans un premier temps, nous rappellerons plusieurs travaux proposant des explications phénoménologiques de la transition et des observations de la transition. Dans un second temps, nous présenterons d'autres travaux concernant la caractérisation électrique et la dynamique de la transition. Par ailleurs, nous ne présentons pas dans ce chapitre de travaux

concernant la modélisation du phénomène de transition. Quelques-uns de ces travaux seront évoqués dans le cadre des perspectives.

### **Approche phénoménologique et observation de la transition :**

En 1938, Fan<sup>8</sup> a étudié les phénomènes de transitions glow-arc sur des décharges dans plusieurs gaz, l'air, l'oxygène et l'azote à une pression égale à 1 atm ainsi que dans l'hydrogène pour des pressions allant de 1 à 13 atm, avec des électrodes en cuivre. En refroidissant les électrodes de façon à ce que l'émission thermo-ionique soit négligeable, il a proposé que seule l'émission par effet de champ au niveau de petites irrégularités de surface avait lieu dans ces cas-là. De plus, Fan exprime qu'**il n'existe pas de valeur minimale du courant pour laquelle les transitions apparaissent**, puisque l'intensité du champ au niveau de la surface de la cathode est déterminée par la charge d'espace, qui elle-même dépend de la densité de courant ; pour lui, le paramètre critique est donc la densité de courant et non l'intensité elle-même. Il a également mis en évidence une **augmentation de la fréquence des transitions** avec le temps, ainsi qu'**avec une augmentation du courant** qui semble traduire le rôle de la surface d'électrode occupée par le pied de la décharge. Finalement, l'observation de perturbations dans les décharges au niveau de la cathode est pour lui une preuve de l'importance des phénomènes se produisant à la cathode dans les phénomènes de transition.

En 1959, Westberg<sup>9</sup> a montré qu'à basse pression la TGA non-thermique ( $T < 1000$  °C dans ce cas) lors d'une augmentation de courant dans la décharge, dans un long tube ( $>30$  cm) commence avec le passage extrêmement rapide (de l'ordre de  $10^{-9}$  s) d'une **impulsion de lumière intense de la cathode vers l'anode**, avec ensuite un second front lumineux ("RAP" Return Arc Plasma) faisant le chemin inverse. Derrière le second front, la luminosité continue à augmenter jusqu'à atteindre un maximum dans tout le volume du tube (ce qui signifie d'après lui que l'on a un arc). Une augmentation rapide du courant émis au niveau de la cathode (dans le cas où la pression est suffisamment faible  $P < 2$  torr) coïncide avec le départ de l'impulsion initiale, pendant que, dans le gaz, une onde de potentiel se propage rapidement vers l'anode en compagnie de l'impulsion initiale de lumière.

En fait, au niveau de la cathode il y a création soudaine d'une très haute émissivité à la cathode interprétée comme étant une éjection d'électrons très intense et sur un temps tellement court (de l'ordre de  $10^{-9}$  s) qu'il y a création d'une onde d'ionisation ("ionizing potential space wave"), due à la distorsion du champ électrique au niveau de la zone cathodique plutôt qu'une

---

<sup>8</sup> H.Y.Fan, Physical Review, 1939, vol.55, pp. 769-775

<sup>9</sup> R.G. Westberg, The Physical Review, 1959, vol.114, n°1, pp. 1-17

simple augmentation de la conductivité par les processus normaux d'ionisation. Il y a alors une disparition de la grande chute de tension cathodique du glow. Le tube est alors constitué d'un plasma d'arc et d'un plasma de décharge luminescente. Dans la zone entre ces deux plasmas, il y a une région de très fort champ qui contient à la fois des électrons très rapides et des électrons lents qui proviennent eux des collisions ionisantes. La propagation de l'onde va se faire ensuite par conduction de proche en proche avec une vitesse qui diminue quand on se déplace de la cathode vers l'anode. Il est à souligner que dans une certaine gamme de pressions, Westberg dit que le processus **de photo-ionisation peut augmenter la vitesse de propagation** de l'onde et donc devient important dans le phénomène de la TGA. Quand l'impulsion initiale arrive au niveau de l'anode, l'augmentation du taux d'ionisation et du champ se fait très rapidement dans cette région.

Le front de lumière retour "RAP" est cette région de champ intensifié qui se propage vers la cathode avec des vitesses souvent supérieures à celles de l'impulsion initiale. Il permet d'amplifier le phénomène d'ionisation créé par l'impulsion initiale et neutralise la charge négative laissée dans le gaz de telle sorte que quand il atteint la cathode, le courant d'arc puisse commencer à augmenter par les processus conventionnels. Le RAP crée donc les conditions nécessaires à l'augmentation du courant dans l'arc. Une fois que le RAP a atteint la cathode le courant commence à augmenter jusqu'à l'homogénéisation de la colonne de l'arc et qu'elle devienne plus conductrice. La TGA apparaît donc comme un flash très brillant, remplissant le tube entier même ce qui était l'espace sombre de Faraday dans le glow.

Selon Westberg aussi, **soit les imperfections, soit les impuretés, soit les oxydes présents à la surface de la cathode seraient responsables de l'initiation de la TGA.** D'après ses expériences, une très fine couche d'oxyde isolante ( $10^{-5}$  cm d'épaisseur avec un champ électrique pouvant aller jusqu'à  $10^8$  V.cm<sup>-1</sup>) chargée à sa surface par les ions positifs provenant de l'espace sombre cathodique et ayant une énergie d'environ  $10^3$  eV, va pouvoir, grâce à l'émission par effet de champ, émettre de l'ordre de  $1,6 \cdot 10^{12}$  à  $16 \cdot 10^{12}$  électrons.cm<sup>-2</sup> (ou moins selon la pression) dans la zone cathodique. Le faisceau d'électrons ainsi produit va venir par ionisation amplifier et étendre le phénomène, provoquant alors le pulse brillant et mobile caractérisant la transition. Tout ce qui précède a été réalisé entre autre avec une cathode en tungstène et du N<sub>2</sub> mais pour des pressions inférieures à 3 torr. D'après l'auteur, il semble que la transition soit initiée par une bouffée d'électrons à la cathode (correspondant à une augmentation du courant importante dans des temps allant de 2 à 10 ns). Ceci se traduit par l'envoi d'une onde lumineuse de la cathode vers l'anode avec des vitesses allant de  $5 \cdot 10^8$

à  $8 \cdot 10^9 \text{ cm.s}^{-1}$  et qui dépend de la pression, de la tension et du type de gaz. Enfin, ils observent à l'anode le retour d'un front lumineux (RAP) vers la cathode avec des vitesses allant de  $10^8$  à  $10^9 \text{ cm.s}^{-1}$ .

Ces deux ondes sont accompagnées de variations de la distribution du potentiel plasma dans le tube et des variations de la luminosité. Ils expliquent la transition comme un phénomène initié par un soudain claquage de la couche d'oxyde sur la cathode dû au bombardement ionique causant la bouffée d'électrons de départ. Ces électrons accélérés par le champ électrique se déplacent à des vitesses essentiellement déterminées par la chute de tension cathodique. L'explication de l'auteur concernant l'initiation de la TGA ne permet pas de déterminer la cause de ce soudain claquage de la couche d'oxyde. De même, il ne propose pas d'explication sur les valeurs très élevées des vitesses de propagation des fronts lumineux. Bien que l'étude porte sur la transition glow /arc, les vitesses de propagations laissent penser qu'il s'agit de la propagation d'un streamer, phénomène qui trouve son origine dans la propagation d'une onde d'ionisation sous l'effet de son propre champ électrique. Or, un streamer est une décharge qui se produit dans un milieu non-ionisé. L'auteur suggère alors ici que la transition d'un glow vers un arc électrique se fait à partir d'un streamer (dans un milieu déjà ionisé), soit un glow en régime filamentaire, qui conduit ensuite à l'arc. Les vitesses dont il est question ici ne peuvent être celles de création de l'arc qui est le résultat de phénomènes notamment thermiques, dont la cinétique est plus faible.

En 1984, Akiyama *et al.*<sup>10</sup> se sont intéressés à la TGA dans les lasers CO<sub>2</sub> à pression atmosphérique. Ils considèrent que les phénomènes de TGA sont dus au dépassement d'une valeur critique de densité d'énergie dans la colonne. Ils ont observé avec une caméra « streak » l'évolution de la TGA. Les images obtenues semblent montrer lors de la TGA la **progression d'un filament**, qu'ils nomment arc, **qui part de la cathode**. Ils ne proposent cependant aucune mesure permettant de mettre en évidence le fait que ce filament soit un arc et ne proposent aucune explication concernant le sens et la vitesse de propagation de ce filament (dont ils ignorent complètement l'ordre de grandeur).

En 1965, Szelenyi<sup>11</sup> s'est intéressé à l'étude de décharges, et plus précisément la TGA, dans l'argon à 500 torrs pour des températures élevées de la cathode (de 2000 à 3000°C). Les mesures ont été effectuées dans l'argon, le krypton et l'azote pour des géométries pointe-plan des électrodes (tungstène). Il relève les caractéristiques courant-tension pour différentes

---

<sup>10</sup> H Akiyama, T Takamatsu, C Yamabe and K Horii J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 17, 1984, pp. 1014-1017

<sup>11</sup> T. Z. Szelenyi, Brit. J. Appl. Phys., 1966, Vol. 17, pp. 345-356

valeurs de températures de la cathode chauffée indépendamment de la décharge. Il observe trois formes de caractéristiques différentes correspondant à des zones de températures de la cathode que l'on retrouve sur la figure 1.6 extraite de son article et qui propose différentes caractéristiques U/I pour diverses valeurs de la température de la cathode.

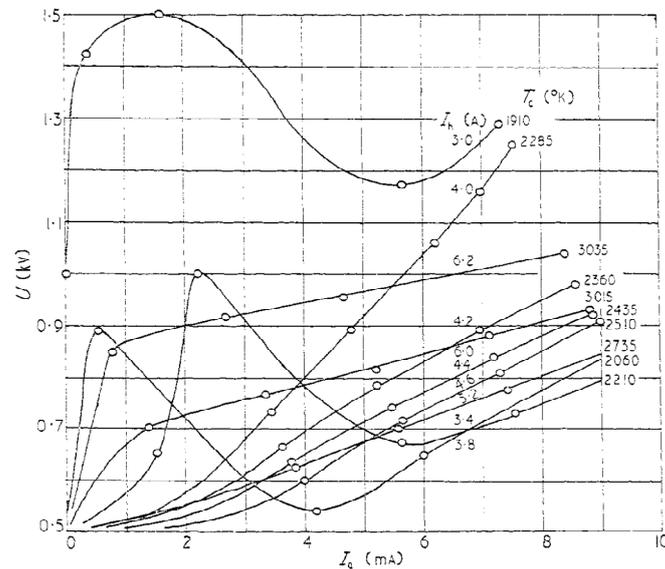


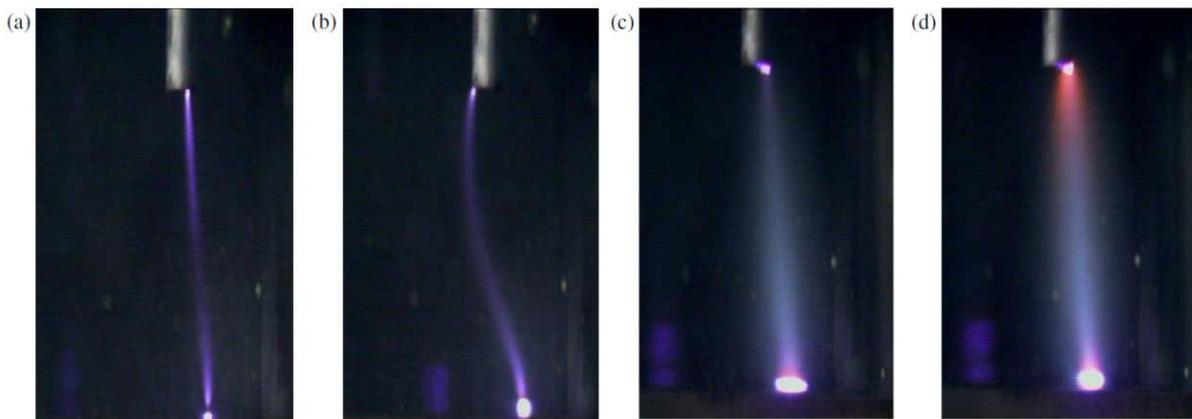
Figure 1.6 : Caractéristiques U/I pour diverses valeurs de la température de surface, extraite de Szelenyi<sup>11</sup>

Il explique les pentes négatives de ces courbes comme correspondant à la coexistence d'un arc et d'un glow. Il ne fait pas de plus amples explications à ce sujet. D'après cette étude, les décharges dans un gaz à pression moyenne (env. 500 torr) avec des cathodes chaudes sont influencées par deux phénomènes, la charge d'espace liée à l'émission thermo-ionique et la convection du gaz. Si la charge d'espace existante est trop faible pour être significative, alors la décharge est soit un glow, soit un arc. Par contre la présence d'une charge d'espace peut entraîner la **coexistence d'un glow et d'un arc**. Cette charge d'espace est alors assimilée à une cathode virtuelle. Il remarque également que si le déplacement des ions est contraire au sens de convection du gaz alors il en résulte une diminution du courant de la décharge. Cet effet ne peut être pris en compte que lorsque la convection est importante et le courant de décharge assez faible.

En 1976, A.J. Holmes<sup>12</sup> a étudié la transition d'une décharge de glow anormal vers une décharge d'arc vapeur à basse pression. Il est question de développer une théorie pour décrire cette transition en s'appuyant sur la description de la non-uniformité de la densité du gaz dans la région de la chute de tension cathodique (résultant de transferts d'énergie

<sup>12</sup> A J T Holmes, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 9, 1976, pp. 537-545

cinétique suite aux collisions). Les électrodes sont en mercure (liquide) et le gaz de décharge est constitué de xénon et de vapeur de mercure et la densité du gaz est de l'ordre de  $10^{22}$ - $10^{23}$   $m^{-3}$ . Le travail consiste à étudier l'influence de la densité du gaz sur la tension de décharge et sur la densité de courant et de sortir un modèle en accord avec les mesures expérimentales. Ils créent une décharge de glow à 10 kV et envoient une impulsion d'une durée de 500  $\mu s$ . Ils relèvent alors la tension et la densité de courant à la transition en fonction de la densité de gaz pour le xénon et pour la vapeur de mercure. Il ressort que les tensions sont similaires pour les deux gaz tandis que la densité de courant est 90 fois plus importante pour le xénon (mais elle augmente linéairement avec la densité de gaz pour les deux cas). Le fait qu'il utilise des électrodes de mercure et qu'il travaille à basse pression lui permet de dire que ce n'est pas l'émission à effet de champ qui est la cause de la transition. Il pense que la cause de **l'instabilité de l'émission électronique entraînant la TGA est la non-uniformité de la densité du gaz dans la région de chute cathodique.**



**Figure 1.7:** Exemple de structure de glow pour différents courants (6 mA à 30 mA), extraite de Staack *et al.*<sup>5</sup>

Fridman *et al.*<sup>13</sup> expliquent que la TGA se divise en deux étapes : une première étape de **contraction et de thermalisation de la décharge** résultant du chauffage des neutres et une deuxième étape de **chauffage de la cathode qui conduit à un changement d'émission électronique** qui passe d'une émission secondaire à une émission thermo-ionique. Par ailleurs, Staack *et al.*<sup>5</sup> précisent que les instabilités thermiques de la décharge peuvent être empêchées si le temps de résidence du gaz est faible en comparaison du temps de chauffage de celui-ci. Sur la figure 1.7 extraite de leur article on peut observer la structure d'une

<sup>13</sup> Fridman A and Kennedy L A 2004 *Plasma Physics and Engineering* (New York: Taylor and Francis eds)

décharge entre deux électrodes pour différentes valeurs de courant allant de 6 mA à 33 mA espacées de 8 mm. Ils observent par ailleurs une augmentation de la taille du pied cathodique avec le courant ainsi qu'une **vaporisation du matériau d'électrode au niveau de l'anode** pour la valeur de courant la plus élevée bien que la décharge ne transite pas à l'arc électrique.

### Caractérisation électrique et dynamique de la transition :

En 1991, Saiepour *et al.*<sup>14</sup> ont étudié la TGA pour des électrodes de cuivre dans l'air à pression atmosphérique pour des distances inter-électrodes de quelques millimètres. Ils ont effectué des relevés courant tension lors de transitions et obtenu les caractéristiques  $U/I$  présentées sur la figure 1.8. Ils ont ainsi mis en évidence la coexistence de glow ( $U_{glow}$  de l'ordre de 400 V) et d'arcs ( $U_{arc}$  dont la valeur est comprise entre 100 V et 50 V) pour des mêmes valeurs de courant. Ils ont montré **l'existence de TGA pour des courants de l'ordre de 100 mA à 800 mA** et des distances inter-électrodes de quelques millimètres. Ils ont mesuré des transitions peu fréquentes dans ces conditions (une toutes les 20 minutes) pour les valeurs faibles de courant et plus fréquentes lorsque l'on considère les valeurs les plus importantes de courant. **La durée des TGA est de l'ordre de 100  $\mu$ s**. Par ailleurs ils ont observé une gamme de courant sur la caractéristique  $U/I$  sur la figure 1.8 où l'on observe uniquement des arcs temporaires.

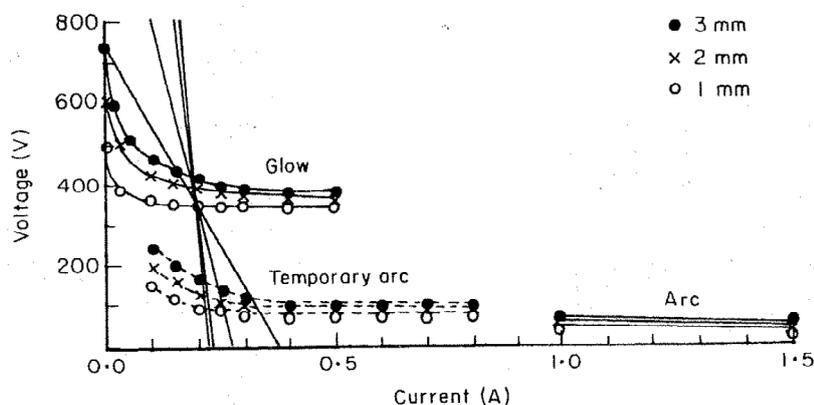


Figure 1.8: Caractéristique  $U/I$  extraite de Saiepour *et al.*<sup>14</sup>

En 1953, Gambling *et al.*<sup>15</sup> ont eux aussi relevé des caractéristiques  $U/I$  dans l'air à pression atmosphérique pour des électrodes de cuivre. Contrairement à Saiepour *et al.*, ils n'ont pas observé de gamme de courant pour laquelle coexistent de façon équilibrée un glow

<sup>14</sup> M.Saiepour, J.E. Harry, Int. J. Electronics, 1991, vol.70, n°2, pp. 459-465

<sup>15</sup> W.A. Gambling, H. Edels, British Journal of Applied Physics, vol. 5, 1954, pp. 36-39

et un arc. Ils relèvent des valeurs de champ dans la colonne allant de  $1540 \text{ V.cm}^{-1}$  à  $86 \text{ V.cm}^{-1}$  pour une décharge de glow et de  $135 \text{ V.cm}^{-1}$  pour l'arc électrique. Ils n'expliquent cependant pas pourquoi ils trouvent des valeurs de champ qui peuvent être plus élevées dans la colonne d'arc que dans la colonne de glow pour une même valeur de courant. Le fait qu'ils mesurent des tensions d'arcs de l'ordre de 100 V pour des distances inter-électrodes de quelques millimètres n'est également pas discuté.

Plus récemment, en 2003, Watanabe *et al*<sup>16</sup>. se sont intéressés à la transition de glow vers arc dans l'argon entre des électrodes en tungstène thorié. Ils ont observé des transitions sans changement structurel de la colonne de décharge qui reste diffuse en arc. Le seul changement de structure entre le glow et l'arc se situe au niveau du pied cathodique qui apparaît plus concentré pour l'arc. A ce sujet, ils n'ont fourni aucune explication. Par ailleurs **les constantes de temps de transition sont de l'ordre de la centaine de millisecondes voire la seconde**. Nous reviendrons sur leurs observations plus en détail au chapitre 3.

En résumé, les différents résultats présents dans la littérature concernant le phénomène de transition sont très riches et très variés. La plupart des travaux résultent d'une observation des modifications des caractéristiques électriques et structurelles mesurées ou observées en **statique**. Les estimations de constantes de temps liées à la dynamique de transition conduisent à des valeurs très dispersées (plusieurs ordres de grandeur). Plusieurs causes de la transition sont avancées sans pour autant être irréfutablement démontrées et l'influence de paramètres tels que la pression du gaz de décharge est, bien que souvent mentionnée, jamais quantifiée. Par ailleurs certains auteurs observent des gammes de courant pour lesquelles peuvent exister des décharges de glow ou des arcs électriques.

---

<sup>16</sup> S.Watanabe, S.Saito, K.Takahashi, T.Onzawa, J. Phys. D: Appl. Phys. 36, 2003, pp. 2521–2525



# **CHAPITRE 2 : Description du dispositif expérimental mis en œuvre pour l'étude de la transition décharge lumineuse – arc électrique**

## **1. Introduction**

Dans ce chapitre nous allons décrire le dispositif expérimental qui a été mis en œuvre pour l'étude de la transition décharge lumineuse – arc électrique (notée plus loin TGA (pour transition « *glow-arc* »)).

Ce chapitre se décomposera de la façon suivante. Dans un premier temps (paragraphe 2) une description générale des objectifs et un résumé des différentes contraintes auxquelles nous avons été confrontés sont présentés. Une description du dispositif mécanique sera ensuite proposée au paragraphe 3. L'alimentation électrique élaborée au LGEP sera décrite au paragraphe 4. Les différents modes de fonctionnement de cette alimentation ainsi que les avantages et limitations de ce dispositif seront présentés. L'instrumentation mise en œuvre est présentée enfin au paragraphe 5 qu'il s'agisse des sondes de tension ou de courant ou des différentes caméras utilisées. Quelques exemples de résultats préliminaires seront présentés en guise d'illustration au paragraphe 6.

## **2. Généralités : objectifs et contraintes**

L'objectif poursuivi lors de la conception de l'expérience était de permettre l'étude de la transition glow – arc électrique en fonction de divers paramètres tels que :

- la valeur de la distance inter-électrode,
- la nature des électrodes,
- la forme des électrodes (géométrie et dimensions),
- l'état de surface des électrodes,
- la nature du gaz plasmagène,
- la pression du gaz plasmagène.

Plusieurs types de contraintes sont apparues, certaines d'ordre mécanique, d'autres d'ordre électrique et enfin certaines relatives au problème de l'instrumentation. Les principales contraintes d'ordre « mécanique » étaient les suivantes :

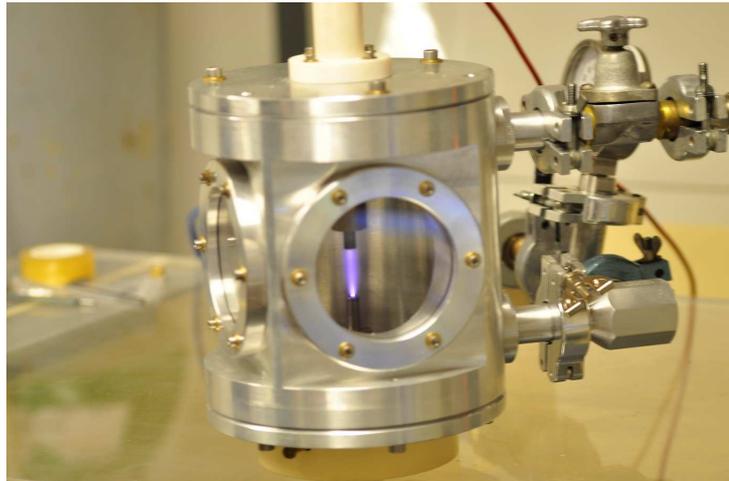
- avoir un système souple d'emploi qui permet aisément de changer la nature et la pression du gaz plasmagène ainsi que la nature et la géométrie des électrodes,
- avoir un contrôle simple de la distance inter-électrode,
- pouvoir observer facilement la décharge réalisée dans l'enceinte à l'aide de deux caméras : une caméra rapide et une caméra infrarouge. Ce dernier point nécessite de pouvoir placer la caméra derrière un hublot mais néanmoins proche de la zone à observer (à une distance de l'ordre de 6 à 15 cm des électrodes) afin d'optimiser la résolution spatiale de la caméra.

Les contraintes d'ordre « électrique » étaient les suivantes :

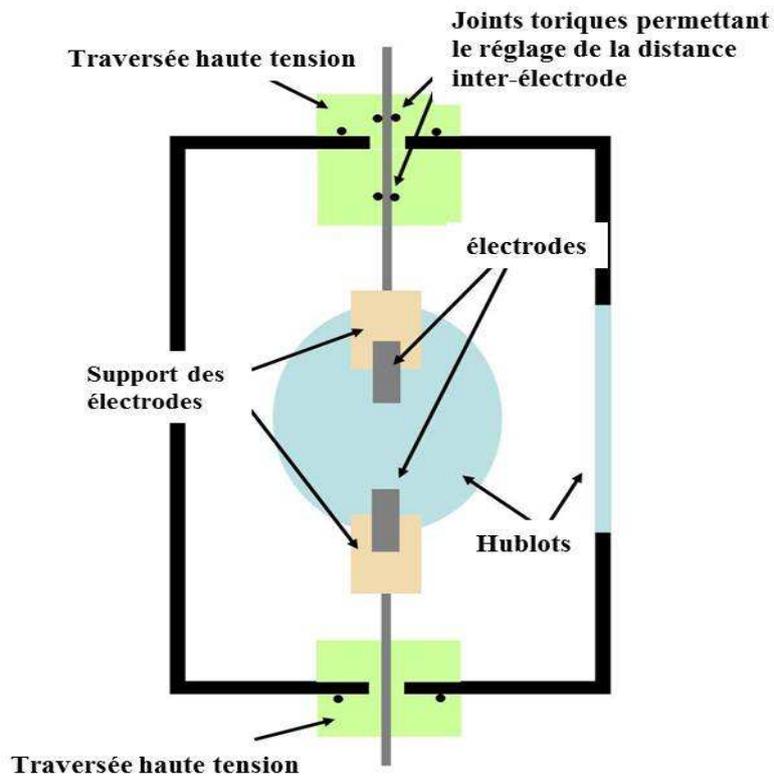
- pouvoir amorcer facilement la décharge sans dégrader les surfaces des électrodes,
- pouvoir créer une décharge en régime stationnaire avec une intensité la plus élevée possible,
- pouvoir créer une décharge pulsée afin de pouvoir augmenter l'intensité nettement au-delà de la valeur obtenue en régime stationnaire et ainsi pouvoir plus aisément provoquer une transition vers l'arc.

### **3. Description de la partie mécanique du dispositif**

Une photographie de l'enceinte réalisée au LGEP est présentée sur la figure 2.1. De même le schéma de principe de l'enceinte est donné sur la figure 2.2. Cette enceinte est une pièce massive en inox de forme cylindrique, d'une contenance de 2,6 L ( $h = 150$  mm,  $d = 150$  mm). Différents piquages ont été réalisés pour permettre le pompage et contrôler l'injection du gaz. Le réglage de la distance inter électrode se fait en déplaçant la tige qui sert de support à l'électrode supérieure à travers la paroi de l'enceinte. L'étanchéité (assurée pour un vide de l'ordre de 1 mbar) est obtenue à l'aide de deux joints toriques placés le long des tiges qui autorisent aussi le déplacement de celles-ci tout en préservant une étanchéité satisfaisante de l'enceinte. Ce système simple a donné une grande souplesse au dispositif en évitant d'avoir à ouvrir l'enceinte (pompage, remplissage d'argon ou d'air) pour chaque changement de la distance inter électrode.



**Figure 2.1:** Photographie de l'enceinte à décharge dans laquelle on peut voir une décharge de type luminescente.



**Figure 2.2 :** Schéma de principe de l'enceinte à décharge.

Deux électrodes coaxiales dont la forme et les dimensions peuvent varier sont placées à l'intérieur de l'enceinte. Dans l'étude, on considérera des électrodes cylindriques en cuivre ou tungstène de 6, 20 et 50 mm de diamètre de section droite plane ainsi que des électrodes avec une forme sphérique en extrémité de 6 mm de diamètre. La distance inter-électrodes peut

être ajustée manuellement de 2 mm à 45 mm. Lorsque cette distance est choisie, elle ne peut plus être modifiée durant un essai.

Les gaz plasmagènes utilisés pour l'étude sont l'air ou l'argon sous une pression de quelques mbar à 900 mbar. La plupart du temps, la limite inférieure choisie sera de l'ordre de 100 mbar. De même que pour la distance inter-électrode, la pression ne peut être modifiée durant un essai, excepté de manière non significative par l'échauffement du gaz dû à la décharge.

Deux hublots ont été ajoutés à 90° l'un de l'autre sur l'enceinte pour permettre dans un même temps l'observation de la décharge avec une caméra rapide et une caméra thermique. L'un est en pyrex (qui laisse passer le spectre visible de la lumière, soit 400 nm - 800 nm) et l'autre en CaF<sub>2</sub> (qui laisse passer les infra-rouge dans la gamme de la caméra thermique employée). La transmission du hublot en CaF<sub>2</sub> est présentée sur la figure 2.3. Le diamètre de l'enceinte a été choisi de sorte à pouvoir placer la caméra thermique à une distance égale à sa distance focale, comprise entre 6 et 15 cm selon qu'on utilise ou non l'une ou les deux bagues allonge avec l'objectif de 50 mm. Cependant le diamètre est assez grand pour que la décharge s'établisse entre les électrodes et non entre les électrodes et le corps de l'enceinte. Cependant la caméra placée à une distance égale à sa distance focale est relativement proche du corps extérieur de l'enceinte et étant donné que nous amorçons les décharges par surtension, le risque qu'un arc vienne s'amorcer sur la caméra devient non-négligeable. Pour prévenir tout risque de cette nature, l'enceinte a soigneusement été entourée d'un isolant haute tension durant toutes les mesures faite avec la caméra thermique.

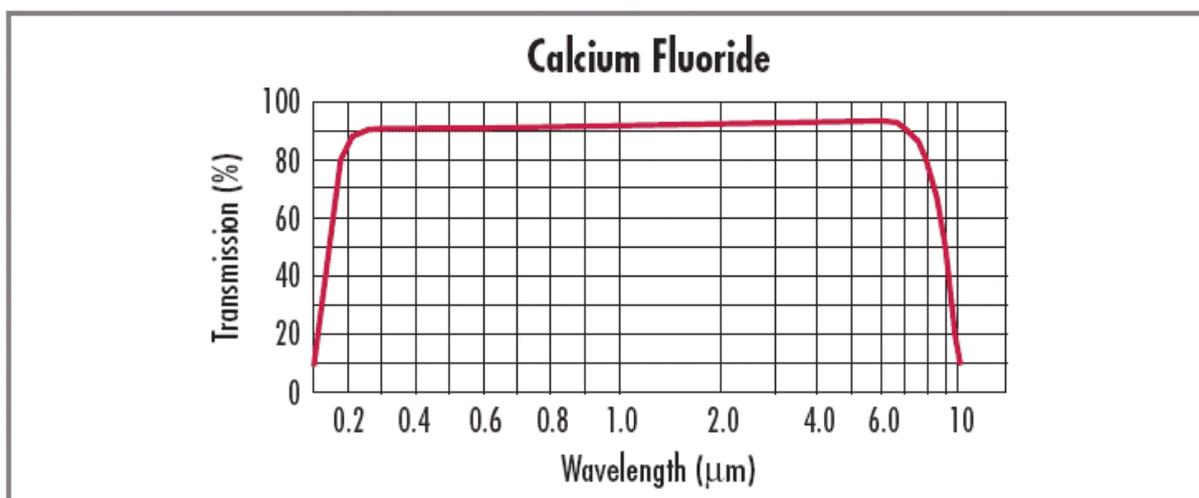


Figure 2.3 : Coefficient de transmission du CaF<sub>2</sub> en fonction de la longueur d'onde.

## 4. Description de la partie « électrique » du dispositif

Nous rappelons tout d'abord les trois contraintes déterminantes dans la conception de l'alimentation électrique : il faut pouvoir amorcer facilement la décharge sans dégrader les surfaces des électrodes, mais aussi créer une décharge en régime stationnaire avec une intensité la plus élevée possible, et enfin pouvoir établir une décharge pulsée afin de pouvoir augmenter l'intensité nettement au-delà de la valeur obtenue en régime stationnaire.

### **Le problème de l'amorçage de la décharge :**

Plusieurs modes d'amorçage étaient possibles chacun ayant ses avantages et inconvénients que nous allons exposer dans les paragraphes suivants.

#### *Amorçage par séparation des électrodes :*

Ce mode d'amorçage présente l'avantage de ne pas nécessiter des tensions trop importantes, cependant, dans ce cas, il aurait fallu concevoir un dispositif d'ouverture capable de le faire en minimisant les vibrations dues au mouvement et en minimisant les « dégâts » faits en surface des électrodes lors de l'ouverture du contact dus à l'explosion d'un pont fondu. Il est très vite apparu qu'il était indispensable et nettement plus simple de travailler dans des conditions statiques de distance inter-électrode. Il convient aussi de proscrire toute vibration afin de pouvoir observer avec netteté la structure de la décharge avec la caméra rapide : toute vibration de quelques microns d'amplitude à une fréquence au moins du même ordre de grandeur que la fréquence d'acquisition de la caméra rapide ne nous permettrait d'obtenir qu'une image floue de la décharge.

#### *Amorçage à l'aide d'un fil explosé placé entre les deux électrodes :*

Ce système présente l'avantage par rapport au précédent d'avoir une distance inter-électrode constante tout en gardant une tension d'alimentation relativement faible. Cependant, là encore, un tel mode d'amorçage dégrade fortement les surfaces d'électrode (il y a un dépôt de fil explosé sur les surfaces) et il nécessite l'installation à chaque essai d'un nouveau fil ce qui est très contraignant quand on travaille en atmosphère contrôlée. De plus l'explosion du fil provoque l'éjection de gouttelettes qui vont se déposer sur les hublots (ce qui impliquerait de les nettoyer fréquemment) et sur les électrodes modifiant ainsi leurs propriétés (rugosité, oxydation...). Nous serions également en présence de particules de métal provenant du fil

dans l'atmosphère gazeuse ce qui ce influencerait de façon non contrôlable les mécanismes de décharge et donc la transition elle-même.

#### *Amorçage par haute tension :*

Cette solution s'avère la moins contraignante du point de vue de la mécanique et la moins dommageable pour les états de surface des électrodes. Cependant elle nécessite la mise en œuvre d'une alimentation électrique plus complexe que pour les cas précédents et présente des risques pour l'instrumentation et notamment pour les caméras utilisées à proximité de la décharge. C'est la troisième solution qui a été assez naturellement adoptée malgré les contraintes d'isolation qui en résultent. L'alimentation conçue au LGEP avait deux fonctions principales : d'une part générer un glow en régime stationnaire et, d'autre part, générer des échelons d'intensités plus élevées afin de faciliter la transition à l'arc.

Le type d'alimentation réalisée s'inspire des travaux de Saiepour *et al.*<sup>17</sup> et de Gouega *et al.*<sup>18</sup>. L'alimentation conçue comporte ainsi deux blocs différents. L'un permet l'amorçage de la décharge, et permet d'entretenir une décharge continue jusqu'à une intensité d'environ 45 mA. L'autre permet d'une part de superposer à la partie continue une composante pulsée et d'autre part peut aussi servir de deuxième alimentation continue permettant ainsi d'augmenter encore la composante continue de la décharge (jusqu'à environ 90 mA).

Le schéma de principe de l'alimentation est présenté sur la figure 2.4. La partie de gauche de l'alimentation concerne l'amorçage et l'alimentation continue de la décharge. La partie de droite concerne l'alimentation pulsée de la décharge.

#### **La génération d'une décharge continue :**

La partie de gauche permet de générer une décharge luminescente en régime stationnaire. Son principe est le suivant : un transformateur permet après redressement (pont de diode) de charger une capacité équivalente de 10  $\mu$ F sous une tension réglable à l'aide d'une résistance variable jusqu'à 15 kV. Lorsque la tension disruptive du gaz est atteinte, on décharge la capacité dans le gaz à travers une résistance qui limite le courant de décharge et vaut 180 k $\Omega$ . Alors que le claquage simple de l'espace inter-électrode ne garantit pas la

---

<sup>17</sup> M. Saiepour and J. E. Harry, *Int. J. Electronics*, 1991, vol. 70, n°2, pp. 467-474

<sup>18</sup> A.M. Gouega, Ph. Teste, R. Andlauer, T. Leblanc, and J.-P. Chabrierie, *Eur. Phys. J. AP*, 2000, 11, pp. 111-122

génération de la décharge, la présence d'une source de puissance disponible assure l'amorçage et l'entretien de la décharge. Une fois l'amorçage réalisé, l'intensité du courant de décharge peut alors être ajustée de quelques milliampères à 45 milliampères à l'aide de la résistance variable. Ce premier ensemble est donc commandé manuellement à l'aide de la résistance variable.

Deux points importants sont à préciser. D'une part, le courant maximal au secondaire du transformateur vaut environ 80 - 100 mA en régime stationnaire. Quelle que soit la valeur de la résistance de décharge nous sommes limités en régime stationnaire par cette valeur. D'autre part, une diode est mise en série après la résistance de décharge afin de « conserver le sens du courant » dans le circuit.

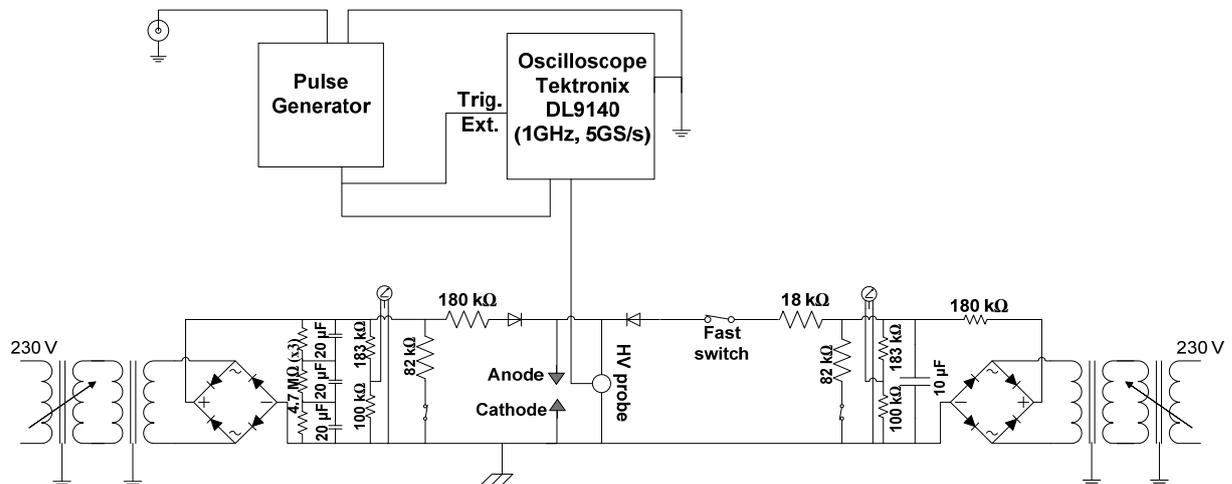


Figure 2.4 : Schéma électrique de l'alimentation

### La génération d'une décharge pulsée :

La seconde partie de l'alimentation, située sur la droite sur la figure 2.4, a une double utilité. Elle permet d'augmenter la valeur de l'intensité du courant de décharge en régime permanent, et elle permet aussi de générer des échelons de courant d'intensité plus élevée. Ceci sera utilisé pour le cas où la transition ne se produit pas lors de la décharge en régime permanent.

Le principe est globalement le même que pour la partie de gauche. Néanmoins, un interrupteur permet de commander la décharge de la capacité alors que la décharge est déjà amorcée. Les intensités des deux bancs s'additionnent alors. Deux types d'interrupteur commandé ont été utilisés selon les besoins en vitesse de commutation. Un interrupteur rapide haute tension (Behlke HTS331-03-LC, 33 kV DC / 30 A pic) capable de commuter en 200 ns.

Cet interrupteur rapide est commandé (en ouverture et en fermeture) par un générateur d'échelons et de ce fait, la durée pour laquelle la décharge entre les électrodes est alimentée par la partie droite du dispositif est réglable par l'expérimentateur. Pour que l'intensité du courant de l'échelon soit à peu près constante, cette durée ne peut cependant pas dépasser la constante de temps du circuit RC qui vaut environ 200 ms. L'avantage d'un tel interrupteur réside dans sa rapidité. L'inconvénient majeur d'un tel composant est qu'il se met en saturation et se coupe dès lors qu'un pic de courant apparaît. Ceci a pour effet de limiter fortement l'amplitude maximale de l'échelon de courant. Cette intensité ne pourra pas dépasser environ 400 mA. La deuxième solution est d'utiliser un interrupteur « rapide » mécanique commandé qui certes ouvre ou ferme le circuit plus lentement et de façon moins contrôlée mais ne limite pas l'intensité maximale de l'échelon de courant (jusqu'à une valeur maximale d'environ 4 A). La durée de l'échelon n'est dès lors plus contrôlée, et il s'étale sur le temps de décharge de la capacité de l'alimentation de droite.

L'autre différence avec l'alimentation de gauche (ou principale) est que la valeur de la résistance au travers de laquelle on décharge le condensateur est plus faible (elle vaut 18 k $\Omega$  sur le schéma de la figure 2.4 par exemple). Ceci permet d'augmenter l'intensité débitée. Là encore, la chute de tension dans la décharge étant relativement faible par rapport à la tension de capacité, cette partie de l'alimentation agit comme une source de courant : lorsque l'interrupteur est fermé, le courant de décharge qui en résulte est fixé à la fois par la tension appliquée au condensateur et par la valeur de la résistance (qui est ici de 18 k $\Omega$ ).

On peut aussi noter que le dispositif de droite peut être utilisé pour augmenter l'intensité du courant en régime stationnaire. Pour cela il suffit de court-circuiter l'interrupteur. Ceci est rendu possible par la présence des deux diodes qui évitent tout « retour » de courant.

Sur la figure 2.5 une photographie de l'intérieur de l'alimentation est donnée. Sur la figure 2.6, l'ensemble constitué de la cellule et de l'alimentation est présenté.

### **Commentaires concernant le dispositif électrique :**

L'intérêt du dispositif électrique présenté est multiple. Premièrement, il assure de générer la décharge par haute tension. Le claquage ainsi généré est immédiatement entretenu à l'aide de la même partie de l'alimentation. Il permet aussi la réalisation de décharge en régime continu pour des intensités allant jusqu'à environ 45 mA si on utilise la seule partie de gauche et pratiquement 100 mA si on y ajoute la contribution de la partie de droite. Dans tous

les cas l'alimentation se comporte comme une source de courant du fait que la chute de tension dans la décharge est relativement faible vis à vis de la tension en sortie du transformateur et de la chute de tension dans les résistances en série avec la décharge. Enfin, il permet de générer des échelons de courant d'intensité plus élevée. Il faut cependant noter que le rendement énergétique d'un tel système est très faible (mais ce n'est pas là sa vocation) car une grande partie de la puissance est perdue par effet Joule dans les résistances en série.

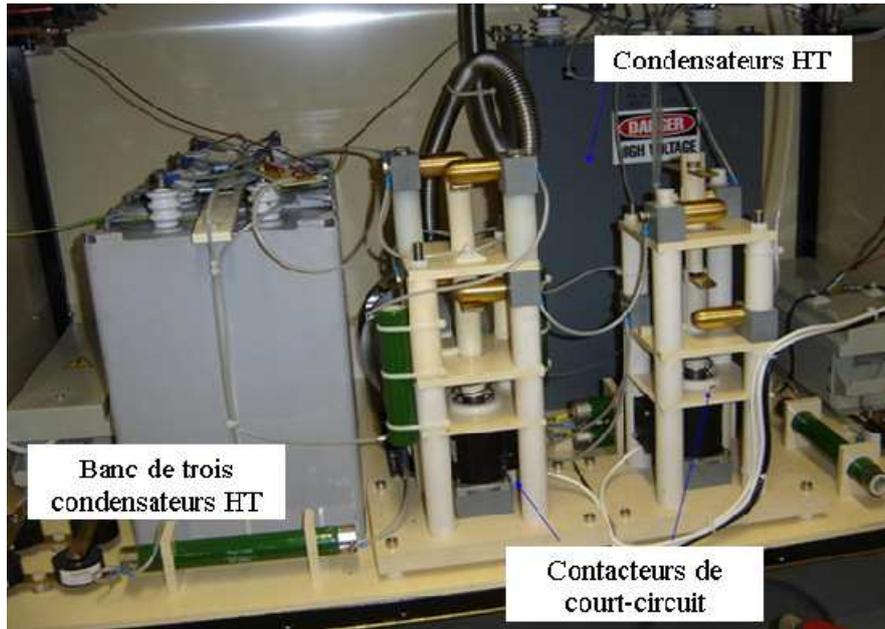


Figure 2.5 : Photographie de l'alimentation.

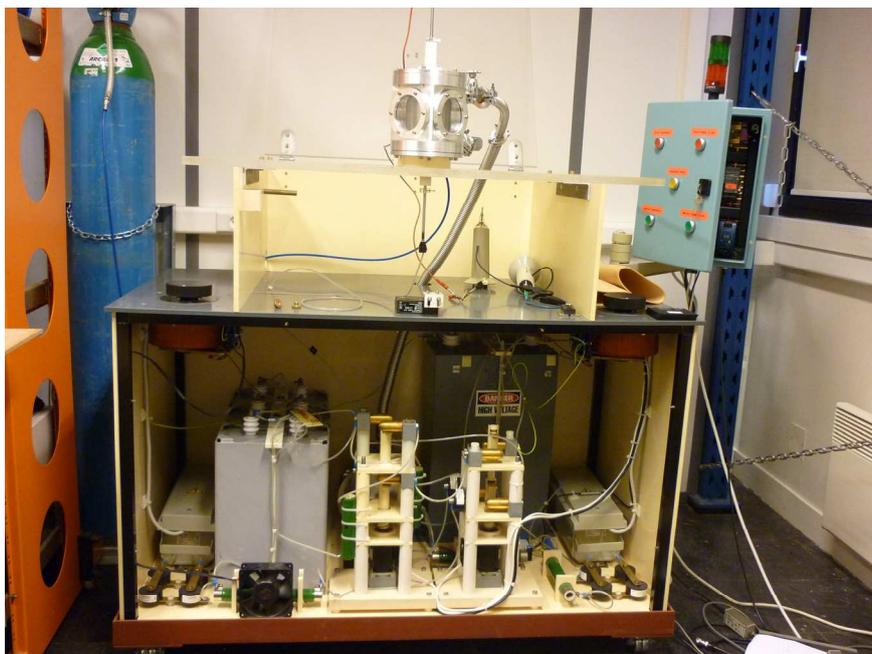


Figure 2.6 : L'ensemble constitué de la cellule et de l'alimentation

## **5. L'instrumentation et la commande**

Au cours des expériences plusieurs grandeurs ont été mesurées. Nous nous sommes intéressés aux mesures d'intensité, de tension et de phénomènes lumineux dans l'espace inter-électrodes. Dans les paragraphes qui suivent nous détaillons les caractéristiques techniques du matériel utilisé pour ces mesures.

### **Intensité dans la décharge :**

Cette mesure a été réalisée à l'aide de deux types de sondes. Dans la majorité des cas nous avons utilisé une sonde de courant Tektronix (1 :1 ratio, 75 MHz de bande-passante) à effet Hall. Nous avons aussi été amené à utiliser des sondes plus rapides telles que la CT1 et la CT2 dont les bandes passantes respectives sont 1GHz et 200MHz ce qui permet d'observer les variations très brusques des signaux. En définitive, il est ressorti que la sonde de courant Tektronix à effet Hall était bien adaptée pour les phénomènes que nous voulions observer.

### **Tension de décharge :**

La mesure a été réalisée avec une sonde haute tension Tektronix P6015A (1 :1000 ratio, 75 MHz de bande passante). Les signaux électriques ont été enregistrés et stockés grâce à un oscilloscope numérique Yokogawa DL9140 (1GHz de bande-passante, 1,25 GS/s pour chaque voie).

### **Observation de l'espace inter-électrode :**

L'observation se fait via deux moyens optiques. La caméra rapide (Photron Fastcam SA1.1) permet grâce à sa vitesse d'acquisition pouvant aller jusqu'à 500000 images/s d'observer en détail les mécanismes des transitions. Cependant plus la vitesse est importante moins il y a de pixels par image. Par exemple, une résolution de 128 pixels par 112 pixels conduit à une vitesse d'acquisition de 200000 images/s maximum. La résolution spatiale dépend des objectifs utilisés. Nous avons utilisé deux objectifs Nikon (un objectif Nikkor 105 mm et un objectif Nikkor 50 mm). La meilleure résolution spatiale que nous pouvons obtenir est  $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$  pour chaque pixel. Le capteur de la caméra est de type CMOS, qui évite les phénomènes dits de « blooming » qui apparaissent quand un pixel saturé « bave » sur les voisins. De plus, il est possible de moduler l'ouverture des objectifs et ainsi de contrôler la quantité de lumière reçue par le capteur de la caméra. Cette fonction est très utile car sans

limitation d'intensité, l'observation d'un arc électrique est difficile. En effet, l'arc électrique, très lumineux, conduit souvent à un éblouissement du capteur. Dans ce cas, l'observation de la structure de l'arc n'est pas possible. Le choix d'un objectif ou de l'autre était fait suivant la luminosité de ce que nous souhaitions observer et selon la résolution spatiale que nous souhaitions avoir. Un second paramètre (et probablement un des plus importants) à prendre en compte pour éviter ce genre de désagrément est le temps de pose entre chaque image. Ce temps de pose est fonction de la vitesse d'acquisition de la caméra. Une vitesse d'acquisition de 200000 images par seconde conduit à un temps de pose inférieur à 5  $\mu$ s.

La caméra thermique (Cedip) possède un capteur InSb capable de détecter le rayonnement lumineux dans la gamme de longueur d'onde 3,7  $\mu$ m – 4,8  $\mu$ m. Le détecteur mesure 320 pixels par 240 pixels. L'objectif utilisé permet une résolution spatiale de 50  $\mu$ m par 50  $\mu$ m pour chaque pixel.

Pour pouvoir corréler les phénomènes lumineux ainsi que thermiques avec les caractéristiques électriques de la décharge, il est nécessaire de repérer un instant précis dans le temps. Cet instant est choisi comme l'instant où l'interrupteur rapide se ferme. Plus précisément, on se sert du front montant du signal TTL envoyé par le générateur d'impulsion pour :

- *trigger* à l'oscilloscope les différents enregistrements.
- *activer* l'enregistrement de la caméra rapide et de la caméra thermique avec la possibilité d'un délai contrôlé.

## 6. Quelques exemples de résultats

Dans un premier temps le protocole prévu pour étudier la transition décharge luminescente- arc électrique était le suivant.

On dispose deux électrodes face à face dans un gaz dont la composition et la pression sont contrôlées et fixes.

On élève la tension appliquée aux bornes des électrodes à l'aide d'une source de tension continue jusqu'à atteindre la tension de claquage (disruptive) du système gaz/électrodes.

On établit une décharge de type luminescente. On a alors créé un chemin de conduction électrique au travers de l'espace inter électrode. Le gaz qui était préalablement isolant est désormais conducteur.

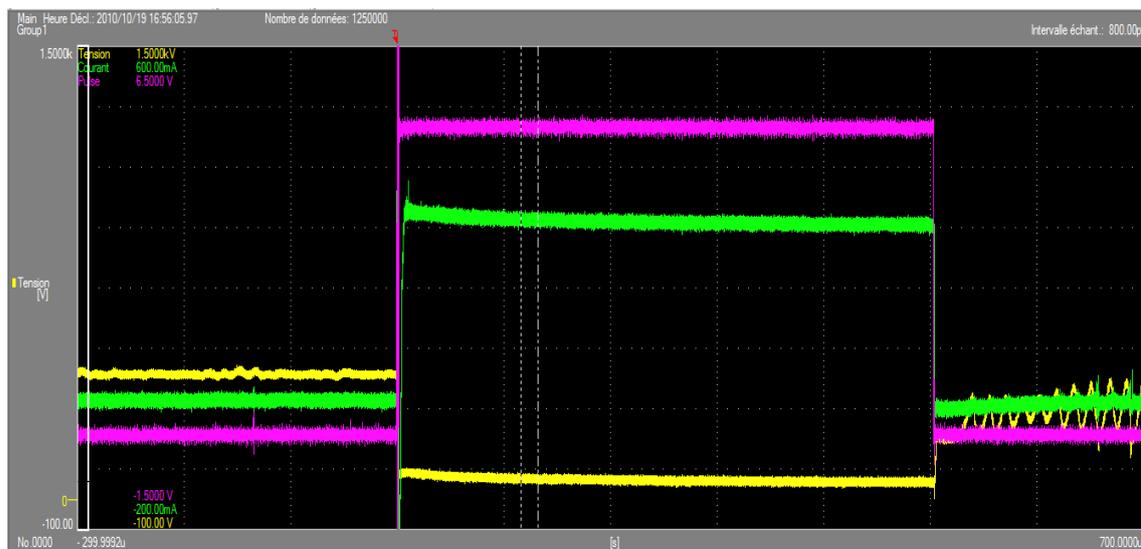
À partir de là, il est possible d'augmenter la valeur du courant de la décharge. La valeur maximum de courant qui peut ainsi être atteinte est de 45 mA en statique avec la partie située sur la gauche du dispositif et environ 80 - 100 mA en utilisant les deux alimentations.

Ensuite pour générer des transitions vers un arc électrique, on utilise la partie de droite du dispositif. À tout instant, on peut provoquer une transition de la décharge luminescence vers une décharge plus puissante par commutation de l'interrupteur rapide. Cette partie de l'alimentation agit alors comme une source de courant dont la valeur délivrée peut être réglée par une résistance réglable.

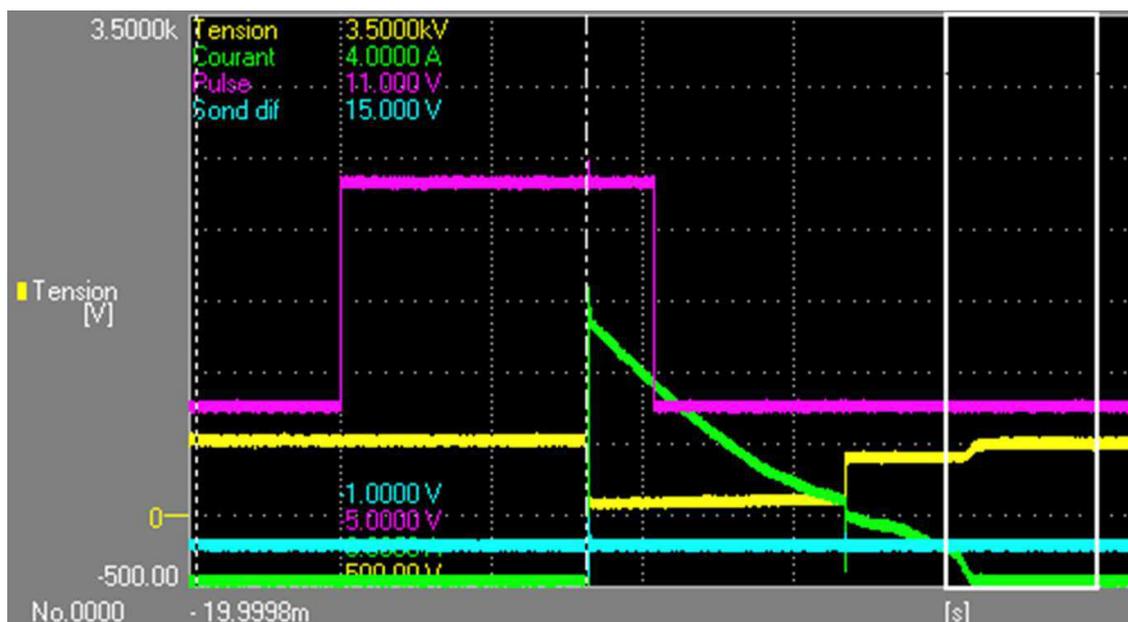
En guise d'illustration et pour familiariser le lecteur avec les résultats qui seront présentés ultérieurement, nous avons donné pour finir ce chapitre quelques exemples typiques de signaux représentatifs de ce que nous avons pu obtenir par la suite.

La figure 2.7, montre un exemple d'évolution en fonction du temps de la tension de décharge et de l'intensité du courant de décharge quand on utilise l'interrupteur rapide. Dans le cas présenté ici, aucune transition à l'arc n'apparaît. Sur la figure 2.7 apparaît aussi un échelon de tension (de type TTL) (en rose) qui sert au déclenchement (fermeture et ouverture) de l'interrupteur rapide ainsi qu'à la synchronisation des différentes caméras. La durée de l'échelon de courant dans ce cas vaut 0,5 ms. Avant et après l'impulsion, le courant est fourni par la partie de gauche de l'alimentation. Pendant l'impulsion, le courant fourni par la partie de droite se superpose à la composante de gauche. En l'absence de transition à l'arc la tension ne subit pas de variation importante.

La figure 2.8, donne un exemple d'évolution en fonction du temps de la tension de décharge et de l'intensité du courant de décharge quand on utilise l'interrupteur mécanique. Là encore le signal en rose sert à déclencher l'interrupteur mécanique. On peut observer le délai d'environ 30 ms qui existe entre le signal de déclenchement et la fermeture (assez nette) de l'interrupteur. Ce délai s'est avéré reproductible à environ 2 ms près. Dans ce cas, l'intensité non constante au cours de l'impulsion diminue lors de la décharge de la capacité de la partie de droite de l'alimentation. Juste au moment de la fermeture elle est de l'ordre de 2 A et diminue régulièrement. Dans ce cas précis, on peut observer une forte variation de la tension de décharge au moment de la fermeture. Cette forte diminution correspond au passage à l'arc. Cette tension reste à peu près constante jusqu'à ce que de nouveau, la décharge transite vers un mode de décharge luminescente correspondant à l'augmentation brutale de la tension.



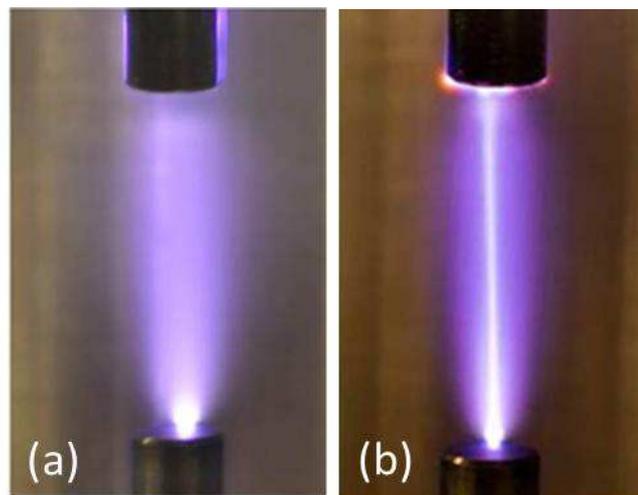
**Figure 2.7 :** Exemple d'évolution de la tension de décharge (en jaune), de l'intensité de décharge (en vert) dans le cas d'utilisation de l'interrupteur rapide. Echelle de temps en abscisse : 100 μs par division.



**Figure 2.8 :** Exemple d'évolution de la tension de décharge (en jaune), de l'intensité de décharge (en vert) dans le cas d'utilisation de l'interrupteur mécanique. Echelle de temps en abscisse : 20 ms par division.

Nous présentons également quelques exemples de photographies de décharges obtenues avec un appareil photographique « classique » et des photographies obtenues avec la caméra rapide. Sur la figure 2.9, on peut voir une décharge luminescente de type *glow* entre deux électrodes de tungstène à une pression d'argon de 100 mbar et une distance inter-électrodes égale à 25 mm. La photographie (a) est une photographie de décharge *glow* obtenue avec

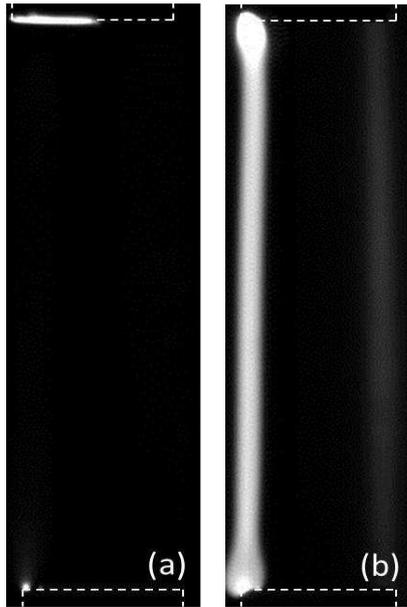
l'appareil photographique. On peut noter l'aspect diffus de la colonne de décharge ainsi que la couleur violette du plasma qui est caractéristique de l'argon. La photographie (b) est la superposition temporelle d'une image de *glow* et d'une décharge d'arc. En effet l'arc est de courte durée, environ 500  $\mu$ s et les temps de pose de plusieurs secondes liés à l'utilisation d'un appareil photographique de type reflex ne permettent pas de le singulariser temporellement de la décharge *glow*, ce qui explique la superposition des images. On remarque la structure filamentaire d'une couleur blanche de la colonne de décharge accompagnée d'une partie diffuse violette l'entourant.



**Figure 2.9** : Exemple d'images de décharges obtenues avec un appareil photographique classique. Argon,  $P = 100$  mbar,  $d = 25$  mm, électrode de tungstène. L'anode est en bas et la cathode est en haut.

- (a) photographie d'une décharge de glow
- (b) photographie d'une décharge au moment de l'arc.

Les images prises à la caméra rapide permettent de séparer sur chaque image les décharges *glow* et arc. Nous avons ainsi un exemple sur la figure 2.10. Lorsque la décharge est un *glow*, la colonne diffuse n'apparaît pas sur l'image, seuls les pieds anodique (*spot*) et cathodique (pied étalé) sont visibles. En effet, la vitesse d'acquisition de la caméra rapide a été prise la plus grande possible de sorte que le temps de pose de chaque image soit suffisamment faible pour pouvoir observer un phénomène aussi lumineux que l'arc électrique. Ainsi, nous pouvons observer la structure de colonne des arcs électriques générés sans subir d'éblouissement de leur part, mais la décharge *glow* beaucoup moins lumineuse n'a pas le temps de créer un signal détectable par le capteur de la caméra. Sur la photographie (b) de la figure 2.10, on voit bien la structure filamentaire de la colonne d'arc avec des spots anodique et cathodique au niveau des électrodes.



**Figure 2.10** : Exemple d'images de décharges obtenues avec la caméra rapide.

(a) photographie d'une décharge de glow

(b) photographie d'une décharge d'arc.

Argon,  $P = 100$  mbar,  $d = 25$  mm, électrode de tungstène. L'anode est en bas et la cathode est en haut.



# CHAPITRE 3 : Évolution structurelle de la décharge de part et d'autre de la TGA - Résultats

## 1. Introduction

L'étude expérimentale de l'évolution structurelle de la décharge de part et d'autre de la transition glow / arc a été menée dans plusieurs conditions expérimentales. Afin de présenter les résultats obtenus de la façon la plus claire possible, il est nécessaire d'adopter certaines conventions. Nous allons commencer par donner une définition électrique de l'arc dans nos conditions de travail. De manière générale, la transition d'une décharge de glow vers un arc électrique est caractérisée par une importante chute de la tension mesurée aux bornes des électrodes. Ceci s'explique par une nette augmentation de la conductivité de l'ensemble des zones anodiques et cathodiques ainsi que de la colonne de décharge.

La démarche adoptée a alors consisté d'une part à caractériser le phénomène de transition en suivant les évolutions temporelles de la tension aux bornes des électrodes et du courant de décharge et d'autre part à observer l'évolution de la décharge avec des films obtenus grâce à la caméra rapide.

Dans une première partie nous avons étudié le cas d'électrodes en cuivre dans l'air pour différentes pressions (100, 500 et 900 mbar) et différentes distances inter-électrodes (5, 15, 25 ou 35 mm). Nous avons ensuite changé de gaz plasmagène et nous nous sommes intéressés à la transition dans l'argon.

Une seconde partie est consacrée à l'étude de la transition pour des électrodes en tungstène pour plusieurs valeurs de pression (100, 300, 500, 700 et 900 mbar) et pour diverses distances inter-électrodes.

Une troisième partie concerne l'étude de la transition dans l'argon avec des électrodes en cuivre. D'une façon générale, nous avons tenté de quantifier l'influence de paramètres tels que la pression, la distance inter-électrode ou encore le courant de décharge sur la décharge et sur le phénomène de transition proprement dit. Au travers de cette approche expérimentale paramétrique, des phénomènes physiques intervenant dans le mécanisme de transition ont été identifiés et un modèle physique phénoménologique est proposé.

Après la conclusion, d'une part nous proposons trois annexes dans lesquelles nous présentons un complément de résultats concernant l'étude de la transition pour des électrodes de tungstène et d'autre part quelques remarques concernant le mode de déplacement observé du pied cathodique.

## **2. Transition dans l'air pour des électrodes en cuivre**

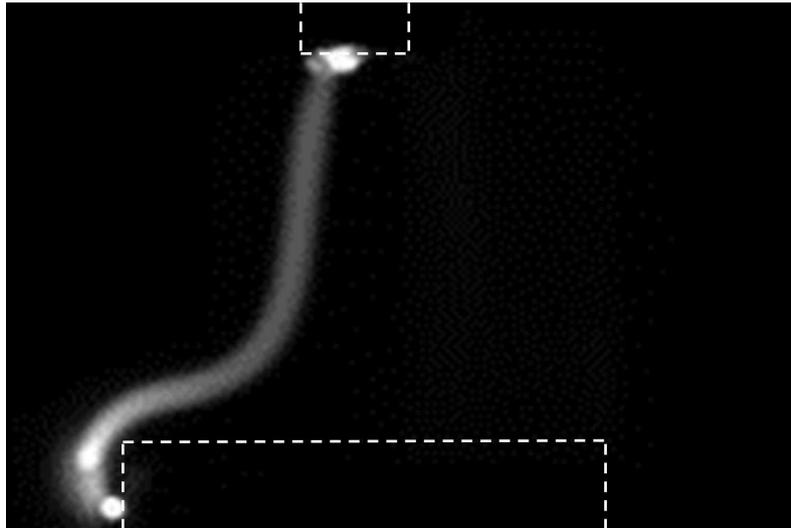
Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus pour des mesures effectuées sur des électrodes en cuivre dans l'air. Ces électrodes à bas point de fusion (appelées également électrodes froides) sont placées dans un gaz complexe à fort coefficient d'échange thermique, l'air.

### ***2.1 Conditions expérimentales***

Dans un premier temps nous avons étudié la transition dans l'air pour diverses valeurs de pression (100, 500 et 900 mbar). Les deux électrodes sont en cuivre OFHC (Oxygen Free High Conductivity), la cathode est un cylindre tronqué de 20 mm de diamètre et l'anode un cylindre tronqué de 6 mm de diamètre. Un tel choix résulte de deux observations. Les pieds anodiques restent sur la surface de l'électrode même pour un diamètre de celle-ci valant 6 mm. En revanche, le pied cathodique est très mobile et pour éviter qu'il ne se concentre au niveau de l'arrête du plan de coupe de l'électrode, nous avons augmenté le diamètre de la cathode à 20 mm.

Les électrodes n'ont subi aucun traitement de surface après leur usinage au tour numérique (mis à part un nettoyage à l'alcool) et elles présentent un état de surface caractérisé par une rugosité moyenne de l'ordre de 1  $\mu\text{m}$ . Seules les arrêtes des bords d'électrodes ont été « cassées » afin de limiter l'effet de renforcement du champ électrique qui apparaît au niveau de bords vifs. Il est à noter que sans cette précaution (ainsi que l'augmentation du diamètre de cathode), la décharge a une forte tendance à s'accrocher aux bords, notamment lors de la transition à l'arc. Nous avons effectué des essais avec des électrodes polies jusqu'à des rugosités moyennes de l'ordre de 100 nm et nous avons vite constaté que l'étude dans ces conditions n'était pas possible. En effet, il est impossible de provoquer une transition contrôlée vers l'arc entre les deux surfaces polies en vis-à-vis. Bien que la décharge soit facilement obtenue entre les deux surfaces d'électrodes, l'injection d'une impulsion de

courant a pour effet de générer un arc dont le point d'accroche sur la cathode (électrode en cuivre de diamètre 20 mm) se fait automatiquement sur une surface présentant une rugosité supérieure à celle de la surface polie, c'est-à-dire soit sur les bords de l'électrode, soit sous l'électrode, voire sur le support en laiton des électrodes comme on peut le voir sur la figure 3.1. Ces observations nous ont donc contraints à ne pas explorer l'influence de la rugosité sur les mécanismes de TGA.



**Figure 3.1 :** Photographie d'un arc sur une électrode polie. L'arc ne s'accroche pas sur la surface polie de la cathode en cuivre. Anode en haut, cathode en bas.

Les premiers essais conduits en utilisant l'interrupteur statique et donc en limitant l'intensité de décharge à environ 400 mA n'ont pas permis de provoquer la transition vers l'arc lors de l'application de l'impulsion ou pendant l'impulsion elle-même. Nous avons donc opté pour l'utilisation de l'interrupteur mécanique qui permet de monter plus haut en intensité ce qui présente l'inconvénient de ne pas pouvoir conserver cette intensité constante durant l'impulsion de courant.

Par ailleurs, en raison de la valeur maximale de tension atteignable avec l'alimentation électrique utilisée, la distance d'amorçage  $d_{max}$  est limitée selon les pressions utilisées :  $d_{max} = 35$  mm pour 100 mbar,  $d_{max} = 15$  mm pour 500mbar et  $d_{max} = 3$  mm pour 900mbar.

En premier lieu, nous présentons de manière générale des observations. Ensuite les caractéristiques électriques obtenues sont étudiées synthétiquement. Pour finir, les résultats sont commentés et plusieurs difficultés expérimentales sont mises en évidence.

## 2.2 Présentation générale des résultats

Quelques exemples représentatifs d'oscillogrammes  $U(t)$  (en jaune) et  $I(t)$  (en vert) mesurées pour les diverses valeurs de la pression sont présentées sur les figures 3.2 à 3.5. Décrivons à l'aide de ces courbes les diverses situations rencontrées afin notamment de traduire la dispersion et la variété des résultats.

Sur la figure 3.2 qui correspond au cas d'une pression de 100 mbar et d'une distance inter-électrode de 5 mm, on observe :

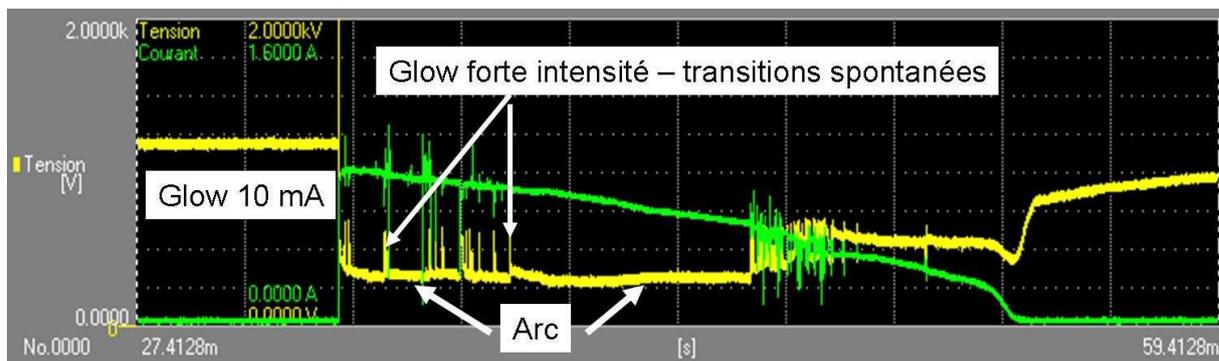
- Avant l'application de l'impulsion, la tension est ajustée de sorte à obtenir un régime de décharge glow de 10 mA.
- Après l'application de l'impulsion de courant une faible variation de la tension ( $< 200\text{V}$ ). Visuellement, la décharge reste lumineuse bien que l'intensité maximale du courant de décharge atteigne environ 1 A.



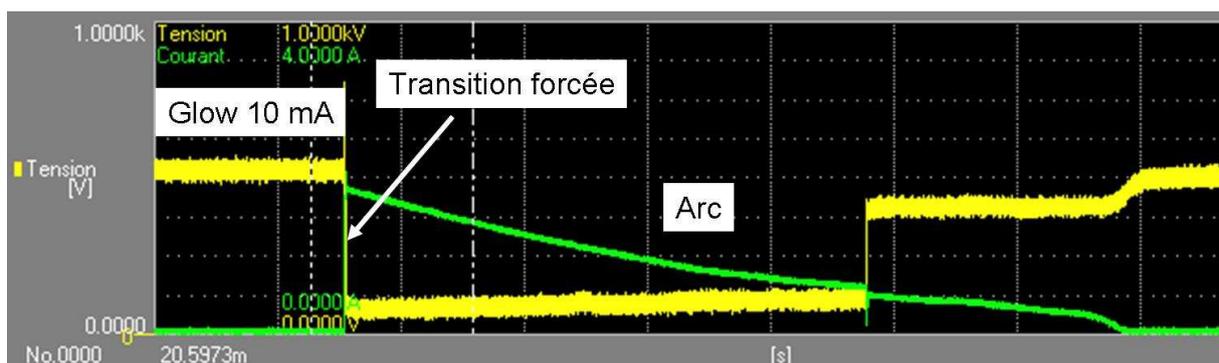
**Figure 3.2 :** Exemple d'évolution  $U(t)$  et  $I(t)$  pour  $P = 100$  mbar,  $d = 5$  mm – 5 ms/div, 200 mA /div, 800 V/div

Sur la figure 3.3 qui correspond au cas d'une pression de 100 mbar et d'une distance inter-électrode de 25 mm, l'intensité maximale du courant au début de l'impulsion de courant atteint environ 800 mA. Lors de l'application de l'impulsion, la tension chute fortement (d'environ 750 V). On obtient un régime d'arc au bout d'une durée de l'ordre de quelques microsecondes. Il est difficile d'attribuer une signification « physique » à cette durée, compte tenu du fait qu'elle est certainement influencée par le circuit d'alimentation électrique. Lorsque le courant diminue, après l'application de l'impulsion de courant on transite de nouveau vers la décharge lumineuse. Quelques « oscillations » dans la tension et le courant se produisent avant de disparaître. Il s'agit de transitions que nous qualifierons de « spontanées ». Elles se produisent à intensité quasi-constante tout d'abord de l'arc vers le glow, puis du glow vers l'arc. Elles ont des durées de l'ordre de la centaine de microsecondes.

Cependant à  $P = 100$  mbar, les transitions dites spontanées sont rares et la plupart du temps nous observons des oscillogrammes tels que celui présenté sur la figure 3.4 pour lequel la distance inter-électrode est de 5 mm. Dans ce cas, la transition vers l'arc est forcée à l'instant de l'application de l'impulsion de courant et l'arc « retransite » vers le glow environ 35 ms après le début de l'impulsion, quand l'intensité a diminué à environ 500 mA.



**Figure 3.3 :** Exemple d'évolution  $U(t)$  et  $I(t)$  pour  $P = 100$  mbar,  $d = 25$ mm – 3,2 ms/div, 200 mA/div, 250V/div



**Figure 3.4 :** Exemple d'évolution  $U(t)$  et  $I(t)$  pour  $P = 100$  mbar,  $d = 5$ mm. 8 ms/div, 500 mA/div, 112,5 V/div

Par ailleurs, comme cela apparaît sur la figure 3.5, à cette pression, il arrive que lors de l'application du pulse, la décharge prenne un retard de quelques millisecondes à transiter vers l'arc et qu'on puisse alors observer une décharge luminescente pour des courants d'intensité élevée de l'ordre de 2,5 A par exemple. La durée de la transition elle-même est de l'ordre de 40  $\mu$ s (négligeable devant la constante de temps du circuit, ici environ 10 ms). Sur cette figure, on peut aussi observer des transitions spontanées pour lesquelles l'état de glow dure plusieurs millisecondes. Dans ce cas, la durée de la transition est beaucoup plus courte que lors d'une transition forcée, de l'ordre d'une à quelques centaines de nanosecondes.

Quand on augmente la pression, les transitions spontanées deviennent plus fréquentes et les transitions après l'application de l'impulsion sont beaucoup plus rapides. Cependant, à

distance inter-électrode donnée, l'augmentation de pression requiert aussi une tension d'amorçage plus élevée. Cela a ainsi limité le domaine d'étude en ce qui concerne les valeurs possibles de distance inter-électrode.

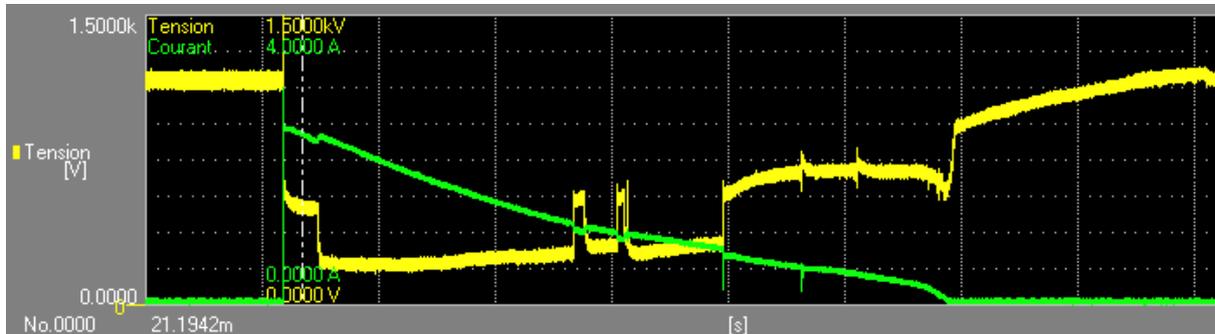


Figure 3.5 : Exemple d'évolution  $U(t)$  et  $I(t)$  pour  $P = 100$  mbar,  $d = 5$  mm – 8 ms/div, 200 V/div, 500 mA/div

### 2.3 Caractéristiques électriques des décharges en régime statique

Dans ce paragraphe nous présentons les caractéristiques  $U/I$  obtenues pour diverses valeurs de la distance inter-électrode et diverses valeurs de pression en cumulant plusieurs essais.

#### $P = 100$ mbar

Sur les figures 3.6 à 3.9 nous avons tracé les caractéristiques  $U/I$  pour  $P = 100$  mbar et  $d = 5, 15, 25$  et  $35$  mm respectivement. Les transitions apparaissent dans la gamme 600 mA – 1400 mA.

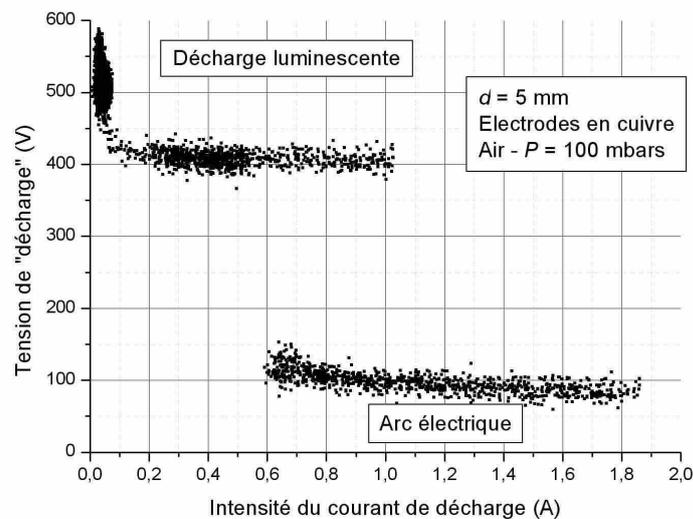
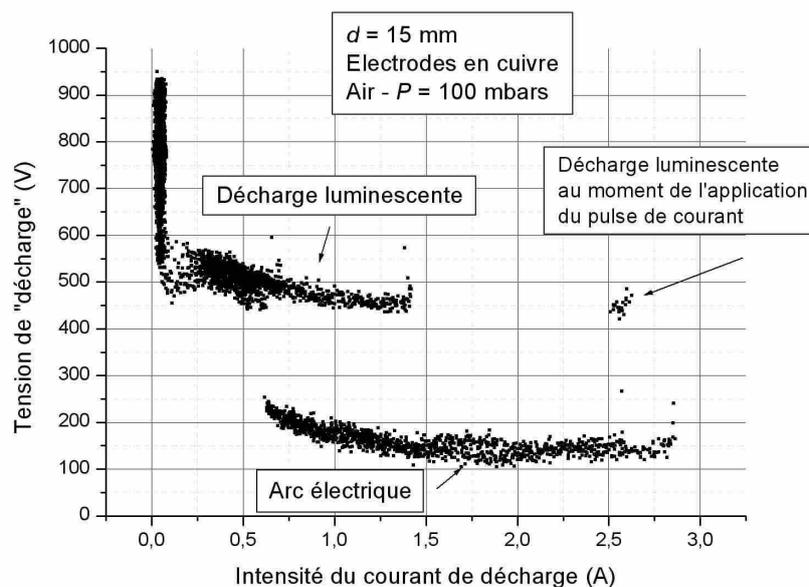


Figure 3.6 : Caractéristique  $U/I$  pour  $P = 100$  mbar,  $d = 5$  mm

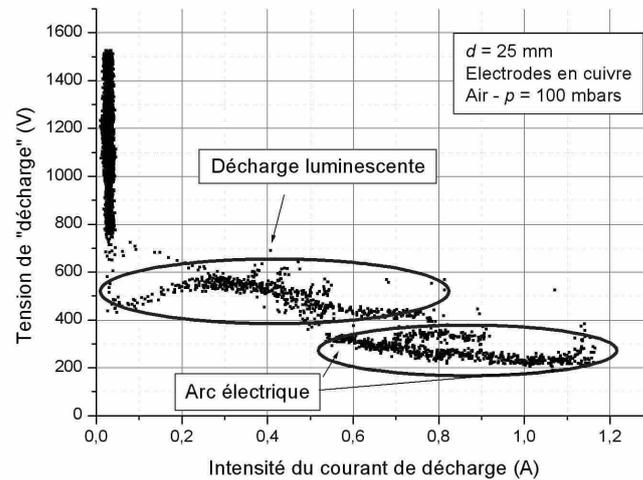
Pour une distance inter-électrode de 5 mm, après une forte diminution de la tension de décharge lors du passage de 10 mA à 50 mA, la tension de décharge se « stabilise » autour de 400 V et reste relativement peu dispersée. La zone de recouvrement des deux modes de fonctionnement résulte plutôt de l'accumulation des essais ( $\approx 30$  essais) que de l'existence de transitions spontanées lors d'un essai. La faible dispersion dans les valeurs de tension résulte de la faible distance inter-électrode et du fait que la colonne d'arc et /ou de glow reste relativement immobile (observation en cinématographie rapide).



**Figure 3.7 :** Caractéristique  $U/I$  pour  $P = 100$  mbar,  $d = 15$  mm

D'une manière similaire à la figure 3.6, la courbe de la figure 3.7 tracée pour  $d = 15$  mm l'a été à partir de plusieurs essais. On observe comme précédemment que pour des courants faibles ( $< 10$  mA), la tension chute avec l'augmentation de l'intensité. Sur la gamme 10 mA – 600 mA, un seul type de décharge existe et il est caractérisé par une tension de l'ordre de 500 V (à 50 V près). On observe une seconde gamme de courant, de 600 mA à 1400 mA, pour laquelle existent deux modes de décharges caractérisés par deux niveaux de tension différents : l'un autour de 500 V et l'autre autour de 150 V. La courbe obtenue, présentant donc deux niveaux de tension distincts pour des mêmes valeurs de courant correspond à l'accumulation des essais plus qu'à de réelles transitions spontanées bien que celles-ci existent et qu'elles aient été observées. Une troisième gamme de courant,  $I > 1500$  mA, correspond à des niveaux de tension de l'ordre de 150 V et est attribuée à un régime d'arc électrique stable. On note toutefois la présence de décharge ayant des tensions de l'ordre de 450 V pour des courants élevés, i.e. 2500 mA environ. Ces décharges sont observées au

moment de la transition forcée (instant de la commutation de l'interrupteur) mais il semble difficile d'en discuter l'origine exacte puisque ces transitions semblent être liées à la fois à l'alimentation du dispositif et aux processus physiques se produisant dans le plasma et aux électrodes. De ce fait, nous ne nous intéresserons pas à ces transitions dites forcées.

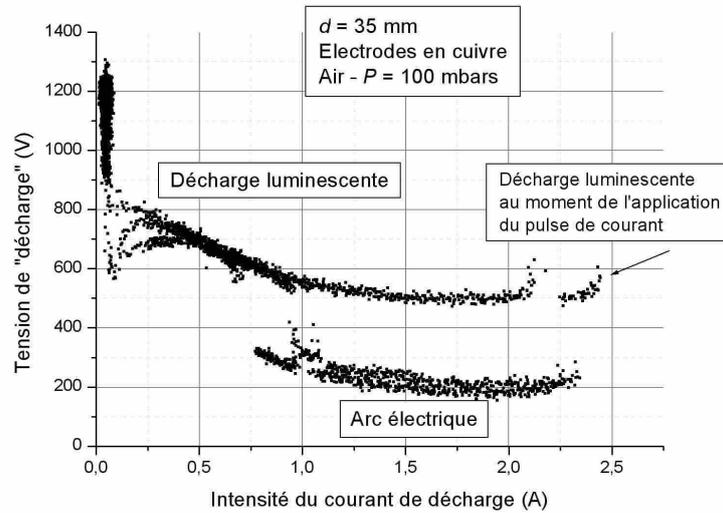


**Figure 3.8 :** Caractéristique  $U/I$  pour  $P = 100$  mbar,  $d = 25$  mm

Pour  $d = 25$  mm, sur la figure 3.8, après une forte diminution de la tension de décharge lors du passage de 10 mA à 50 mA, la tension de décharge se « stabilise » également autour de 500 V (+ ou - 100 V). La transition se produit dans un intervalle de courant situé entre 500 et 900 mA. Pour un essai donné, on observe en général peu de transitions spontanées. La zone de recouvrement des deux modes de fonctionnement résulte là encore de l'accumulation des essais avec des transitions apparaissant pour des valeurs différentes de l'intensité et non de l'existence de transitions spontanées (à intensité constante) lors d'un même essai. Par ailleurs, on observe que les valeurs des tensions d'arc sont assez dispersées. Ceci résulte du fait qu'à ces valeurs de distance inter-électrode la colonne d'arc est loin d'être rectiligne et s'allonge souvent lors du déplacement du pied d'arc sur l'électrode et même sur les bords de l'électrode.

Les mêmes commentaires peuvent être faits pour une distance encore supérieure ( $d = 35$  mm) dont on a donné une représentation de la caractéristique  $U/I$  sur la figure 3.9. De plus, à cette distance, on voit apparaître un état relatif à une décharge lumineuse pour une valeur très élevée du courant et qui a également été observé à  $d = 15$  mm. Cet état n'apparaît ni spontanément ni régulièrement. Il est fortement lié au moment de l'application de l'impulsion de courant. Lors de cette transition forcée (c'est-à-dire qui est liée à l'augmentation brutale de

l'intensité du courant), la décharge peut ainsi garder un état « luminescent » pendant plusieurs millisecondes avant de transiter.



**Figure 3.9 :** Caractéristique  $U/I$  pour  $P = 100$  mbar,  $d = 35$  mm

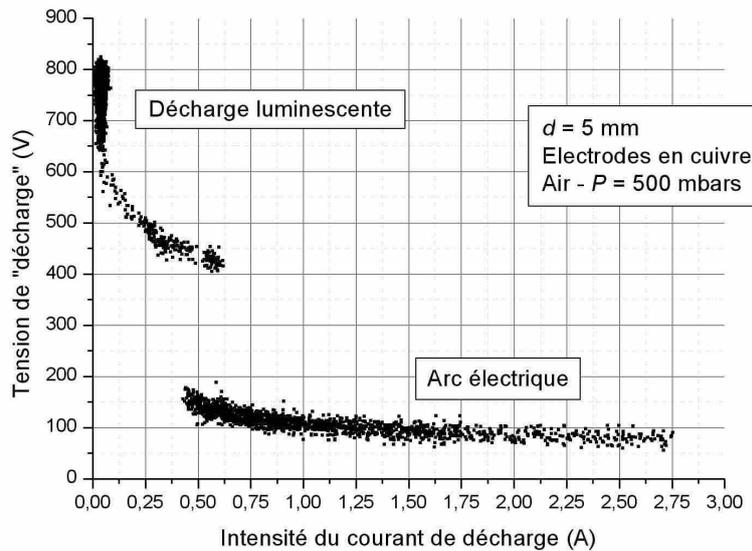
On note aussi que, d'une façon générale, plus la distance inter-électrodes est grande plus la gamme de courant pour laquelle sont observées des décharges de glow et des arcs électriques est étendue. C'est ce qui est présenté dans le tableau 3.1.

<b>d (mm)</b>	<b>Gamme de courant où l'on observe glow et arc</b>
5	600 mA – 1000 mA
15	600 mA – 1500 mA
25	500 mA – 900 mA
35	750 mA – 2300 mA

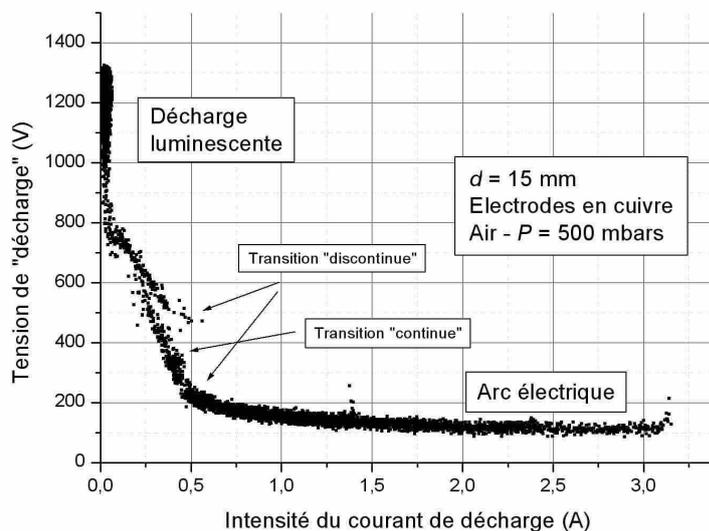
**Tableau 3.1 :** Plages de courant dans lesquelles sont observés des décharges de glow et des arcs électriques pour  $d = 5, 15, 25, 35$  mm.

#### **$P = 500$ mbar**

Sur les figures 3.10 et 3.11 nous présentons les caractéristiques  $U/I$  pour  $P = 500$  mbar et  $d = 5, 15$  mm respectivement. Les transitions apparaissent pour des intensités plus faibles que précédemment à partir de 300 mA - 400 mA.



**Figure 3.10 :** Caractéristique  $U/I$  pour  $P = 500$  mbar,  $d = 5$  mm



**Figure 3.11 :** Caractéristique  $U/I$  pour  $P = 500$  mbar,  $d = 15$  mm

La zone de recouvrement des deux types de décharges a diminué puisqu'au-delà de 600 mA seul l'arc électrique est observable. Il est par ailleurs intéressant de souligner que des transitions à caractère « continu » ont été observées pour  $d = 15$  mm. Ceci se traduit sur la figure 3.11 par l'existence d'une branche qui relie les deux caractéristiques séparées de décharge lumineuse et d'arc électrique. Une telle évolution est aussi illustrée par la figure 3.12 en donnant les caractéristiques  $U(t)$  et  $I(t)$ . Cette évolution a été systématiquement observée par Gambling *et al.*<sup>19</sup> dans l'hydrogène pour des électrodes en tungstène alors qu'ils ont observé dans l'air une transition discontinue aussi bien pour le cuivre que pour le

<sup>19</sup> W. A. Gambling and H. Edels, Br. J. of Appl. Phys. Vol. 7, 1956, pp.376-379

tungstène<sup>15</sup>. Jusqu'à présent, nous attribuons la remontée continue de la tension à un mouvement de l'arc et à un allongement de la colonne.

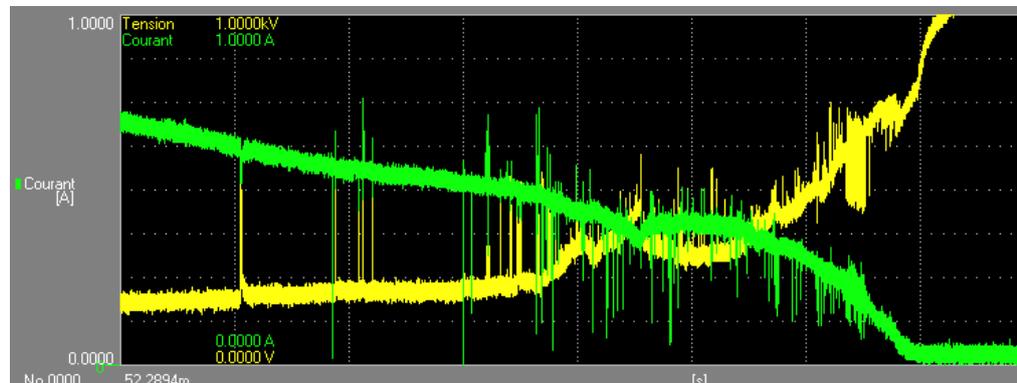


Figure 3.12 : Exemple de caractéristique  $U(t)$  (en jaune) et  $I(t)$  (en vert) dans le cas d'une transition continue – 2 ms/div, 125 mA /div, 125 V/div.

$P = 900$  mbar

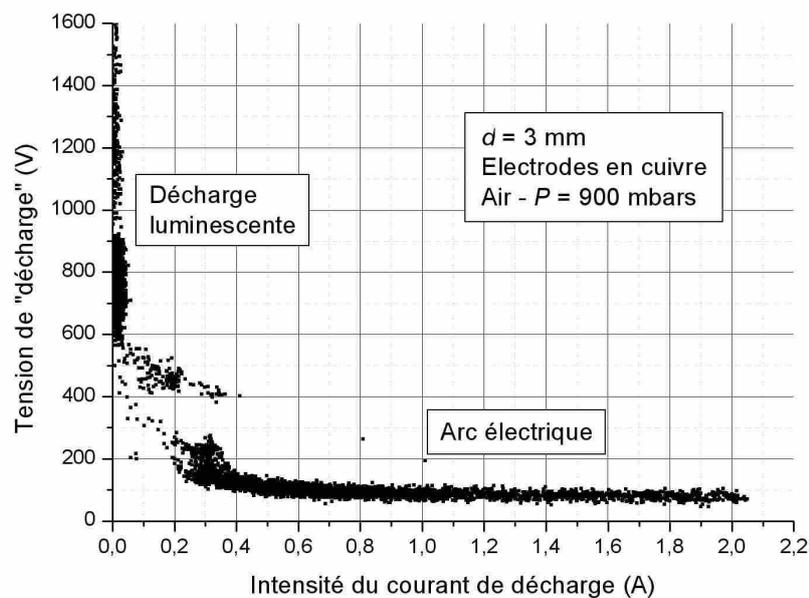


Figure 3.13 : Caractéristique  $U/I$  pour  $P = 900$  mbar,  $d = 3$  mm

Les résultats obtenus pour une pression de 900 mbar, présentés sur la figure 3.12, se rapprochent de ceux obtenus aux autres pressions. La zone de recouvrement des décharges de glow et des arcs s'étend jusqu'à une valeur du courant d'environ 400 mA à cette pression. On note qu'il existe aussi à cette pression des transitions dites continues entre glow et arc, c'est-à-dire sans rupture de la caractéristique  $U/I$  même si elles sont peu nombreuses. Toutefois, deux branches peuvent être distinguées même si le niveau de courant maximum pour lequel on

trouve les deux types de décharges est plus faible que pour les autres distances considérées. Gambling *et al.*<sup>15</sup> ont observé dans l'air à pression atmosphérique des caractéristiques  $U/I$  sans gamme de courant dans laquelle peuvent exister un régime de glow et un régime d'arc. L'intensité pour laquelle la transition a été systématiquement observée est d'environ 500 mA.

Il est à noter que pour  $P = 900$  mbar, la tension de disruption de l'air est élevée et l'alimentation du dispositif expérimental ne permet pas d'atteindre ces niveaux de tension pour des distances importantes ( $> 5$  mm) ; on rappelle que le champ disruptif de l'air à pression atmosphérique est d'environ  $3,2 \cdot 10^6$  V.m<sup>-1</sup>. C'est la raison pour laquelle seuls des résultats à  $d = 3$  mm sont présentés à cette pression.

#### ***2.4 Commentaires et conclusion partielle (transition dans l'air avec des électrodes en cuivre)***

Dans l'air, pour les pressions explorées, nous avons pu forcer l'apparition de la TGA en appliquant une impulsion de courant d'intensité élevée. Les durées de transition alors observées vont de quelques microsecondes à plusieurs dizaines de microsecondes. Lors de l'application de l'impulsion, un état de décharge luminescente peut perdurer pendant plusieurs millisecondes même pour des intensités très élevées.

On a pu par ailleurs observer régulièrement des transitions de l'arc vers la décharge luminescente au cours de la décroissance de l'intensité. Cependant, peu de TGA se sont produites de façon spontanée c'est-à-dire non plus au moment de l'application de l'impulsion, mais lors de la décroissance lente du courant. Les rares fois où nous avons pu observer de telles transitions, les durées de transitions en elles-mêmes étaient bien plus faibles (quelques 100 ns).

Les caractéristiques  $U/I$  mettent en évidence une zone d'existence possible de deux régimes pour une même intensité. Cependant cette zone de cohabitation résulte principalement de la dispersion (ou de la non reproductibilité) dans les mesures et non de l'existence de transitions spontanées (à intensité presque constante). Nous reviendrons en détails sur les transitions spontanées à la partie 3 de ce chapitre.

Certes, cette première étude nous a permis d'observer différents régimes de décharges dans l'air, cependant, dans ces conditions, nous avons été limités d'une part, par différentes difficultés prévisibles ou non et d'autre part, par la variété des résultats obtenus. En ce qui concerne les difficultés « prévisibles » et inhérentes aux décharges dans l'air, on peut noter :

- la difficulté d'amorçage pour des distances importantes supérieures à quelques millimètres,
- l'échauffement des électrodes ainsi que l'érosion de celles-ci qui s'accompagnent d'un dégagement important de vapeurs de cuivre qui viennent polluer l'enceinte et modifier les caractéristiques électriques du plasma.

D'autres restrictions moins prévisibles sont aussi apparues comme la variété (ou dispersion) des observations ainsi que le nombre peu important de transitions spontanées qui, contrairement aux transitions dites forcées, traduisent uniquement l'évolution des mécanismes physiques de la décharge et non pas l'influence de l'alimentation du dispositif.

Nous avons donc par la suite entrepris l'étude des transitions en atmosphère d'argon, à diverses pressions pour deux types d'électrodes : du cuivre OFHC et du tungstène. Le choix de l'argon a été motivé par plusieurs aspects :

- l'argon est un gaz dans lequel l'échauffement est beaucoup moins important que dans l'air.
- L'argon est un gaz rare qui par définition a sa couche électronique de valence complète ce qui fait de lui un gaz très peu réactif, inerte mais facilement ionisable.
- Enfin l'argon possède une tension de disruption qui nous permet d'effectuer avec notre dispositif expérimental des mesures pour un plus grand nombre de valeurs de la distance inter-électrodes et de pression.

En résumé, l'argon permet d'éviter un échauffement trop important des électrodes qui nous aurait conduits à changer fréquemment le jeu d'électrodes et à limiter le temps de chaque manipulation (un échauffement important pourrait endommager les pièces les plus fragiles de l'enceinte, à savoir les joints toriques et les traversées en époxy). Par ailleurs, étant très peu réactif, il ne provoque quasiment pas d'oxydation des surfaces (notamment d'oxydation à chaud).

### **3. Transition dans l'argon pour des électrodes en tungstène**

Dans cette partie nous exposons les résultats obtenus pour diverses pressions d'argon. Les études ont été menées parallèlement pour des électrodes en tungstène et en cuivre. Nous

présentons d'abord les résultats obtenus pour le tungstène car un meilleur contrôle de l'impulsion de courant utilisé a permis une étude plus systématique que dans le cas du cuivre.

### **3.1 Etude de la TGA à $P = 100$ mbar et $d = 25$ mm**

Lors des différentes expériences effectuées, le protocole est toujours le même. On commence par amorcer une décharge pré-disruptive à l'aide de la partie gauche de l'alimentation présentée au chapitre précédent. On est alors en présence d'une décharge de glow pour laquelle on peut ajuster l'intensité du courant la traversant. Cette intensité est fixée à 10 mA pour tous les essais de cette étude. Ensuite, la commande d'un interrupteur rapide permet de superposer un échelon de courant d'intensité réglable à cette décharge et venir provoquer la possible transition vers l'arc électrique.

Dans le cas présent, le régime d'arc sera défini par une valeur de tension qui dépend de la distance inter-électrode et qui par exemple vaut environ 50V pour une distance inter-électrode de 15 mm et est comprise entre 50 et 100 V pour une distance inter-électrode de 25 mm. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 3.2. Elles n'ont qu'un intérêt qualitatif mais permettent cependant d'en estimer l'ordre de grandeur. Lorsque l'on donne plusieurs valeurs de tension pour une condition de pression et de distance inter-électrode ceci est dû aux différentes valeurs de courant de décharge considérées, c'est à dire de 100 à 250 mA. Cette définition de l'arc électrique est indispensable car, comme nous le verrons par la suite, des régimes intermédiaires au glow et à l'arc électrique ont été observés.

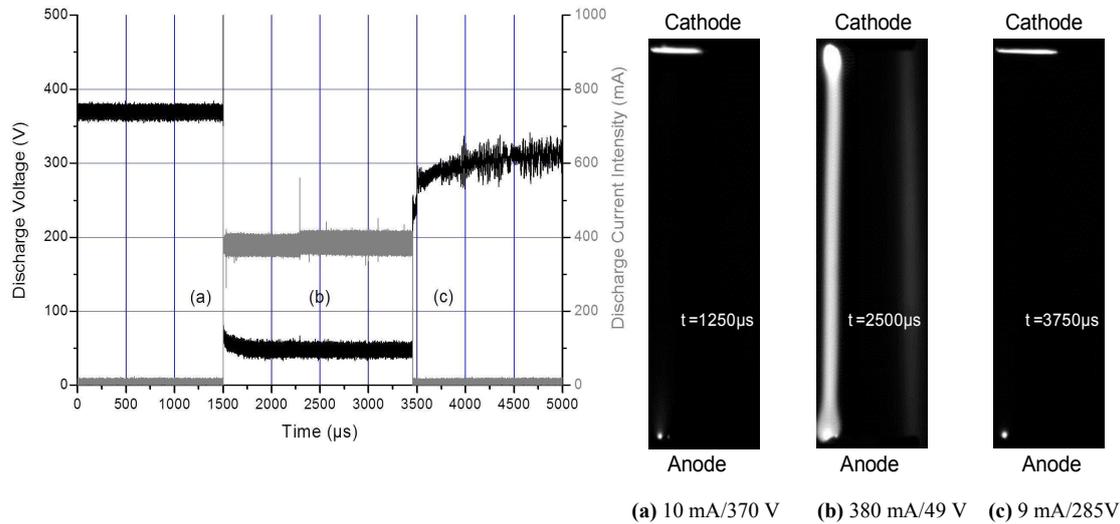
	<b>100 mbar</b>	<b>300 mbar</b>	<b>500 mbar</b>	<b>700 mbar</b>	<b>900 mbar</b>
<b>5 mm</b>	35-40	35-40	35-40	40	40
<b>15 mm</b>	50	50	50	50-60	60
<b>25 mm</b>	60	60-70	70-80	80-90	100
<b>35 mm</b>	70	70-80	100	110	110-130

**Tableau 3.2 :** Valeurs de tension d'arc électrique en volts pour différentes conditions de pression et de distance inter-électrodes dans le cas d'électrodes en tungstène.

#### *3.1.1 Transition irréversible vers un arc électrique*

Dans un premier temps, le cas le plus simple est présenté, c'est-à-dire le cas d'une transition directe et franche vers un arc électrique. Un exemple typique d'oscillogramme et de photographie obtenue grâce à la caméra rapide est donné sur la figure 3.14 pour une

impulsion de courant d'environ 400 mA et une distance inter-électrode de 25 mm. Sur la partie de gauche de la figure 3.14 l'évolution au cours du temps de la tension entre les électrodes ainsi que l'évolution de l'intensité dans la décharge sont présentées. Sur la partie de droite se trouvent trois photographies extraites d'un film (caméra rapide) et correspondant aux instants notés (a), (b) et (c) qui sont aussi indiqués approximativement sur la figure de gauche.



**Figure 3.14 :** Enregistrement typique de la tension et du courant de décharge en fonction du temps pour une impulsion de 2 ms et d'environ 400 mA d'amplitude et pour une distance inter-électrode de 25 mm.  $P = 100$  mbar. Photographie de la décharge ( $16,6 \mu\text{s}$  de temps d'exposition) en régime de glow (a+c) et en régime d'arc (c).

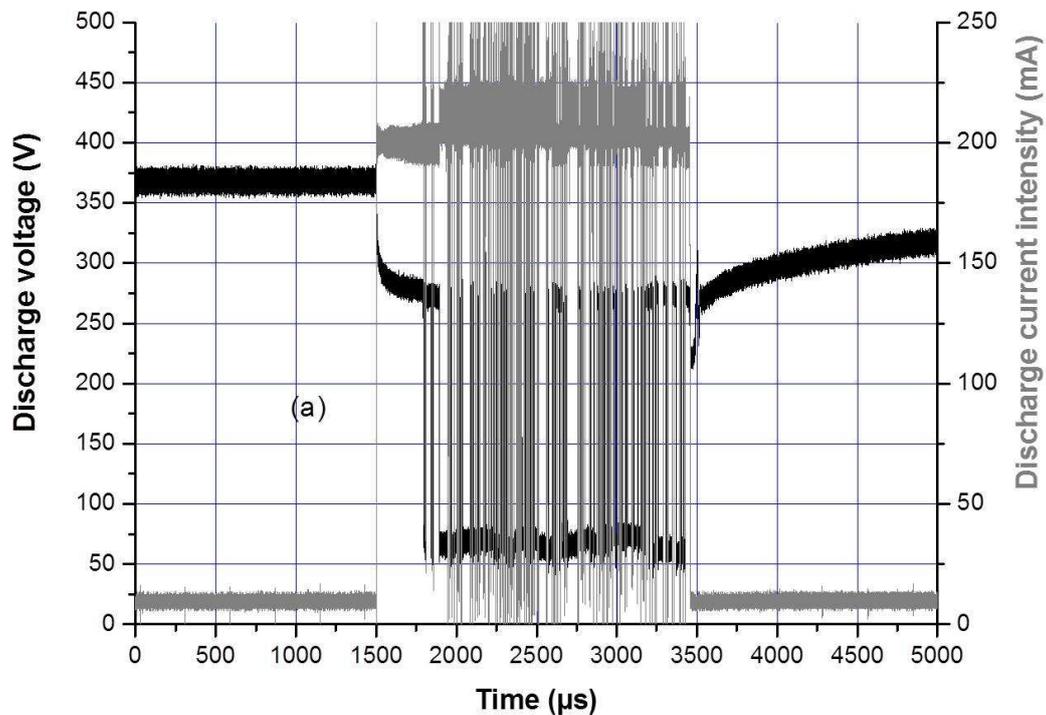
La tension passe de 370 V à 49 V pendant que le courant croît de 10 mA à 380 mA en approximativement  $100 \mu\text{s}$ . La puissance moyenne de la décharge passe de 3,7 W à 18,6 W. Le système d'imagerie rapide montre pour le régime de glow (figure 3.14 (a) et (c)) un pied cathodique diffus et une colonne positive diffuse. La colonne diffuse n'apparaît pas sur les images présentées du fait de sa faible luminosité et du choix du temps d'exposition imposé par la luminosité de l'arc électrique. En revanche, le caractère diffus de la colonne est parfaitement observable à l'œil nu. Pour le régime d'arc (figure 3.14(b)) un spot cathodique et une colonne filamenteuse sont systématiquement observés. Pour les deux régimes, un spot anodique a été observé. Ce type de transition a déjà été observé précédemment par différents auteurs<sup>20</sup> à pression atmosphérique. Il faut également noter que la transition d'un glow vers un arc électrique peut se produire sans que le pied cathodique n'occupe la totalité de la surface cathodique.

<sup>20</sup> S Watanabe, S Saito, K Takahashi and T Onzawa -Welding International, 2003, 17, 8, pp. 593–597

### 3.1.2 Transition spontanée et réversible

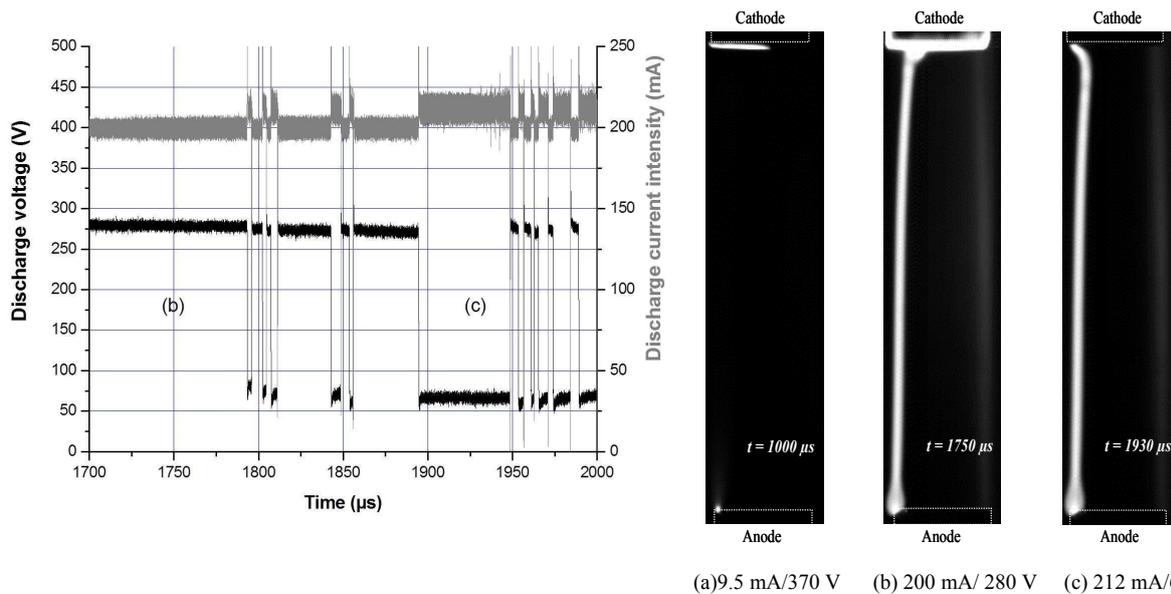
Tandis que pour des courants de l'ordre de 400 mA une transition irréversible vers un arc électrique est observée, lorsque l'amplitude du courant est en dessous d'une certaine valeur critique (par exemple 280 mA pour une distance inter-électrode de 25 mm) on observe des transitions spontanées et réversibles entre la décharge de glow et l'arc. Ces transitions spontanées et réversibles entre glow et arc sont qualifiées ainsi car elles ne coïncident pas nécessairement avec le début de l'impulsion de courant comme on peut le voir sur la figure 3.15 sur laquelle nous avons représenté l'évolution au cours du temps de la tension de décharge et de l'intensité du courant de décharge. Un zoom de la figure 3.15 est montré sur la figure 3.16 permettant ainsi de mieux voir les transitions successives spontanées. Sur cette figure est reportée à droite un ensemble de photographies correspondant à trois instants différents notés (a), (b) et (c) et indiqués par ailleurs sur les oscillogrammes des figures 3.15 et 3.16. Sur ces images la cathode est en haut et l'anode est en bas (comme pour les clichés de la figure 3.14). La superposition de l'échelon de courant conduit à une modification structurelle de la colonne de décharge (voir plus loin) mais ne conduit pas immédiatement à une décharge d'arc électrique (photographie (b) - figure 3.16). Par rapport au régime de glow initial, on observe une nette augmentation de l'intensité du courant de décharge et une chute de tension relativement faible en comparaison du cas d'une transition nette vers un arc électrique. Dans l'exemple présenté sur la figure 3.16, la tension passe de 370 V à 280 V quand le courant passe de 10 mA à 200 mA. Les TGA qui se produisent spontanément durant l'échelon de courant sont identifiables par, d'une part la chute de tension qui cette fois passe de 280 V à environ 70 V pour un courant quasiment constant et d'autre part par une modification brutale de la structure du pied cathodique qui passe de diffus à un spot (respectivement photographies (b) et (c) de la figure 3.16). Il est à noter que la structure de la colonne de décharge n'est pas affectée par ces transitions. Pour chaque régime de décharge, un régime statique est atteint (plateau de tension) après chaque transition (voir figure 3.16). Par ailleurs, il est intéressant de noter que la transition d'une décharge de glow vers un arc électrique conduit à une décroissance de la puissance dissipée dans le système. En effet la puissance dissipée par le glow est ici de 56 W en moyenne tandis que celle dissipée en régime d'arc ne dépasse pas les 15 W. En conclusion pour cet exemple d'une distance inter-électrode  $d = 25$  mm et une pression  $P = 100$  mbar, les transitions spontanées d'un glow vers un arc s'accompagnent d'une chute de tension de l'ordre de 200 V et semblent être essentiellement

associées à une modification structurelle du pied cathodique. Comme nous l'avons précisé dans le cas des transitions irréversibles, il n'est pas non plus nécessaire dans le cas de transitions spontanées que la totalité de la surface d'électrode soit occupée par la zone cathodique pour qu'une transition survienne.



**Figure 3.15 :** Évolution au cours du temps de la tension de décharge et de l'intensité de décharge lors de l'application d'un pulse d'intensité environ égale à 200 mA ( $P = 100$  mbar et  $d = 25$  mm)

Pour des électrodes de même nature ayant cependant une géométrie en pointe, Watanabe *et al.*<sup>16 20</sup> n'ont pas observé à pression atmosphérique dans l'argon l'existence de transitions spontanées se produisant à intensité constante. Sur la figure 3.17 nous avons rappelé les résultats présentés par Watanabe *et al.* concernant la caractéristique  $U/I$  pour une distance inter-électrode de 1 mm : aucune zone relative aux transitions spontanées (deux valeurs de tension possibles pour une même valeur de l'intensité) n'apparaît.



**Figure 3.16 :** Partie de gauche : Zoom de la figure 3.15 permettant l'observation des différentes transitions. Partie de droite : Images de la décharge pour trois instants différents (temps de pause 16.6μs): (a) (cf. figure 3.15) régime de glow diffus, (b) (cf. partie de gauche de la figure) régime de glow filamentaire à « fort courant » et (c) (cf. partie de droite) régime d'arc.

Par ailleurs ils ont aussi réalisé des films en cinématographie rapide pour observer le plasma lors du passage d'un état glow à l'état d'arc et inversement. Sur la figure 3.19 nous avons rappelé les allures des courbes obtenues lors de ces travaux. Sur la figure 3.18 nous avons rappelé les clichés qu'ils ont obtenus (le temps de pause pour chaque image est inférieur à 400 μs). D'une part on peut s'apercevoir que les constantes de temps mises en jeu dans cette étude sont de plusieurs ordres de grandeur plus élevées que dans nos travaux et d'autre part les images réalisées aux temps  $t_0$ ,  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$  n'ont pas permis de constater de changement au niveau de la structure de la colonne de décharge. Celle-ci est diffuse. Seule l'allure de la cathode change un peu :

- à l'instant  $t_3$  (faible courant et forte tension) la surface de la cathode est très peu lumineuse.
- Aux autres instants  $t_0$ ,  $t_1$  et  $t_2$ , que l'on soit en régime d'arc ( $t_1$  et  $t_2$ ) ou en régime de glow ( $t_0$ ) une zone lumineuse concentrée apparaît au niveau de la surface de la cathode.

Aucune explication n'est fournie par les auteurs concernant les différences observées au niveau de la cathode pour des états électriques pourtant similaires (glow pour les états  $t_0$  et  $t_3$ ). Cette différence n'a pas été observée dans le cas de notre étude.

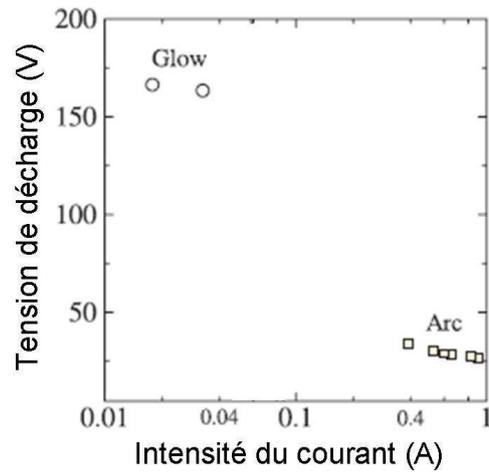


Figure 3.17 : Allure de la caractéristique  $U/I$  observée par Watanabe *et al.*<sup>16,20</sup>

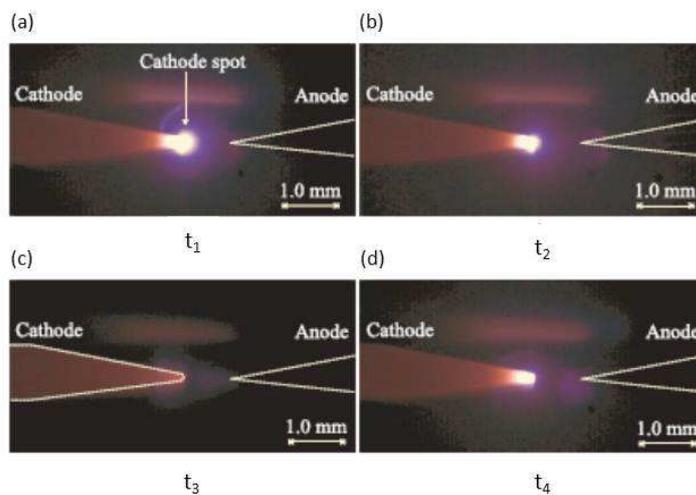


Figure 3.18 : Photographies de la décharge obtenues par Watanabe *et al.*<sup>16,20</sup> à différents instants. La colonne reste diffuse quel que soit le régime de décharge (arc ou glow)

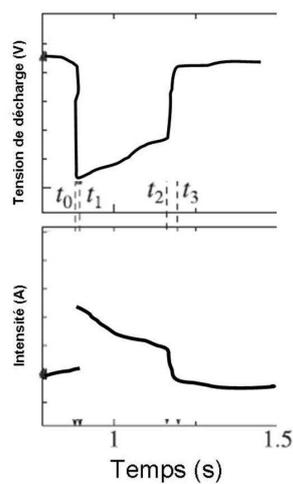


Figure 3.19 : Allures des évolutions temporelles de la tension de décharge et de l'intensité observées par Watanabe *et al.*<sup>16,20</sup>

### ***3.2 Étude en régime statique des différents modes de décharges***

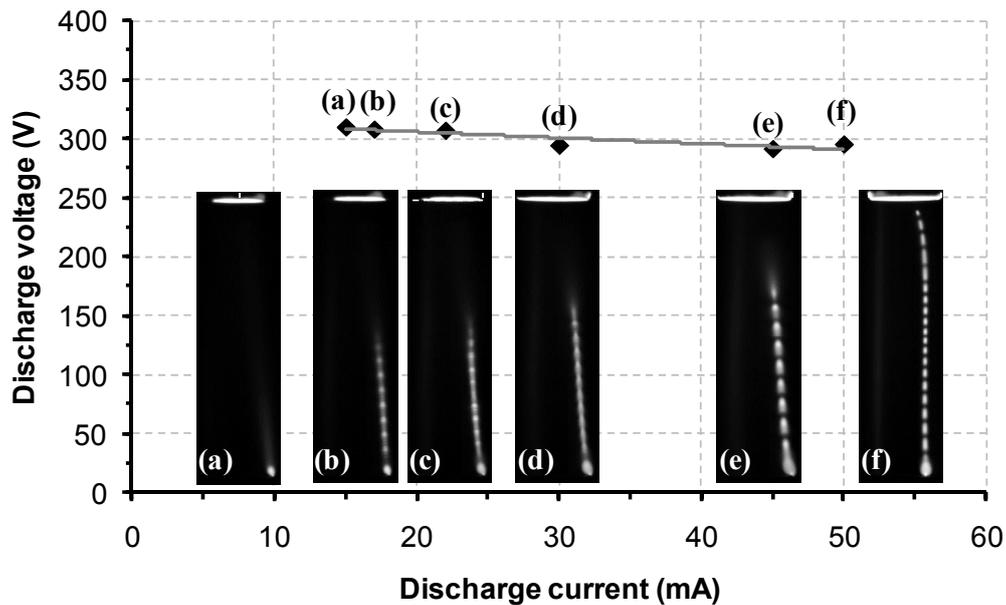
Avant d'approfondir les mécanismes impliqués dans la transition elle-même, nous nous sommes intéressés aux propriétés des décharges dans une certaine gamme de courant. Ceci a été fait de façon à mieux comprendre l'importance relative de la colonne positive et du pied cathodique dans la dynamique de la transition.

#### *3.2.1 Structure du glow pour des intensités dans la gamme 10- 60 mA : caractéristique $U/I$ et observations à l'aide d'une caméra rapide*

Dans la première partie de cette étude statique nous nous sommes intéressés au régime de décharge dans la gamme 10 - 60 mA. Dans cette gamme de courant, la transition vers l'arc n'est pas obtenue. Les premières observations de la colonne positive montrent que celle-ci tend à devenir filamenteuse. La caractéristique  $U/I$  de la décharge accompagnée des photographies de sa structure de colonne est présentée figure 3.20. Les photographies montrent la modification structurelle de cette colonne de décharge pour des courants croissants. Chaque photographie est obtenue en régime statique, c'est-à-dire pour une structure de décharge stable associée à un courant constant. Dans ces conditions, il peut être observé que la colonne diffuse de glow tend à se contracter en un filament qui s'étend depuis le spot anodique vers la cathode. Sur la figure 3.20, le couple « ouverture de l'objectif/temps de pose de la caméra rapide » ne permet pas l'observation de la partie diffuse de la colonne de décharge. Cependant la présence de cette partie diffuse de la colonne entre l'extrémité du filament et du pied cathodique diffus a pu être confirmée par observation à l'œil nu. Pour des amplitudes de courant croissantes, le filament occupe une portion de plus en plus importante de l'espace inter-électrode et le pied cathodique, bien que constamment diffus occupe une partie de plus en plus importante de la surface d'électrodes.

La caractéristique  $U/I$  montre que la valeur de la tension de décharge décroît légèrement et continuellement avec la valeur de l'intensité du courant. Aucune discontinuité du comportement de la tension avec un courant croissant n'est observée malgré l'expansion de la zone filamenteuse dans la colonne. La décroissance de la tension correspond à l'augmentation du courant de décharge et à l'expansion du filament dans l'espace inter-électrode. Cette série d'expériences montre qu'une colonne filamenteuse peut coexister en régime statique avec une colonne diffuse (caractérisée usuellement dans la littérature par la dénomination de décharge glow) et ce sans transition vers un arc électrique. Sur la figure 3.20, la photographie (a)

correspond à une colonne complètement diffuse, la photographie (f) à une colonne entièrement filamenteuse et les photographies (b) à (e) à la coexistence des deux. D'autre part, on peut observer des stries sur la colonne filamenteuse. Ces stries correspondent à des zones de non-uniformité des concentrations électroniques et leur mobilité à une dérive des électrons (et donc de leur concentration) dans l'espace inter-électrode. Elles ont fait l'objet d'études de nombreux auteurs, notamment d'un article de revue détaillé et exhaustif<sup>21</sup>. Nous n'entrerons pas dans de plus amples détails à ce sujet.



**Figure 3.20** : Caractéristique  $U/I$  obtenue pour une distance inter-électrode de 25 mm avec les photographies correspondantes (16,6 $\mu$ s de temps d'exposition).  $P = 100$ mbar. Électrode en tungstène dans l'argon. Cathode en haut, anode en bas. La partie filamenteuse de la colonne est rattachée à l'anode et la partie diffuse à la cathode.

Il est également intéressant de remarquer que pour des valeurs croissantes de l'intensité du courant de décharge, le pied cathodique diffus s'étend sur la surface de l'électrode en même temps que la colonne filamenteuse de décharge se propage dans l'espace inter-électrode. La section du filament de décharge ne varie pas significativement et est estimée à 0,3 mm<sup>2</sup> à partir d'images dont la résolution est de 60  $\mu$ m/pixel. Ceci correspond alors à des densités de courant de l'ordre de 10<sup>5</sup> à 10<sup>6</sup> A.m<sup>-2</sup>. À ce propos, la méthode utilisée pour estimer le diamètre du filament consiste à compter le nombre de pixels qui correspondent au diamètre de la colonne filamenteuse. Il est clair que cette méthode conduit à des approximations grossières. Effectivement, la lumière émise par la colonne (et qui est

<sup>21</sup> V. I. Kobolov, J. Phys. D : Appl. Phys., 2006, 39, pp. R487

utilisée pour délimiter la largeur de colonne) ne correspond pas à la largeur du passage du courant. Il est très probable que la section dans laquelle passe le courant est plus faible. De ce fait, les valeurs calculées pour les densités de courant dans la colonne sont vraisemblablement sous-estimées et font seulement fonction de limite basse de la densité de courant dans la colonne filamentaire.

### 3.2.2 Structure de la décharge luminescente pour des intensités au-delà de 60 mA: caractéristique U/I

Pour des intensités de courant supérieures nous avons étudié les caractéristiques électriques de la décharge lors de l'injection d'impulsions de courant d'une durée de quelques millisecondes. Sur la figure 3.21, sont reportées les caractéristiques courant/tension pour différentes valeurs de courant de décharge et pour une distance inter-électrode de 25 mm ( $P = 100$  mbar). On a rappelé les valeurs obtenues en régime purement stationnaire exposées au paragraphe précédent (intensité inférieure à 60 mA). Pour les intensités supérieures à 60 mA, les valeurs de tension sont des valeurs moyennes mesurées pour des régimes « quasi-stationnaires », c'est-à-dire des régimes pour lesquels les valeurs de la tension et du courant sont constantes pendant des durées d'au moins quelques microsecondes et la plupart du temps de plusieurs dizaines de microsecondes.

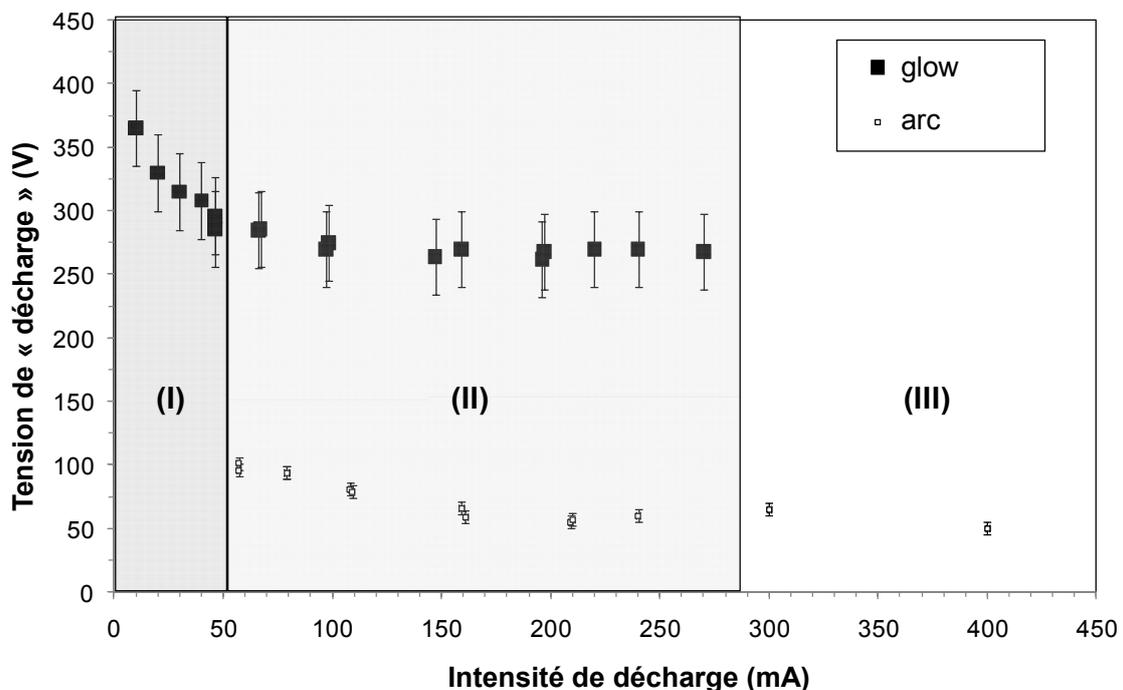


Figure 3.21 : Caractéristique U/I.  $P = 100$  mbar et  $d = 25$  mm. Argon, électrodes en tungstène.

Comme on peut le voir sur la figure 3.21, on distingue trois zones : une zone (I) pour laquelle on observe uniquement des décharges de type glow, une zone (II) pour laquelle des transitions spontanées de glow vers arc et d'arc vers glow se produisent, et une zone (III) pour laquelle se produit une transition quasi-irréversible à l'arc immédiatement après l'injection de l'échelon de courant. Pour ces conditions de pression et de distance inter-électrodes, soit 100 mbar – 25 mm, on mesure un courant maximum de décharge pour lequel on observe des transitions spontanées et réversibles d'environ 280 mA. Au-delà de cette intensité il peut arriver qu'anecdotiquement, une transition se produise ; cependant, ceci est extrêmement rare. À l'issue de cette étude menée avec des électrodes en tungstène, on présentera une valeur limite de l'intensité de courant de décharge au-delà de laquelle plus aucune transition réversible ne semble se produire.

### *3.2.3 Influence de la distance inter-électrode $d$ et évaluation de la somme des chutes de tension anodique et cathodique ( $V_A+V_C$ ) et du champ électrique moyen $\langle E \rangle$*

Une étude paramétrique a été menée pour estimer les effets de l'amplitude de l'impulsion de courant ainsi que de la distance inter-électrodes  $d$  sur la tension de décharge. La figure 3.22 représente les tensions de décharge (mesurée aux bornes des électrodes) en fonction de la distance inter-électrode et ce à intensité constante ; différentes valeurs d'intensité ont été considérées. Une relation  $U(d)$  quasi linéaire a été obtenue pour chaque valeur d'intensité. Pour les deux régimes de glow et d'arc, tel qu'indiqué sur la figure 3.22, la pente de la caractéristique  $U(d)$  décroît pour des valeurs croissantes du courant.

Ceci peut s'interpréter aisément à l'aide de la figure 3.23. Sur cette figure est représentée la valeur de la tension en fonction de la position dans l'espace inter-électrode pour diverses valeurs de la distance inter-électrode. Dans cette représentation simple, la cathode est au potentiel nul et on considère que les chutes de tension cathodique et anodique ne dépendent pas de la distance inter-électrode. On présente la tension aux bornes des électrodes pour différentes distances à pression et intensité constantes. On peut distinguer deux contributions à la tension inter-électrode :

- à l'aide d'une approximation linéaire, la pente peut être identifiée au champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  ( $V.m^{-1}$ ) dans la colonne de la décharge ou d'arc<sup>5, 22</sup>,

---

<sup>22</sup> A. M. Gouega, P. Teste, R. Andlauer, T. Leblanc, J. P. Chabrierie, Eur. Phys. JAP, 2000, 11, pp.111-122

- l'ordonnée à l'origine indique la valeur de la somme des chutes anodique et cathodique notée  $V_A + V_C$  (en V).

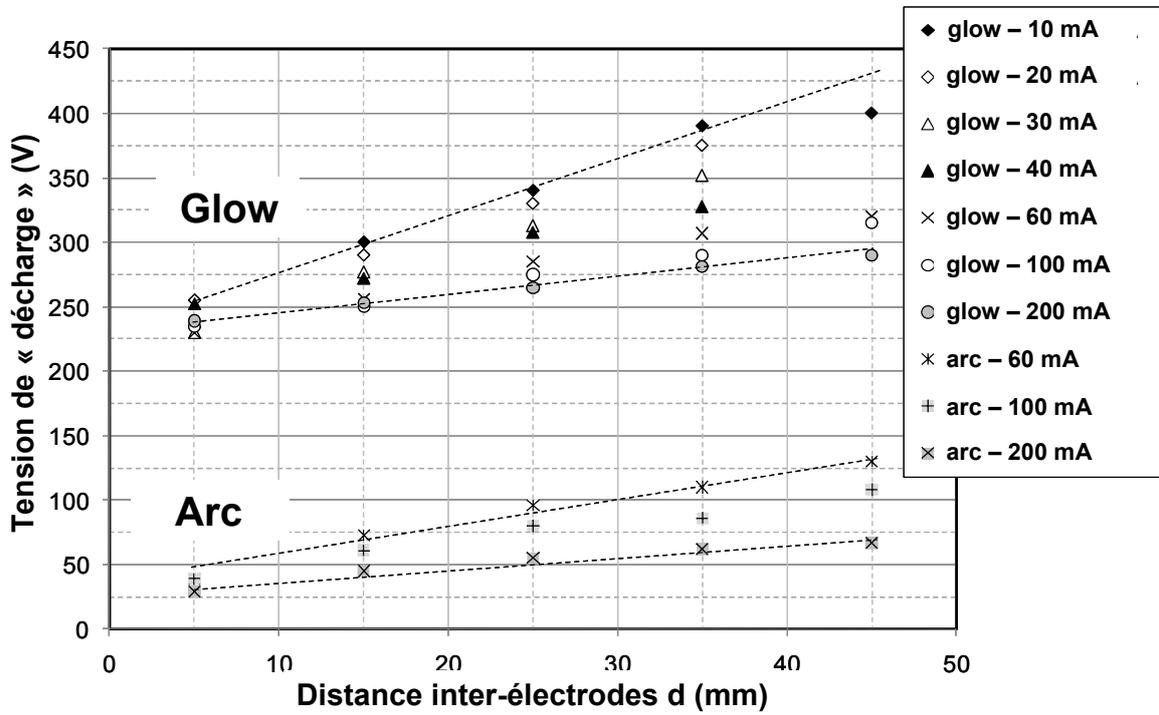


Figure 3.22 : Évolution de la tension de décharge en fonction de la distance inter-électrode ( $d$  dans la gamme 5-45 mm) pour diverses valeurs de l'intensité du courant de décharge ( $I$  dans la gamme 10-200 mA),  $P = 100$  mbar.

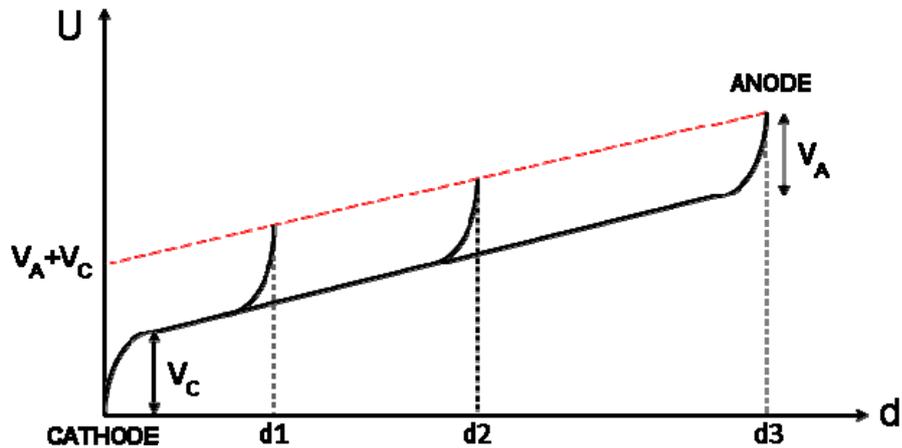
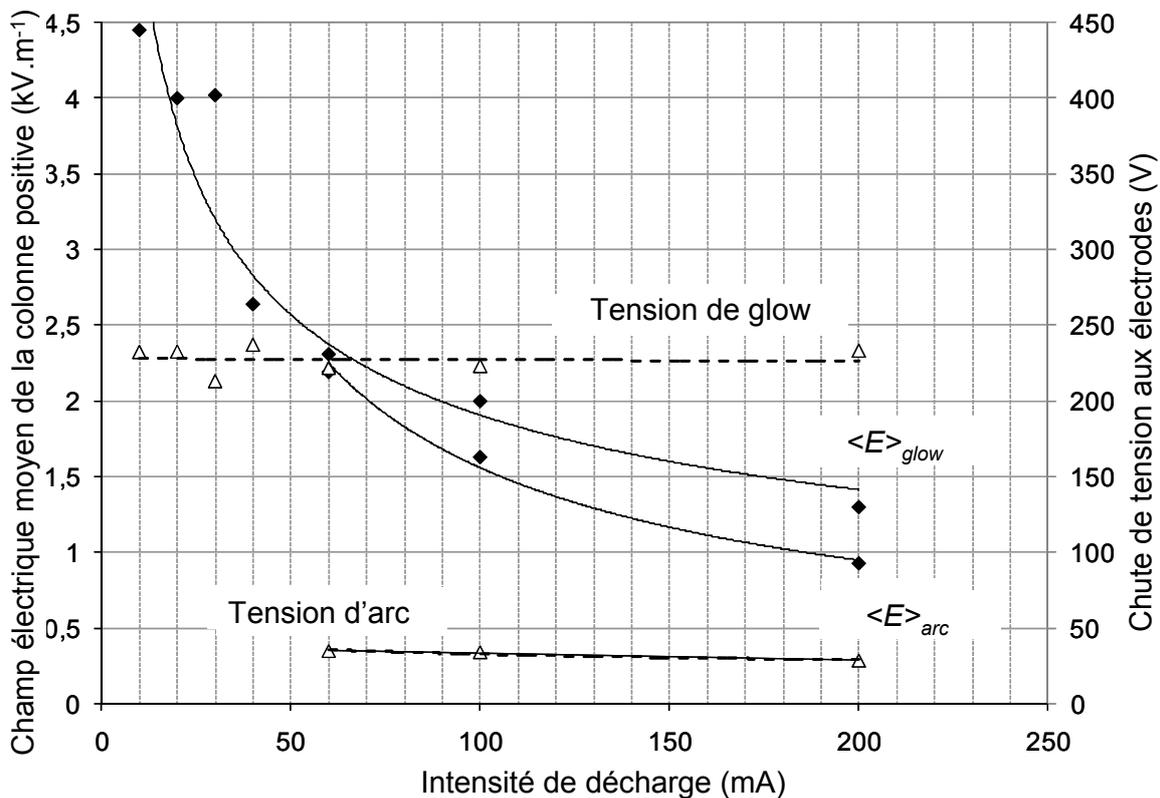


Figure 3.23 : Représentation schématique de l'évolution de la distribution de potentielle dans la décharge (hypothèse de champ constant dans la colonne) pour diverses valeurs de la distance inter-électrode.

Sur la figure 3.22 apparaissent clairement les deux types de décharge (glow et arc) et pour chaque type de décharge on obtient une valeur de chute de tension anodique et

cathodique  $V_A+V_C$  en faisant tendre la distance inter-électrode vers 0. Il est remarquable que les droites convergent vers des valeurs d'environ 240 V pour le glow et 20 V pour l'arc électrique. Comme exposé schématiquement sur la figure 3.23, la tension mesurée aux bornes des électrodes pour de très petites distances correspond quasi-uniquement à la somme des chutes de tension anodique et cathodique pour les deux régimes ; la différence de 220 V entre régimes glow et arc semble correspondre d'après nos observations, uniquement au passage d'un pied cathodique diffus à un pied cathodique concentré puisqu'aucun changement structural n'est observé au niveau de l'anode. Ceci est cohérent avec l'observation présentée en section 3.1.2 où la transition d'une décharge purement filamentaire avec un pied cathodique diffus vers un arc électrique correspondait à une chute de tension de l'ordre de 200 V.



**Figure 3.24** : Évolution du champ moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne et de la somme  $(V_A + V_C)$  en fonction de l'intensité du courant dans la décharge.

Ce champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne a été calculé à partir des données de la figure 3.22 et est présenté sur la figure 3.24, ainsi que la valeur de chute de tension anodique et cathodique  $V_A+V_C$  (obtenue en prenant l'ordonnée à l'origine des droites de la figure 3.22). Le champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne décroît pour des valeurs

croissantes du courant de décharge pour le glow dans les zones I (intensité inférieure à 50 mA) et II (intensité comprise entre 50 mA et 200 mA). Ce résultat peut être interprété par un degré d'ionisation croissant dans la colonne de décharge. On peut observer que la décroissance du champ électrique moyen dans la colonne est plus importante quand on passe d'un régime de glow diffus (de 10 à 30 mA) à un régime de glow filamentaire que lorsque ce régime de glow filamentaire transite vers l'arc électrique. Si ces deux régimes de glow filamentaire et d'arc électrique présentent des champs électriques moyens dans la colonne du même ordre de grandeur, les chutes de tension aux électrodes sont très différentes. Les photographies des décharges où l'on observe peu (voire pas) de modifications de la structure de colonne contrairement à celle du pied cathodique suggèrent que la transition est initiée à la cathode et que la colonne positive joue un rôle passif dans ce phénomène.

### ***3.3 Étude dynamique***

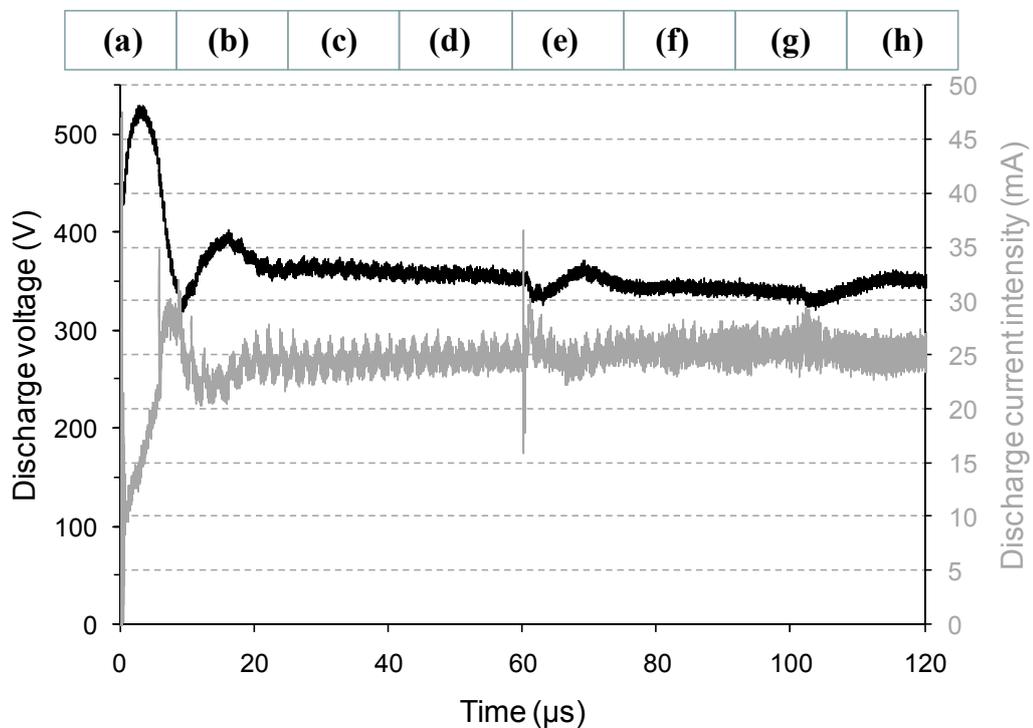
Intéressons nous maintenant à l'étude dynamique de la transition glow / arc, ce qui implique un suivi temporel des phénomènes de constriction de la colonne positive et des modifications de la structure de la décharge sur les électrodes. L'utilisation d'un système d'imagerie rapide a permis d'étudier la constriction de la colonne, et les signaux de tension donnent des informations globales sur la transition décharge lumineuse / arc électrique. Nous avons ainsi pu déterminer les différentes constantes de temps relatives à chaque processus.

#### ***3.3.1 Propagation du filament en régime de glow - transition d'une colonne diffuse à une colonne filamentaire***

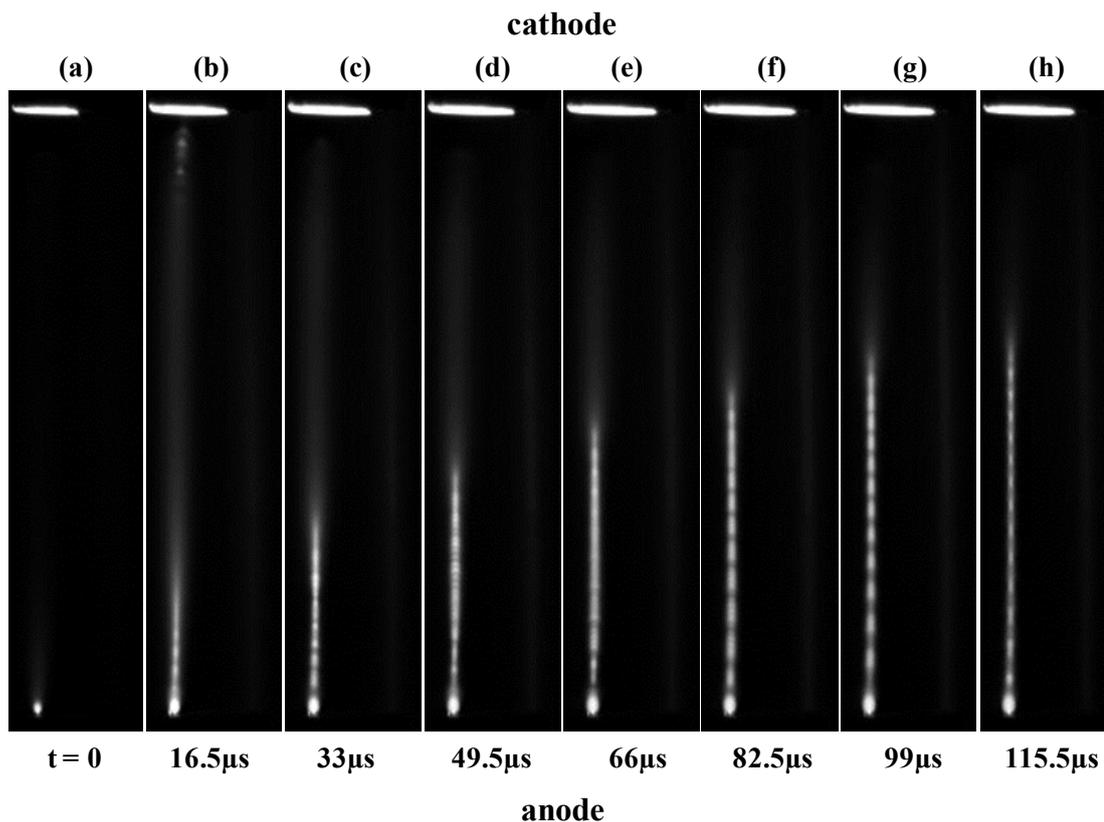
Dans cette partie on s'attache à observer la dynamique de transition d'une décharge lumineuse à colonne diffuse vers une décharge lumineuse à colonne filamentaire. Pour une distance inter-électrode  $d$  de 25 mm, les caractéristiques électriques de la décharge ainsi que ses caractéristiques structurales (imagerie rapide) ont été enregistrées simultanément au début de l'impulsion de courant. L'objectif étant de rester en régime de glow, nous avons appliqué un échelon de faible intensité d'environ 25 mA d'amplitude. Les enregistrements montrant l'évolution temporelle de l'intensité du courant de décharge et de la tension inter-électrodes sont données sur la figure 3.25. Par ailleurs, les photographies de la décharge

correspondant aux instants (a) à (h) indiqués sur la figure 3.25 sont présentées sur la figure 3.26. Le temps d'exposition dans ce cas est inférieur à 16  $\mu\text{s}$ .

Comme le montre l'oscillogramme de la figure 3.25, dès l'imposition de l'impulsion de courant, la tension présente un pic durant les 10 premières microsecondes, suivi d'une stabilisation. Pendant cet intervalle de temps, le courant croît également jusqu'à une valeur stable d'environ 25 mA. Des photographies ont été prises durant la totalité de la période présentée par l'oscillogramme ; la durée d'exposition correspondant à l'obtention de chaque image est indiquée par les blocs situés au dessus de l'oscillogramme et repérés par les lettres de (a) à (h). Comme on peut le voir sur les photographies, la partie filamentaire de la colonne positive se propage de l'anode vers la cathode et atteint un régime stable pour lequel la longueur du filament n'évolue plus après un temps de propagation de l'ordre de 100  $\mu\text{s}$ . Il est remarquable que la propagation du filament dans l'espace inter-électrode s'effectue à courant et tension constants (plateau qui débute à environ 25  $\mu\text{s}$ ) et que la colonne atteigne un état structural stationnaire stable (partiellement ou totalement filamentaire suivant la valeur de l'intensité dans l'échelon de courant imposé). On notera également que le temps caractéristique de l'établissement d'un filament dans la colonne positive est de l'ordre de plusieurs dizaines de microsecondes.



**Figure 3.25 :** Évolution au cours du temps de la tension de décharge et de l'intensité de décharge lors de l'application d'une impulsion de faible intensité (25 mA).  $P = 100$  mbar ;  $d = 25$  mm.

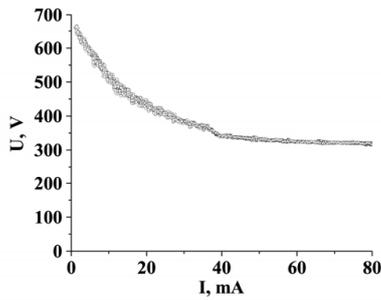


**Figure 3.26 :** Images de la décharge pour huit instants différents (temps de pause inférieur à 16  $\mu$ s). Les différents instants (a) à (h) sont indiqués sur la figure 3.25.  $P = 100$  mbar ;  $d = 25$  mm.

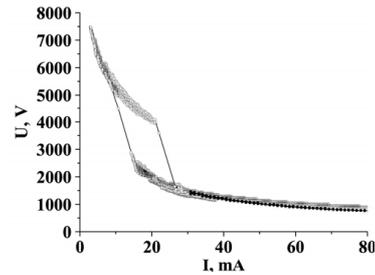
### Commentaires concernant la « contraction » de la colonne :

Dyatko *et al.*<sup>23</sup> ont observé une constriction partielle de la colonne dans le cas d'une décharge réalisée dans un flux d'un mélange Ar / N<sub>2</sub>, dans un tube de 3 cm de diamètre et de 75 cm de longueur. Dans leur cas, la pression d'étude variait de 1 à 120 Torr. Les électrodes étaient en tantale. Ils ont balayé une gamme de courant comprise entre 1 et 100 mA. À intensité croissante, ils ont observé une décroissance régulière de la tension de décharge pour les faibles pressions (e.g. 5 Torr en figure 3.27) et une décroissance présentant une discontinuité avec présence d'une hystérésis pour les pressions plus élevées (e.g. 120 Torr en figure 3.28). Cette discontinuité a été associée à la constriction de la colonne. En effet, Dyatko *et al.* ont constaté que la constriction de la colonne s'accompagnait d'une réduction significative de la valeur de tension (division de la valeur de tension avant constriction par un facteur compris entre 1,5 et 2).

<sup>23</sup> N A Dyatko, Y Z Ionikh, I V Kochetov, D L Marinov, A V Meshchanov, A P Napartovich, F B Petrov and S A Starostin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** (2008) 055204



**Figure 3.27:** Caractéristique  $U/I$  pour  $P = 5$  Torr ;  
Courbe extraite de Dyatko *et al*<sup>23</sup>.



**Figure 3.28:** Caractéristique  $U/I$  pour  $P = 120$  Torr ;  
Courbe extraite de Dyatko *et al*<sup>23</sup>.

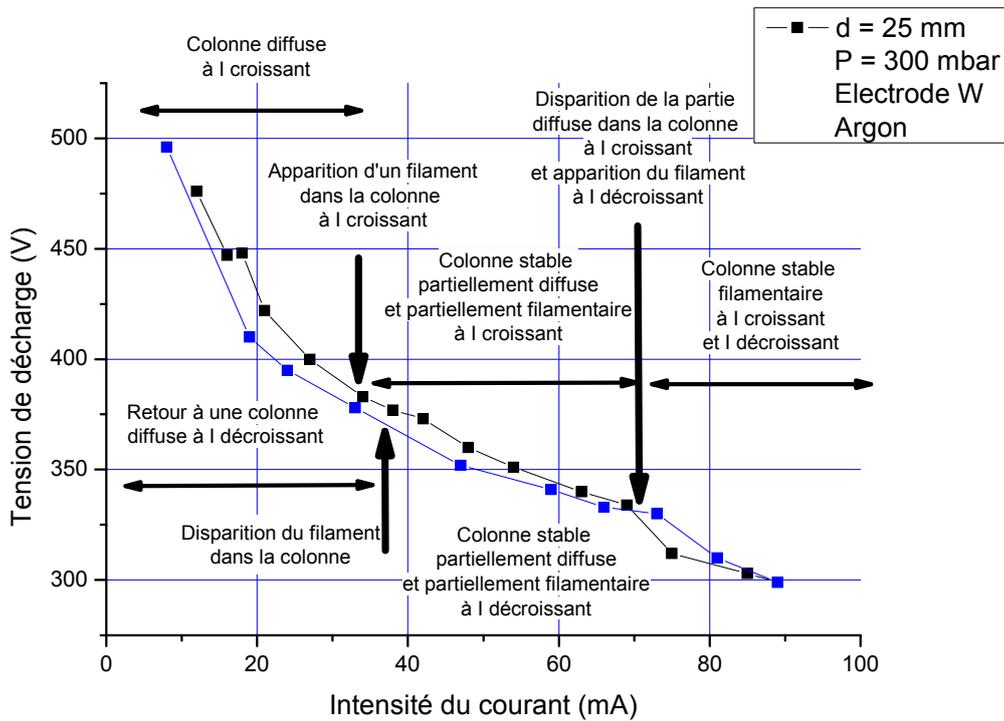
Si des stries n'ont pas été observées dans la partie diffuse de la colonne, elles apparaissent lors de la constriction de la décharge. La plupart du temps, les constriction observées l'ont été en régime dynamique avec une constante de temps de l'ordre de 100 ms. Il convient toutefois de souligner que Garscadden *et al.*<sup>24</sup> ont obtenu des contractions de colonne stables dans l'argon et que Ionikh *et al.*<sup>25</sup> les ont observées plus aisément dans des mélanges comprenant du  $N_2$ .

Dans le cadre de nos travaux, il n'a pas été constaté l'existence d'une hystérésis sur la caractéristique  $U/I$ . Un exemple de zoom d'une telle caractéristique autour de la « zone » de contraction de la colonne est donnée sur la figure 3.29 dans le cas d'une pression  $P = 300$  mbar et  $d = 25$  mm. Une caractéristique  $U/I$  à intensité croissante a été effectuée (points noirs sur la figure). La colonne est tout d'abord totalement diffuse, puis la constriction de la colonne intervient au voisinage de l'anode à partir d'environ 30-35 mA. Entre 70 mA et 75 mA, la colonne est partiellement filamentaire et partiellement diffuse de façon stable. Pour  $I$  supérieure à 75 mA, la colonne est totalement filamentaire. Une nouvelle caractéristique  $U/I$  à intensité décroissante (points bleus sur la courbe) permet d'observer l'apparition d'une zone diffuse dans la colonne (au niveau de la cathode) pour des valeurs de l'intensité du courant et de la tension très voisines de celles correspondant à l'apparition d'une colonne totalement filamentaire à intensité de courant croissante. De même, la colonne devient entièrement diffuse pour une valeur de l'intensité du courant voisine de celle correspondant à l'apparition d'un filament partiel dans la colonne à intensité de courant croissante. Par ailleurs, les deux

<sup>24</sup> Garscadden A and Lee D A, *Int. J. Electron*, 1966, Vol. 20No. 6, pp. 567-581

<sup>25</sup> Yu. Z. Ionikh, A. V. Meshchanov, F. B. Petrov, N. A. Dyatko, and A. P. Napartovich, *Plasma Physics Reports*, 2008, Vol. 34, No. 10, pp. 867-878.

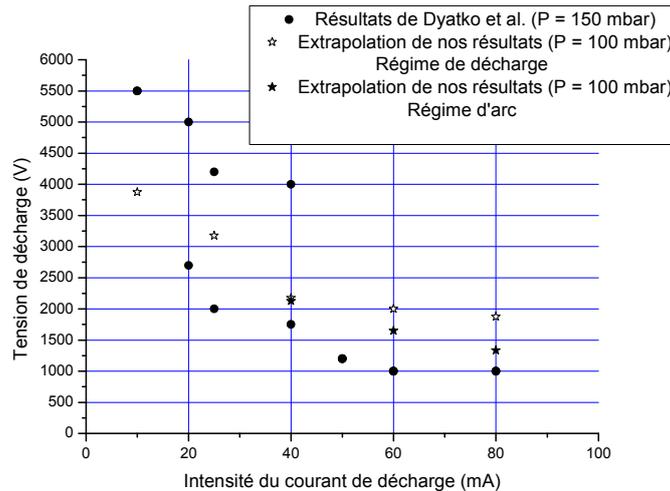
caractéristiques  $U/I$  à intensité de courant croissante et décroissante sont très voisines et aucune hystérésis n'apparaît.



**Figure 3.29:** Exemple de caractéristique  $U/I$  zoomée autour de la zone de contraction de la colonne pour  $P = 300$  mbar,  $d = 25$  mm. Points noirs :  $I$  croissant ; points bleus :  $I$  décroissant.

Dyatko et al.<sup>23</sup>, à l'aide d'une modélisation 1D (radiale) ont montré que la contraction de la colonne est la conséquence combinée de deux faits. D'une part la conséquence d'un chauffage non uniforme (radialement) dans la colonne qui influe sur la densité du gaz ( $N$ ), sur la valeur de champ réduit ( $E/N$ ), et par conséquent sur le taux d'ionisation. D'autre part une conséquence de la diffusion ambipolaire des charges et de la forte dépendance du taux d'ionisation vis-à-vis de la densité électronique.

En reprenant les valeurs obtenues concernant le champ électrique et les sommes des chutes anodiques et cathodiques à 100 mbar, nous pouvons grossièrement proposer un ordre de grandeur de tension de décharge en extrapolant à une valeur de  $d$  de 75 cm. Ceci est présenté en figure 3.30 et comparé avec les valeurs proposées par Dyatko *et al.*<sup>23</sup> à 150 mbar. Cette représentation permet de mettre en évidence le fait que tout phénomène conduisant à une discontinuité (et hystérésis) est minoritaire, voire absent dans nos conditions.



**Figure 3.30** : Comparaison entre les travaux de Dyatko *et al.*<sup>23</sup> et l'extrapolation de nos travaux à  $d = 75$  cm.

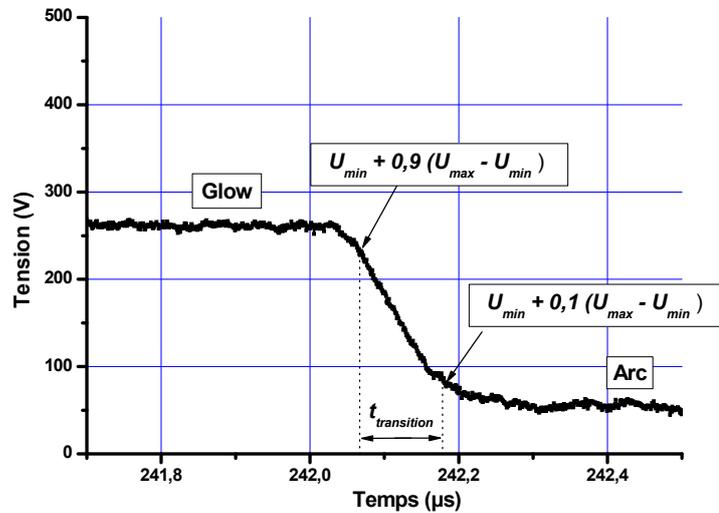
### 3.3.2 Durée des transitions spontanées du glow vers l'arc

Dans cette partie l'attention est portée sur la transition elle-même. Il convient de souligner que les phénomènes physiques qui se produisent durant les transitions spontanées vues dans la zone II de la figure 3.21 sont indépendants des caractéristiques du circuit externe. En d'autres termes, lorsque l'on impose un échelon de courant, les caractéristiques temporelles des phénomènes observés sont uniquement liées aux processus physiques dans le développement de la décharge, puisque leurs constantes de temps sont plus courtes que les valeurs RC du circuit externe (environ 100 ms dans le cas des résultats exposés dans la figure 3.21). Par ailleurs, pour des électrodes en acier et un plasma d'azote, Hsu *et al.*<sup>26</sup> ont étudié la transition glow/arc en appliquant une impulsion de tension pouvant atteindre 15 kV. Dans ces conditions, la valeur de l'intensité du courant n'est pas un paramètre contrôlé. À l'application de l'impulsion de courant, pendant la phase précédant la TGA, tension et courant de décharge sont linéairement corrélés (régime de décharge lumineuse «anormale»). Les durées de transition mesurées sont de l'ordre de quelques microsecondes. La caractéristique  $U/I$  en régime dynamique est comparable à celle obtenue dans le cadre de la présente étude.

Dans le but de caractériser les transitions spontanées de glow vers arc, une étude paramétrique a été menée sur leur durée en fonction de la distance inter-électrode  $d$  et du courant de décharge. Cette durée a été définie comme le temps de descente du signal de

<sup>26</sup> C. Hsu and C. Yi Wu, J. Phys. D: Appl. Phys., 2009, 42, 215202

tension, c'est-à-dire l'intervalle de temps correspondant à une évolution de 90% à 10% de la chute de tension, comme illustré par la figure 3.31.



**Figure 3.31** : Représentation de la mesure du temps de transition entre glow et arc. (ici les électrodes sont en tungstène, le gaz est l'argon,  $P = 100$  mbar,  $d = 15$  mm,  $I = 150$  mA)

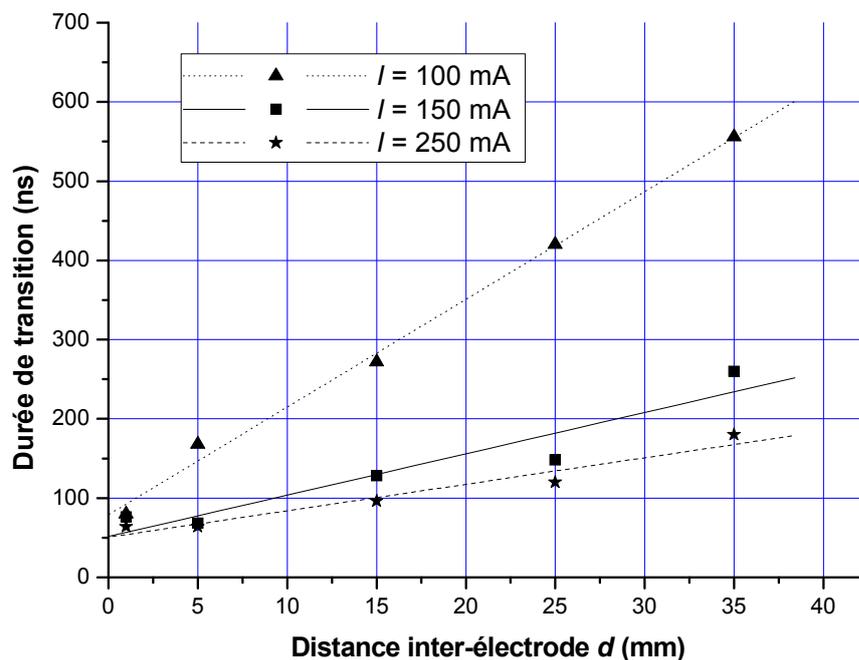
On rappelle que cette chute de tension est associée à un changement morphologique du pied cathodique, ces deux critères définissant ici le régime d'arc. La figure 3.32 présente les durées de transition spontanées de glow vers arc en fonction de la distance inter-électrode  $d$  pour différents courants de décharge : 100 mA, 150 mA et 250 mA.

Pour les trois valeurs d'intensité de décharge, la durée des transitions glow vers arc croît linéairement avec  $d$ . De plus, on constate que plus la valeur de l'intensité du courant est élevée, plus la pente est faible. Une extrapolation des valeurs expérimentales pour  $d$  tendant vers 0 conduit à une valeur commune de durée de transition pour les trois valeurs de courant. Cette durée, comprise entre 60 ns et 80 ns, pourrait être caractéristique des phénomènes se produisant aux électrodes, plus spécifiquement d'un changement des mécanismes d'émission électronique à la cathode, et cela pendant la transition comme déjà observé dans l'air à pression atmosphérique<sup>27</sup>.

L'observation de la dépendance de la transition vis-à-vis de la distance inter-électrode et du courant de décharge suggère que la longueur ainsi que le degré d'ionisation de la colonne positive ont un impact important sur la durée de la transition. Ceci signifie que, une fois le mécanisme de transition initié au pied cathodique, un mécanisme « propagatif » se produit durant la TGA. Ce mécanisme de propagation dans la colonne semble présenter une

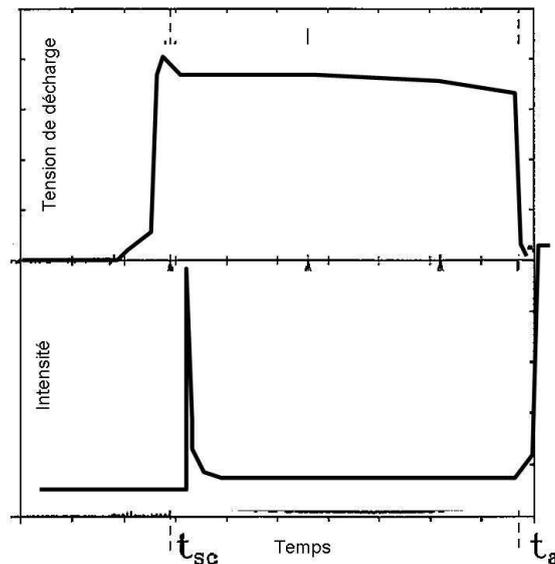
<sup>27</sup> M Cernak, E M van Veldhuizen, I Mowat and W R Rutgerst, J. Phys. D Appl. Phys. 28 (1995), pp. 1126-1132

vitesse constante pour un couple de valeurs de distance inter-électrode et de courant de décharge. Par ailleurs, plus l'intensité de la décharge est importante et plus la propagation s'effectue rapidement. Cependant, comme le suggère la figure 3.32, la vitesse de propagation de la colonne filamentaire dans l'espace inter-électrode semble atteindre une limite. Cette limite peut difficilement être mesurée : en effet, à partir d'une certaine valeur seuil de courant de décharge, il n'existe plus de transitions spontanées mais uniquement des transitions franches et irréversibles. Or ces transitions franches et irréversibles s'accompagnent d'une incertitude sur leurs durées. Plus précisément, le dispositif expérimental tel qu'il a été conçu nécessite un « basculement » (à l'aide d'un interrupteur rapide) de l'alimentation vers le côté arc (voir chapitre 2). Lorsque ce basculement a lieu on observe d'abord une montée en tension avant que la transition n'intervienne. Ce processus n'est cette fois plus indépendant de l'alimentation et implique le temps de commutation de l'interrupteur rapide ainsi que le temps d'établissement du courant dans la décharge. Toutefois, on peut noter que le phénomène de transition spontanée a une durée dont l'ordre de grandeur est de 100 ns avec une limite basse qui *a priori* serait de l'ordre de 50 ns pour  $P = 100$  mbar.



**Figure 3.32** : Durées de transition spontanée d'un état de décharge lumineuse vers un arc en fonction de la distance inter-électrode  $d$  pour différents courants de décharge, i.e. 100 mA, 150 mA et 250 mA. Argon  $P = 100$  mbar.

Cernak *et al.*<sup>27</sup> ont étudié la TGA dans le cas d'une décharge couronne en air ambiant pour des électrodes en graphite conditionnées ou non. La décharge de glow filamentaire est amorcée par surtension sous forme d'un streamer, qui compte-tenu du niveau élevé de tension, évolue vers l'arc électrique. Nous sommes donc ici en présence d'une transition entre un régime de glow filamentaire et un arc électrique. Si la définition de la durée de transition (retard séparant l'impulsion de streamer de l'arc lui-même :  $t_{sc}$  et  $t_a$  respectivement sur la figure 3.33) diffère de celle adoptée ici, les valeurs annoncées par ces auteurs sont du même ordre de grandeur, soit environ 50 ns.



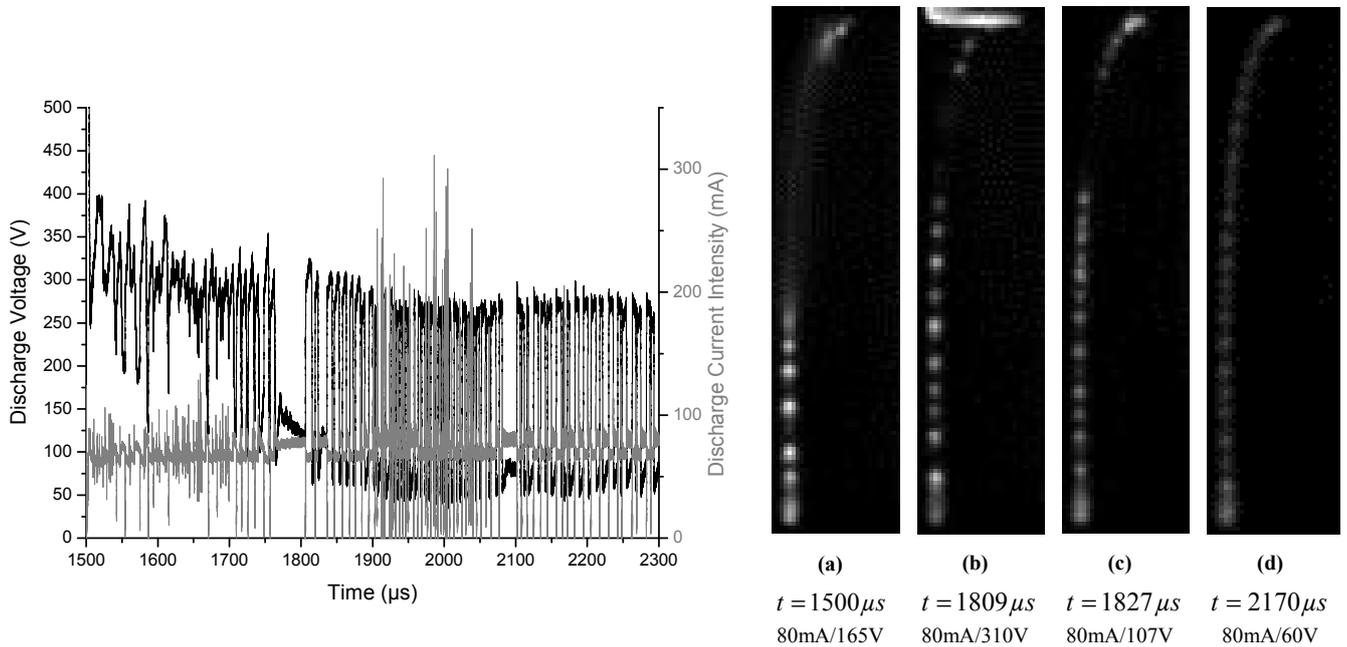
**Figure 3.33:** Allure des évolutions temporelles des tensions de décharge et de courant, extraite de Cernak *et al.*<sup>27</sup>

Par ailleurs, l'interprétation donnée au mécanisme de transition dans ce cas est proche de celle proposée par Dyatko *et al.*<sup>23</sup>, reposant sur une augmentation graduelle de la valeur de champ réduit ( $E/N$ ) dans le canal, au travers d'une chute de la densité du gaz  $N$ , elle-même causée par la propagation radiale d'une onde de choc et par le chauffage du gaz.

### 3.3.3 Étude de la chronologie des changements de structure observés concernant le pied cathodique et la propagation du filament

Les modifications structurelles de la colonne positive ainsi que du pied cathodique sont deux phénomènes structurels bien distincts. La question de la chronologie des événements et donc d'une relation de causalité possible entre ces phénomènes est alors posée. Autrement dit, est-il nécessaire que le filament soit entièrement propagé dans l'espace inter-

électrode pour que le pied cathodique passe de diffus à concentré ? La figure 3.34 montre un cas obtenu pour une impulsion de courant de 80 mA d'amplitude. Cet exemple permet de répondre en partie à cette question.



**Figure 3.34 :** Partie de gauche : Évolution en fonction du temps de la tension entre les électrodes et de l'intensité de la décharge.  $P = 100$  mbar ;  $d = 25$  mm.

Partie de droite : Images de la décharge pour quatre instants différents :

- (a) décharge partiellement filamentaire avec spot cathodique
- (b) décharge partiellement filamentaire avec pied cathodique diffus
- (c) décharge partiellement filamentaire avec spot cathodique
- (d) décharge totalement filamentaire avec spot cathodique et tension correspondant à une tension d'arc

Dans ces conditions de pression, de distance inter-électrode et de courant, un retard à l'établissement d'un régime de tension, similaire aux cas présentés précédemment sur les figures 3.15 et 3.16, a été constaté. Il s'agit d'un régime dans lequel apparaissent des transitions spontanées de glow vers l'arc avec des oscillations entre deux valeurs de tensions correspondant à chaque type de décharge et qui se répètent. Ce retard correspond à une période transitoire qui commence au début de l'impulsion, à  $t = 1500 \mu\text{s}$  sur l'exemple de la figure 3.34, et qui se termine ici à  $t = 2000 \mu\text{s}$ . Durant cette période transitoire, on observe une chute de tension qui décroît jusqu'à une valeur d'environ 65 - 70 V, ce qui correspond dans ces conditions à une décharge d'arc (photographie (d), figure 3.34). Pendant cette chute de tension, le système présente des oscillations brutales entre différents niveaux de tension correspondant à des états intermédiaires de glow et d'arc. Au cours de cette phase transitoire, différentes structures existent, comme illustré par les clichés (a), (b) et (c) de la figure 3.34.

La décharge peut être partiellement filamentaire avec un spot cathodique (figure 3.34, photographies (a) et (c)) et peut également être partiellement filamentaire avec un pied cathodique élargi (figure 3.34, photographie (b)). On observe que pour une décharge comportant une répartition quasi-identique de composante diffuse et filamentaire dans la colonne (photographies (b) et (c)), on mesure une différence de tension correspondant au changement de structure du pied cathodique de 200 V environ. Il est également important de noter que le changement de morphologie du pied cathodique pendant la propagation du filament est possible. En effet, durant la période transitoire de la figure 3.34, le filament se propage dans l'espace inter-électrode tandis que, simultanément, le pied cathodique oscille entre un spot et un état diffus. Par conséquent, ni le fait d'avoir une colonne entièrement filamentaire, ni le fait d'avoir un spot cathodique ne sont chacune des conditions suffisantes pour transiter vers un arc électrique. En revanche, on peut alors définir les deux conditions nécessaires au régime d'arc : une colonne totalement filamentaire et un spot cathodique.

### ***3.4 Commentaires et conclusion partielle : électrode en tungstène dans l'argon - exemple à $P = 100$ mbar et $d = 25$ mm***

En définitive, nous avons étudié les transitions d'un glow DC vers un arc électrique à la pression de 100 mbar dans l'argon en imposant une impulsion de courant d'une durée de 2 ms entre des électrodes de tungstène espacées de 5 à 45 mm et entre lesquelles avait été préalablement généré un glow caractérisé par un courant de 10 mA. Nous avons observé des transitions spontanées entre glow et arc et avons pu mettre en évidence, dans ces conditions, un niveau de courant seuil d'environ 280 mA pour lequel existent ces transitions spontanées. Au-delà de ce seuil, interviennent uniquement des transitions franches et irréversibles vers l'arc. Nous avons également montré l'existence d'un état intermédiaire entre glow et arc, qui conjugue les propriétés d'un glow avec une chute de tension aux électrodes modérée, caractéristique du régime glow (pied cathodique diffus), et un champ électrique moyen dans la colonne (filamentaire) comparable à celui observé dans la colonne d'arc. Il a été montré que la transition d'un glow vers un arc résultait de la combinaison (i) de la propagation dans l'espace inter-électrode d'une constriction de colonne initiée à l'anode et (ii) de la modification structurelle du pied cathodique qui passe de diffus à concentré. D'un point de vue structurel, l'arc est alors défini comme une décharge présentant un spot cathodique ainsi qu'une colonne purement filamentaire. Nous avons constaté que la durée du phénomène de transition d'un glow diffus vers un arc dépendait à la fois de la durée de propagation du

filament (constriction progressive de la colonne positive depuis l'anode vers la cathode) dont l'ordre de grandeur est de 100  $\mu$ s, et de la durée de modification structurale du pied cathodique (le pied anodique ne semblant pas jouer de rôle majeur) dont l'ordre de grandeur est de 100 ns, et pour laquelle la chute de tension associée est d'environ 200 V.

### 3.5 Étude comparative en fonction de $d$ et de $P$

La section précédente présentait les résultats et interprétations relatifs à la transition glow / arc en atmosphère d'argon à pression constante (100 mbar). Cette section expose les résultats obtenus au cours d'investigations portant sur l'influence de la pression lors du processus de transition. Dans cet objectif, des études paramétriques comparatives ont été effectuées pour des pressions de 100 mbar, 300 mbar, 500 mbar, 700 mbar et 900 mbar, et ce pour des distances inter-électrode comprises entre 5 mm et 45 mm.

#### 3.5.1 Colonne filamentaire ou diffuse en régime de glow

De la même façon que cela a été effectué à  $P = 100$  mbar et  $d = 25$  mm dans l'argon, l'attention a été portée sur la structure de la colonne de décharge en régime statique de glow pour différentes pressions et distances inter-électrode. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.3.

Pression $P$ (mbar)	Distance inter-électrode $d$ (mm)				
	5	15	25	35	45
100	5,10,20,30,40	5,10,20,30,40	5,10,20#,30#,40#	5,10,20,30#,40#	5,10,20,30,40#
300	5,10#,20*,30*,40*,50*,60*	5,10#,20*,30*,40*,50*,60*	5,10*,20*,30*,40*,50*,60*	5,10#,20*,30*,40*,50*,60*	5,10*,20*,30*,40*,50*,60*
500	5#,10*,20*,30*,40*,50*,60*	5#,10*,20*,30*,40*,50*,60*	5*,10*,20*,30*,40*,50*,60*	5*,10*,20*,30*,40*,50*,60*	10*,20*,30*,40*,50*,60*
700	5*,10*,20*,30*,40*,50*,60*	5*,10*,20*,30*,40*,50*,60*	10*,20*,30*,40*,50*,60*	10*,20*,30*,40*,50*,60*	10*,20*,30*,40*,50*,60*
900	5*,10*,20*,30*,40*,50*,60*	5*,10*,20*,30*,40*,50*,60*	10*,20*,30*,40*,50*,60*	10*,20*,30*,40*,50*,60*	

**Tableau 3.3 :** Structure de la colonne d'une décharge en régime de glow pour des valeurs croissantes du courant de décharge (valeurs indiquées en mA dans le tableau) en fonction de la pression d'argon et de la distance inter-électrode. Pour chaque valeur de courant indiquée, trois possibilités : pas de marque indique une colonne diffuse, # indique une colonne partiellement diffuse et partiellement filamentaire et \* indique une colonne purement filamentaire. Argon, pression  $P$  variable, distance inter-électrode  $d$  variable.

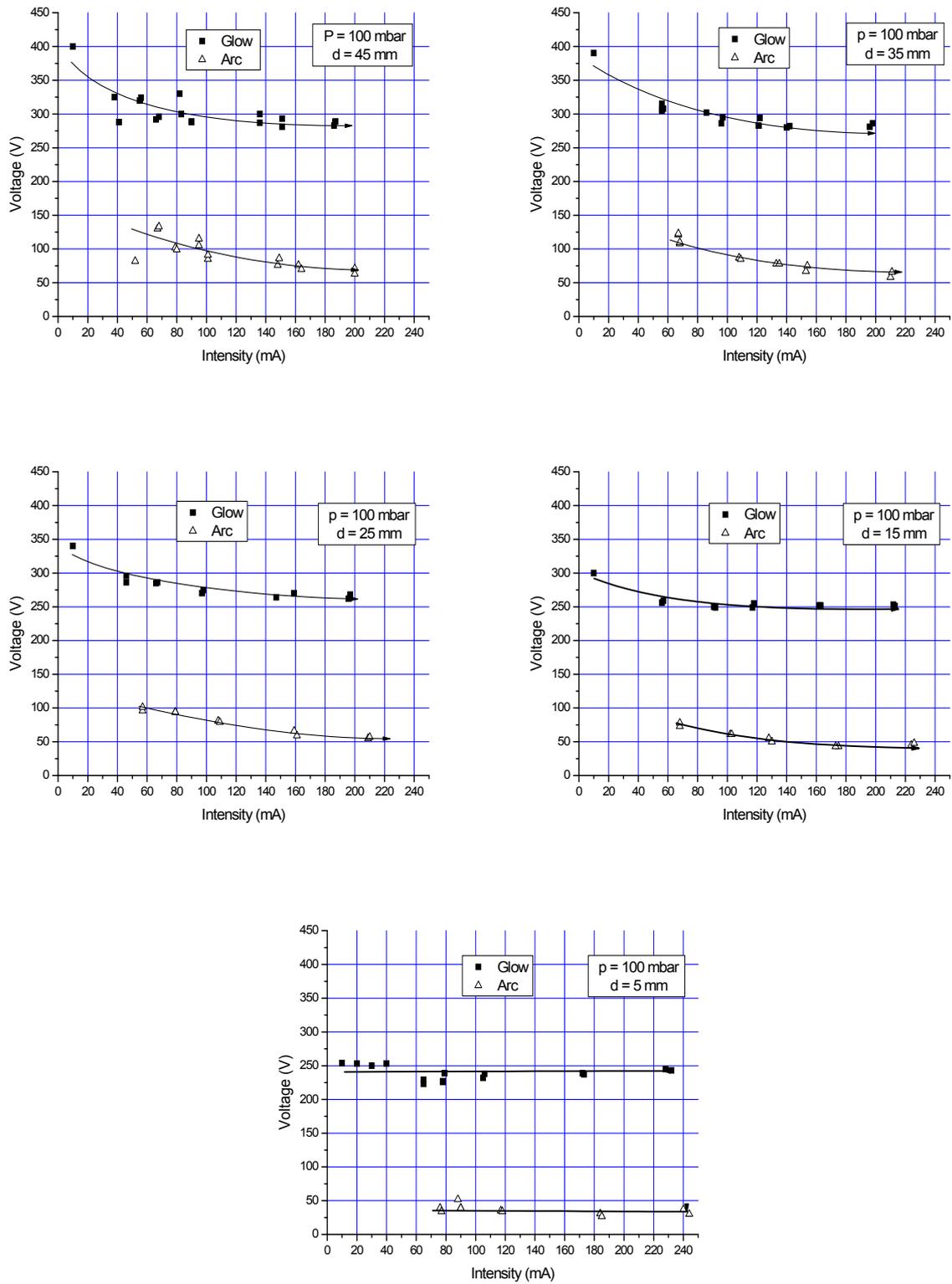
Comme indiqué plus haut, l'intensité de décharge influe largement sur l'aspect filamentaire ou non de la décharge. Plus le courant est élevé et plus la composante filamentaire de la colonne de décharge occupe une grande partie de la distance inter-électrode.

Il apparaît aussi que la pression joue un rôle concernant la structure de la colonne de décharge. En effet, plus la pression est élevée et plus le caractère filamentaire de la colonne de décharge apparaît pour des valeurs faibles de courant. Par exemple, pour  $d = 15$  mm, on observe que quelle que soit l'intensité, la colonne de décharge est purement diffuse à  $P = 100$  mbar et purement filamentaire à partir de  $P = 700$  mbar.

### *3.5.2 Étude paramétrique en statique*

#### *3.5.2.1 Distance inter-électrode*

La figure 3.35 représente les caractéristiques  $U/I$  obtenues à 100 mbar pour toutes les distances inter-électrodes permises par le dispositif expérimental, à savoir 5, 15, 25, 35, et 45 mm. Chaque point de mesure a été obtenu pour un état stationnaire d'une durée de quelques microsecondes au minimum, et la plupart du temps, d'une dizaine de microsecondes. Pour toutes les valeurs de distances étudiées, il apparaît systématiquement deux niveaux de tension caractéristiques des deux régimes de décharge : glow et arc. Pour chacun de ces régimes, on observe que le niveau de tension diminue avec la distance. Il passe de 290 - 320 V en glow et 90 - 110 V pour l'arc à 45 mm à 230 - 250 V en glow et 30 - 40 V en arc à 5 mm. Par contre, la différence de tension entre glow et arc semble rester constante, estimée à 200 V. D'autre part, on note que la décroissance de la tension aux bornes des électrodes est d'autant plus marquée que la distance est importante. Ainsi, pour la distance la plus faible ( $d = 5$  mm), aucune décroissance perceptible de la tension à courant croissant n'est observée.



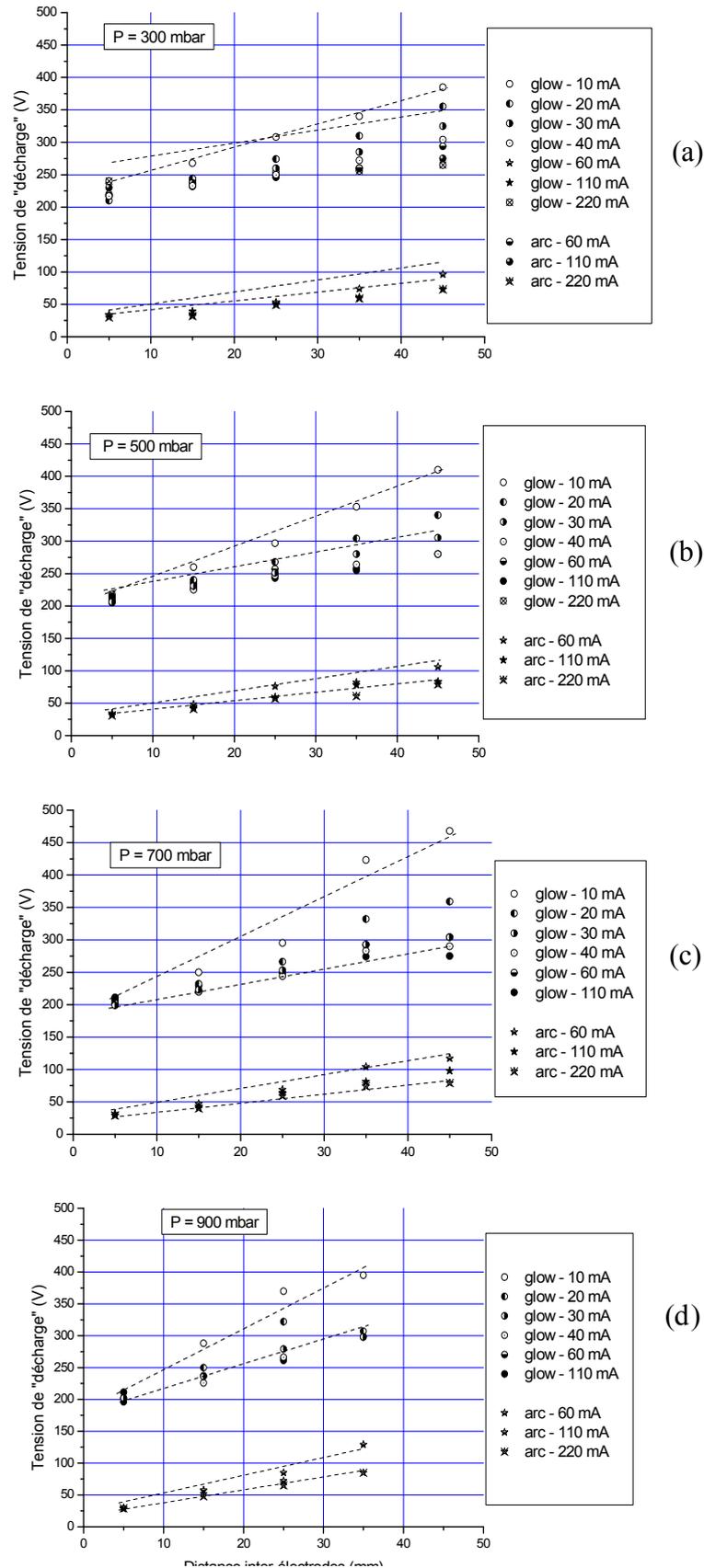
**Figure 3.35 :** Caractéristiques  $U/I$  pour  $d = 5, 15, 25, 35$  et  $45$  mm à  $P = 100$  mbar. Electrodes en tungstène, Argon.

### 3.5.2.2 Pression

Des études paramétriques similaires à celle menée à 100 mbar ont été menées pour différentes pressions, pour toutes les distances inter-électrodes de 5 mm à 45 mm (lorsque les conditions expérimentales permettaient d'amorcer une décharge compte-tenu de la limitation en tension du générateur) et pour des niveaux de courant allant de 10 mA à 250 mA. Sur les figures 3.36(a) à 3.36(d) sont représentées les tensions mesurées en régime statique aux bornes de la décharge en fonction de la distance inter-électrode et pour différentes valeurs du courant de décharge. Sur chaque figure et pour chaque valeur de courant il apparaît, comme dans le cas de la figure 3.22 (100 mbar), une relation linéaire entre tension de décharge et distance inter-électrode. Avec la même approche que pour le cas présenté précédemment à 100 mbar, on considère que l'ordonnée à l'origine correspond aux chutes de tension aux électrodes ( $V_A + V_C$ ) et que la pente de chaque droite est le champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne de décharge.

Les différentes valeurs de chutes de tension aux électrodes sont donc obtenues par extrapolation pour  $d$  tendant vers zéro. Elles sont reportées dans les tableaux 3.4 et 3.5 pour un courant de décharge de 60 mA. La chute de tension aux électrodes diminue lorsque l'on augmente la pression : elle passe de 222 V pour 100 mbar à 183 V pour 900 mbar dans le cas d'une décharge de glow et de 35 V pour 100 mbar à 14 V pour 900 mbar dans le cas d'un arc électrique. Par ailleurs, on observe à courant constant une réduction de la zone cathodique avec l'augmentation de pression.

En ce qui concerne le champ électrique moyen dans la colonne, pour chaque couple pression et intensité donné (e.g. 60 mA dans les tableaux 3.4 et 3.5), on obtient les mêmes ordres de grandeur pour les décharges de glow en régime filamentaire et l'arc électrique ; on retrouve donc ici encore la traduction électrique de l'aspect filamentaire de la colonne de décharge.



**Figure 3.36:** Tension de décharge en fonction de la distance inter-électrode pour  $P = 300$  (a), 500 (b), 700 (c) et 900 mbar (d) et pour des courants compris entre 10 mA et 220 mA. Electrodes en tungstène, argon.

	100 mbar	300 mbar	500 mbar	700 mbar	900 mbar
$V_A+V_C$ (V)	222	205	203	188	183
$\langle E \rangle$ (kV.m <sup>-1</sup> )	2,3	1,8	1,7	2,7	3,3
$\langle E/N \rangle$ (Td)	0,92	0,24	0,14	0,15	0,15

**Tableau 3.4 :** Chute de tension aux électrodes  $V_A+V_C$ , champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  et champ électrique réduit moyen  $\langle E/N \rangle$  pour différentes valeurs de pression. Décharge de glow avec un courant de 60 mA.

	100 mbar	300 mbar	500 mbar	700 mbar	900 mbar
$V_A+V_C$ (V)	35	17	25	17	14
$\langle E \rangle$ (kV.m <sup>-1</sup> )	2,2	1,6	1,8	2,3	2,9
$\langle E/N \rangle$ (Td)	0,87	0,22	0,14	0,13	0,13

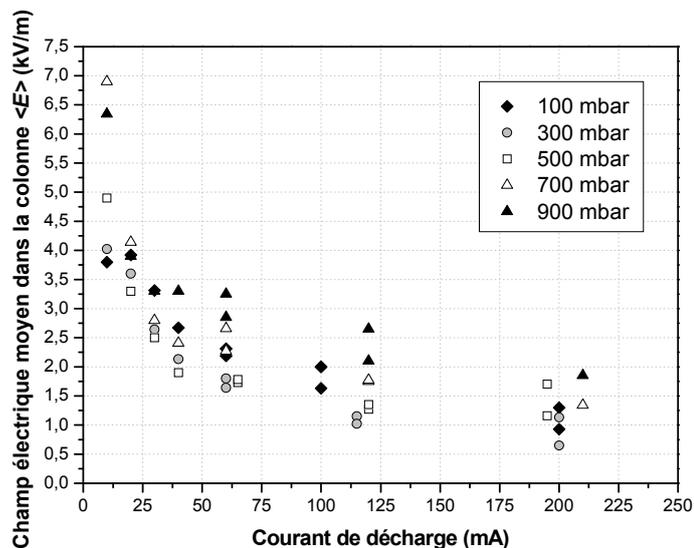
**Tableau 3.5 :** Chute de tension aux électrodes  $V_A+V_C$ , champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  et champ électrique réduit moyen  $\langle E/N \rangle$  pour différentes valeurs de pression. Régime d'arc avec un courant de 60 mA.

Dans les tableaux 3.4 et 3.5 le champ réduit moyen  $\langle E/N \rangle$ , calculé sur la base d'une température de 20 °C (température du local expérimental), ainsi que le champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne sont spécifiés pour des valeurs de pression comprises entre 100 et 900 mbar et pour une intensité du courant de 60 mA. On observe que les valeurs de champ électrique moyen reste du même ordre de grandeur pour toutes les pressions. Les valeurs de champ réduit sont équivalentes pour des pressions allant de 500 à 900 mbar. Nous avons également calculé les valeurs de champ réduit pour le régime d'arc dont la valeur est constante lorsque la pression est supérieure à 300 mbar, la validité de ces calculs est discuté ci-après.

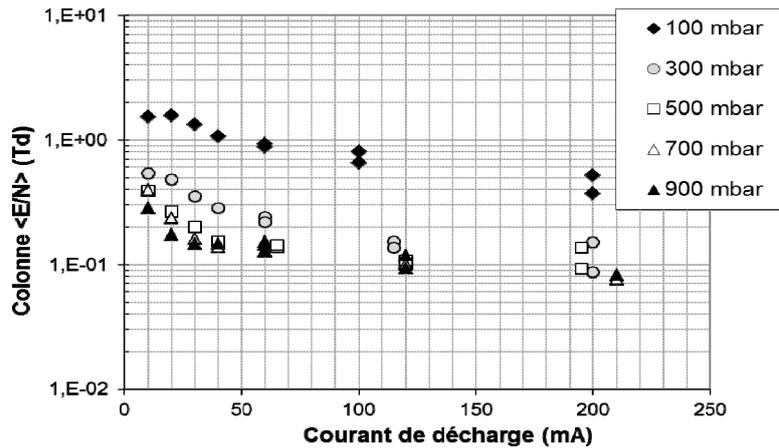
L'hypothèse de considérer un champ réduit apparaît raisonnable dans le cas d'une décharge hors équilibre thermodynamique telle que la décharge en régime de glow, elle est plus discutable dans le cas du régime d'arc du fait d'un plus fort taux d'ionisation. Toutefois, considérant que dans ces conditions, l'intensité du courant de décharge est limitée à 60 mA, le chauffage de la colonne gazeuse peut être considéré comme négligeable. Par la suite nous présenterons également des valeurs de champ réduit pour des valeurs de courant en fonction de l'intensité du courant dans la gamme 10 – 250 mA même si la validité de cette hypothèse est discutable.

La figure 3.37(a) présente la variation du champ électrique moyen en fonction de l'intensité du courant de décharge dans la gamme de pression 100 – 900 mbar. Pour chaque valeur de l'intensité du courant, les valeurs de  $\langle E \rangle$  sont du même ordre de grandeur pour le glow et pour l'arc électrique.

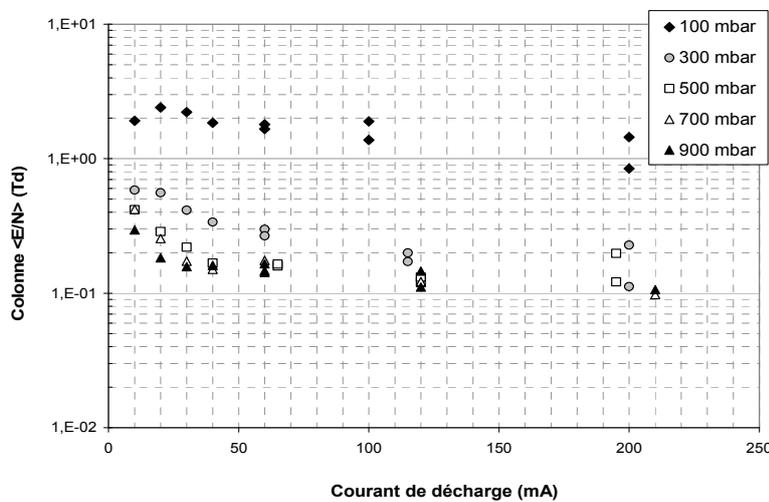
La figure 3.37(b) représente le champ réduit moyen en fonction de l'intensité du courant dans la décharge pour différentes valeurs de pression. Dans cette figure, le champ réduit a été calculé pour  $T_{gaz} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ , c'est-à-dire en considérant l'énergie volumique de la colonne de décharge comme constante. Sur la figure 3.37 (c) , le champ réduit a été recalculé en considérant l'échauffement du gaz dû au passage du courant. Les figure 3.37 (b) et 3.37(c) montre une même tendance bien que les valeurs de champ réduit lorsque la différence de température dans la colonne de décharge liée au passage de courant (figure 3.37(c)) soient plus importantes. Les commentaires qui suivent sont valables pour les deux figures. Le champ réduit permet de mettre en évidence l'effet de la pression. On voit apparaître deux zones. Une première zone allant de 10 mA à 60 mA et une seconde allant de 60 mA à 250 mA. Dans la première zone, pour chaque valeur de pression,  $\langle E/N \rangle$  décroît fortement. Le champ réduit décroît avec la pression : il est quasiment 7 fois plus grand à 100 mbar qu'à 900 mbar. Dans la seconde zone, on remarque pour chaque pression la séparation de la courbe en deux parties, il existe deux valeurs du champ réduit moyen par valeur de courant, une correspond à la décharge de glow et l'autre au régime d'arc. Le champ réduit moyen est plus important à 100 mbar que pour les autres pressions. Au-delà de 300 mbar, l'influence de la pression se fait moins sentir (champ réduit constant au-delà de 300 mbar). On peut noter que la prise en compte de l'échauffement du gaz conduit à souligner l'effet de la pression ainsi que celui de l'intensité du courant sur le champ réduit.



**Figure 3.37 (a) :** Champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  (en  $\text{kV}\cdot\text{m}^{-1}$ ) en fonction du courant de décharge à  $d = 25 \text{ mm}$  et pour les valeurs de pression suivantes : 100, 300, 500, 700 et 900 mbar.



**Figure 3.37(b) :** Champ électrique réduit moyen  $\langle E/N \rangle$  (en Td) calculé à  $T_{gaz} = 20^\circ\text{C}$  en fonction du courant de décharge à  $d = 25$  mm et pour les valeurs de pression suivantes : 100, 300, 500, 700 et 900 mbar.



**Figure 3.37 (c) :** Champ électrique réduit moyen  $\langle E/N \rangle$  (en Td) calculé à  $T_{gaz} \neq 20^\circ\text{C}$  en fonction du courant de décharge à  $d = 25$  mm et pour les valeurs de pression suivantes : 100, 300, 500, 700 et 900 mbar.

### 3.5.3 Propagation de la zone filamentaire dans l'espace inter-électrode

Nous nous sommes intéressés au temps de propagation de la zone filamentaire dans l'espace inter-électrode, pour des pressions de 100, 300, 500, 700, 900 mbar et pour des distances inter-électrode de 15, 25 et 35 mm. On voit que la gamme de distance inter-électrode étudiée est restreinte, du fait (i) de la résolution temporelle maximale de  $2 \mu\text{s}$  dont nous disposons avec le système d'imagerie rapide, interdisant l'étude de phénomènes très rapides tels que ceux intervenant pour  $d = 5$  mm, (ii) de l'amorçage de décharges sur les parois internes de l'enceinte observé à  $d = 45$  mm pour des pressions excédant 300 mbar (et donc imposant des niveaux de tension élevés).

Le tableau 3.6 présente les valeurs de durées de propagation du front de constriction de la colonne de décharge obtenues pour une distance inter-électrode de 25 mm et en fonction de la pression (les mêmes tendances ont été observées pour les deux autres valeurs de distance inter-électrode). On voit que le filament se propage d'autant plus vite dans la totalité de l'espace inter-électrode que la pression est élevée.

D'après Dyatko *et al.*<sup>23</sup> la vitesse de propagation du front de constriction de la décharge est liée à la valeur du champ réduit, qui est lui-même lié aux processus gouvernant la densité de charge, c'est-à-dire les taux de recombinaison et de diffusion des particules. Pour l'auteur, une vitesse de propagation du front de constriction est due à un changement de la valeur du champ réduit. Or nous avons observé pour les valeurs de pression allant de 500 mbar à 900 mbar que le champ réduit était constant, de l'ordre de 0,15 Td (tableaux 3.4 et 3.5), aussi bien dans le glow que dans l'arc, tandis que les durées de propagation du front de constriction de la colonne de décharge renseignées dans le tableau 3.6 varient de 20  $\mu$ s à moins de 2  $\mu$ s. Il apparait de nos valeurs expérimentales que la seule variation du champ réduit ne permet pas d'expliquer cette différence de durée (ou de vitesse) de propagation du front de constriction de la décharge. Par ailleurs, étant donné que la durée de propagation est de plus en plus faible avec la pression, il est possible que cette différence de durée de propagation soit liée à des phénomènes thermiques dans la colonne de décharge (liés par exemple à un gradient de densité de courant selon l'axe de la colonne de décharge et qui dépendrait de la pression), ceci reste bien entendu une hypothèse qui demande à être confirmée.

	100 mbar	300 mbar	500 mbar	700 mbar	900 mbar
25 mm	100 $\mu$ s	33 $\mu$ s	20 $\mu$ s	17 $\mu$ s	-de 2 $\mu$ s

**Tableau 3.6 :** Estimation du temps de propagation de la zone filamentaire dans la totalité de l'espace inter-électrode pour  $d = 25$  mm et pour  $P = 100, 300, 500, 700, 900$  mbar.  $I = 70$  mA.

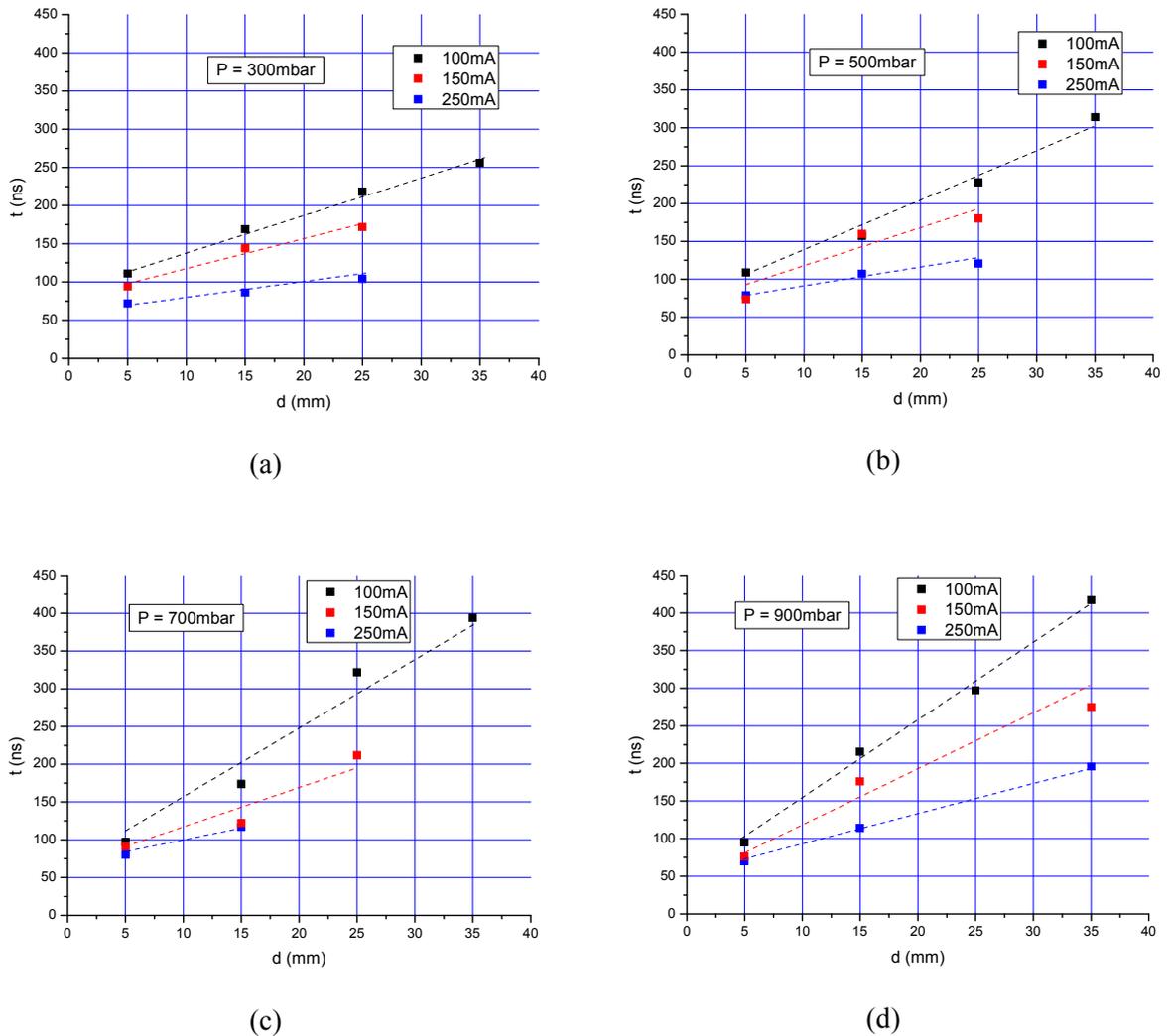
Pression (mbar)	100	300	500	700	900
$t$ (ns)	50-80	60-90	60-70	40-60	55-60

**Tableau 3.7 :** Durée de transition  $t$  des mécanismes à la cathode en fonction de la pression

### 3.5.4 Durée des transitions spontanées glow vers arc

La durée des transitions spontanées a été étudiée paramétriquement pour toutes les valeurs de pression et ce pour différentes valeurs du courant de décharge : 100, 150 et 250 mA. Sur les figures 3.39(a) à 3.39(d) on a tracé les durées de transition spontanées en fonction de la distance inter-électrode  $d$  pour ces trois valeurs d'intensité. En premier lieu, il convient de constater que dans chacun des cas considérés ici, la durée des transitions spontanées croît linéairement avec la distance inter-électrode et que plus le courant de décharge est élevé, plus la pente des droites est faible (généralisation des observations déjà faites à 100 mbar aux autres valeurs de pression). Par ailleurs, on voit que la pente des droites augmente avec la pression. Ceci montre que le phénomène « propagatif » est d'autant plus rapide que la pression est faible et ceci suggère cette fois que le champ réduit dans la colonne gouverne cette dynamique. Par ailleurs, l'extrapolation des différentes droites pour  $d$  tendant vers 0 conduit à une évaluation de la durée du mécanisme de transition à la cathode, associé à la contraction du pied cathodique. On relève que, pour une valeur de pression donnée, l'influence de l'intensité du courant de décharge sur la durée de transitions du pied cathodique semble être négligeable (à partir bien sûr d'une valeur seuil d'intensité à partir de laquelle les transitions spontanées et réversibles sont observées). Les durées obtenues pour différentes valeurs de pression sont donc présentées dans le tableau 3.7 indépendamment de l'intensité. On observe que ce temps est toujours du même ordre de grandeur, soit 50 - 100 ns.

La durée de la transition comporte donc deux composantes : l'une associée au mécanisme de transition à la cathode, correspondant à la contraction du pied cathodique, présentant pas ou peu de dépendance avec le courant de décharge ; l'autre, au contraire, dépend fortement de l'intensité du courant de décharge et est associée à un phénomène « propagatif » dans la colonne (la pente des caractéristiques linéaires de la figure 3.39 correspond à une vitesse). On observe pour les plus fortes intensités, cette dernière composante apparaît si rapide que sa durée devient négligeable devant la première composante.



**Figure 3.39** : Temps de transition spontanée en fonction de la distance inter-électrode  $d$  pour plusieurs valeurs de pressions  $P = 300$  (a),  $500$  (b),  $700$  (c), et  $900$  mbar (d) et pour 3 valeurs de courant de décharge  $I = 100, 150$  et  $250$  mA. Electrodes en tungstène, argon.

### 3.6 Conclusion partielle - transition dans l'argon avec des électrodes en tungstène

Dans cette partie nous avons mis en évidence les différentes structures de décharge existant dans l'argon entre des électrodes de tungstène ainsi que les différents signaux électriques qui leur sont associés. On retiendra quelques résultats principaux.

La transition d'une décharge glow en un arc électrique peut se faire de façon réversible et spontanée et le nombre de transitions de ce type est d'autant plus élevé que la pression est faible.

Le pied anodique garde une structure constante et est relativement fixe même s'il se déplace par sauts de temps à autre. Ceci tend à montrer le rôle passif du pied anodique lors de la transition.

Le pied cathodique change de structure lors de la transition (diffuse pour un glow, concentré pour un arc).

La colonne d'arc est filamenteuse. La colonne de glow peut être diffuse ou filamenteuse ou partiellement l'un et l'autre et cela de façon stable au fil du temps.

Les temps caractéristiques de changement de structure de colonne de décharge (passage d'une colonne totalement diffuse à une colonne totalement filamenteuse) sont de l'ordre de 100  $\mu$ s pour des courants faibles. Ces durées diminuent quand l'intensité du courant croît et deviennent inférieures à 5 $\mu$ s. Ces changements de structure ne se traduisent pas par une modification des caractéristiques électriques de la décharge.

Lors des transitions spontanées du glow vers l'arc, on a mis en évidence :

- un phénomène propagatif dans la colonne (non visible à la caméra). Ces durées qui dépendent de la longueur de la colonne sont de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes pour une colonne de quelques dizaines de millimètres.
- une durée incompressible interprétée comme la durée de changement de structure du pied cathodique : passage du pied diffus propre au glow à un spot propre à l'arc. Ces durées sont de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes.
- plus la pression est élevée, plus la durée des transitions est longue
- les durées de transition spontanées décroissent quand l'intensité croît pour se stabiliser vers une durée limite.

Plus anecdotiquement, nous avons pu observer que le changement de structure au niveau du pied cathodique pouvait se produire en présence d'une colonne encore partiellement diffuse.

## **4. Transition dans l'argon pour des électrodes en cuivre**

### **Remarques préliminaires :**

Dans cette partie l'étude de la TGA est présentée dans l'argon entre deux électrodes de cuivre OFHC. Les deux électrodes sont de forme cylindrique : l'anode de diamètre 6 mm et la

cathode de diamètre 20 mm. La taille de la cathode a été choisie pour s'assurer au mieux que le pied (quand il se produit) se situera sur la surface. Quant au dispositif électrique, nous avons utilisé l'interrupteur mécanique qui permet l'envoi d'impulsions de courant d'intensités plus importantes nécessaires pour provoquer le passage à l'arc entre les électrodes de cuivre (cf paragraphe 1.1).

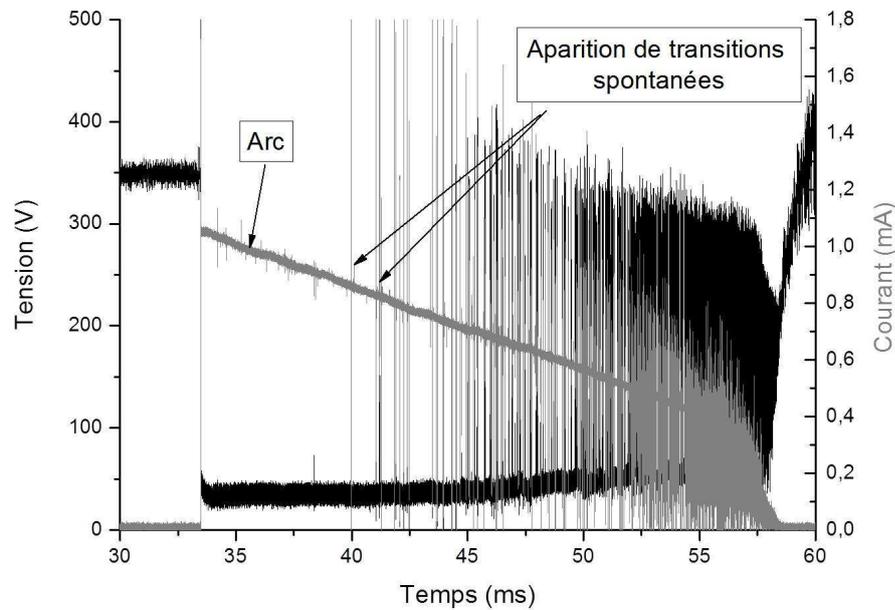
#### ***4.1 Observations visuelles et relevés $U(t)$ et $I(t)$ des différentes structures de décharges***

Tout d'abord, nous proposons un exemple de relevé typique de  $U(t)$  et de  $I(t)$ , présenté sur la figure 3.40. Les conditions expérimentales sont les suivantes : la distance inter-électrode est de 25 mm et la pression de 100 mbar. Au temps environ  $t = 32$  ms, l'interrupteur se ferme et on vient décharger le condensateur préalablement chargé aux bornes des électrodes. Ici le courant de décharge est initialement de 1 A. De la même manière que dans le cas du tungstène, les signaux électriques sont corrélés dans le temps avec le système d'imagerie rapide. Sur la figure 3.40, on voit apparaître à partir d'un certain niveau de courant, soit environ 800 mA dans ces conditions, des transitions spontanées entre glow et arc. La décharge qui est préalablement en arc lorsque le courant est d'un ampère environ subit de plus en plus fréquemment des transitions entre les différents régimes. La proportion de régime de glow augmente fortement quand le courant de décharge diminue. Chaque niveau de tension correspond à une structure de colonne de décharge. Un exemple en est présenté sur la figure 3.41 sur laquelle deux photographies sont également renseignées, l'une du glow (photographie (a)) et l'autre de l'arc (photographie (b)).

Tout d'abord, lorsque la décharge est en glow avant que l'interrupteur ne commute, i.e. c'est-à-dire à  $t = 32$  ms sur la figure, le courant est égal à environ 10 mA et la tension est d'approximativement 350 V. À cet instant la colonne de décharge est totalement diffuse, le pied anodique ne présente pas une luminosité suffisante pour être observé avec les réglages de la caméra rapide (choisis pour observer l'arc électrique dont la luminosité est bien supérieure à celle d'une décharge glow). Seul le pied cathodique est d'une luminosité suffisante pour être capté par la caméra. Le diamètre de la zone lumineuse est alors de 3 mm à 150  $\mu\text{m}$  près (taille d'un pixel).

On peut noter des différences importantes avec le cas du tungstène. D'abord dans la structure du pied anodique : sur chaque image il existe ce qui semble être de multiples spots très mobiles (par sauts), ce qui est totalement opposé au comportement du pied anodique

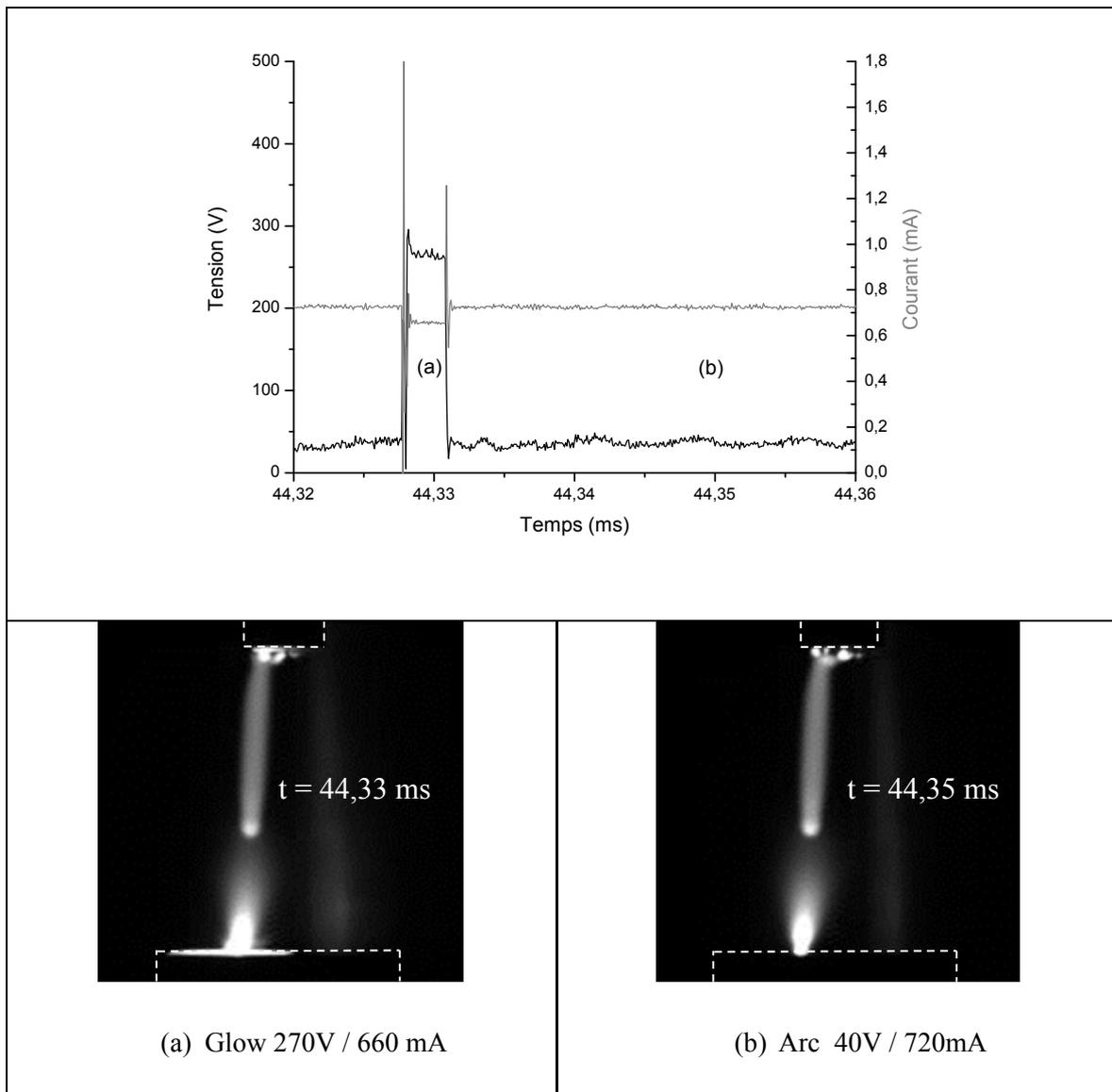
observé précédemment pour l'anode de tungstène. Cependant, il ne nous est pas possible de déterminer s'il s'agit de plusieurs pieds anodiques simultanés ou bien s'il s'agit du pied unique extrêmement mobile et rapide. Pour répondre à cette question il faudrait disposer d'un système d'imagerie rapide disposant d'un temps de pose dont l'ordre de grandeur soit autour de la nanoseconde.



**Figure 3.40 :** Évolution du courant de décharge et de la tension à ses bornes.  $P = 100\text{mbar}$ ,  $d = 25\text{ mm}$ . Électrodes en cuivre (anode 6 mm de diamètre et cathode 20 mm de diamètre).

Intéressons-nous maintenant au pied cathodique. Il s'agit de la principale similitude avec l'étude faite sur les électrodes de tungstène. Comme on peut le constater sur la figure 3.41, lorsque la décharge se trouve en décharge de glow, ce qui correspond à une tension d'environ 270 V pour un courant de 660 mA, le pied cathodique est étalé et occupe une surface dont le diamètre est approximativement la moitié du diamètre de l'électrode tandis que pour la décharge d'arc, définie ici pour une tension de 40 V et un courant de 720 mA environ, le pied cathodique est un spot. Si l'on considère que le pied cathodique est de forme circulaire dans les deux cas et que la zone lumineuse correspond à la zone de passage du courant électrique, alors cela nous conduit à des densités de courant au niveau du pied cathodique de l'ordre de  $8,4 \times 10^5\text{ A.m}^{-2}$  et  $9,2 \times 10^7\text{ A.m}^{-2}$  respectivement pour la décharge glow et d'arc. La densité de courant est multipliée par 100 environ lors du passage du glow à l'arc. On rappelle que similairement au cas du tungstène, les transitions d'un glow vers un arc

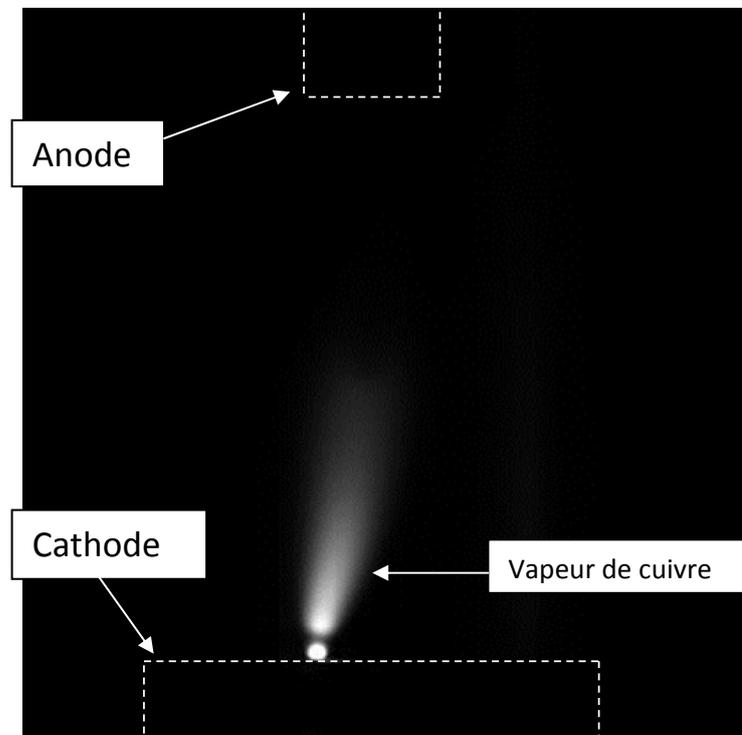
électrique peuvent se produire sans occupation de la totalité de la surface cathodique par le pied cathodique du glow.



**Figure 3.41** : Zoom de la figure 3.40 sur une transition entre glow et arc. Électrodes en cuivre (anode 6 mm de diamètre en haut et cathode 20 mm de diamètre en bas). Argon,  $P = 100$  mbar,  $d = 25$  mm.

Enfin, une différence fondamentale a pu être observée en ce qui concerne la colonne de décharge. En effet, les photographies de la figure 3.41 nous permettent d'observer une structure de colonne en deux parties : une partie filamentaire attachée à l'anode et une partie diffuse attachée à la cathode. Ces deux parties sont jointes par une zone légèrement plus lumineuse que la partie filamentaire de la colonne de décharge. Chaque partie de la colonne est stable et n'évolue pas au cours du temps. On remarque que la colonne garde constamment cette structure pendant le régime de transitions spontanées entre glow et arc.

Nous avons par la suite observé cette décharge à l'aide d'un filtre interférentiel centré sur la raie de CuI à 521.8 nm. Une photographie de la décharge observée à travers ce filtre est présentée figure 3.42(a). Sur cette figure on ne voit de la vapeur de cuivre ni au niveau de l'anode ni dans la partie filamentaire de la colonne. La partie diffuse de la colonne et la zone juste au-dessus de la cathode contiennent elles de la vapeur de cuivre.



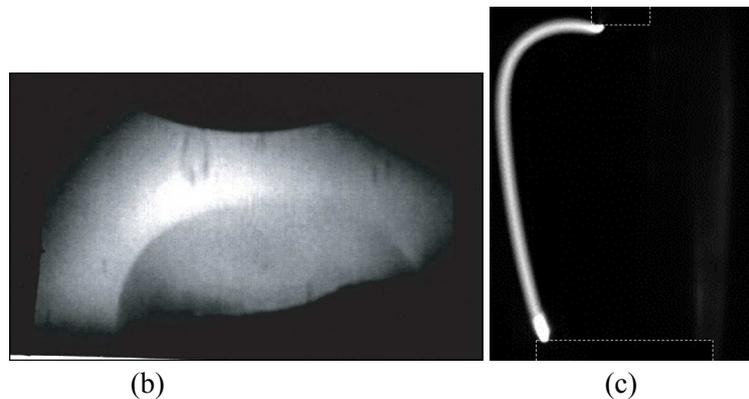
**Figure 3.42 (a) :** Photographie avec filtre optique (centré sur une des raies d'émission du cuivre) d'un arc d'intensité de l'ordre de 1 A dans l'argon à  $P = 100$  mbar et entre deux électrodes de cuivre distantes de  $d = 25$  mm. Anode (6 mm de diamètre) en haut et cathode (25 mm de diamètre en bas)

Par ailleurs, l'image d'un glow de même intensité ne présente aucune trace de vapeur de cuivre qui pourrait indiquer la présence d'une zone de champ électrique élevé au voisinage de la cathode. Lors d'une succession de transitions glow/arc, arc/glow, on a donc observé une alternance d'images montrant la présence de cuivre ou son absence en parfaite corrélation avec l'état de la décharge (glow ou arc). Il est aussi intéressant de noter que la taille de la zone lumineuse dans le cas d'une observation avec le filtre demeure à peu près constante même dans le cas d'un régime d'arc qui dure plusieurs millisecondes. Nous avons effectué un travail similaire pour des valeurs de pression d'argon plus élevées. Nous avons constaté que la taille de la zone lumineuse correspondant aux vapeurs de cuivre diminuait avec la pression.

### Commentaire concernant la structure observée :

Plusieurs modes de fonctionnement d'arc dans l'argon ont été observés expérimentalement<sup>28, 29, 30</sup> et/ou modélisés théoriquement<sup>31</sup>. Ces travaux ont été réalisés pour des cathodes chaudes (W ou tungstène thorié). Schématiquement au niveau de la cathode on peut distinguer un mode diffus et un mode de spot concentré.

Dans le cas qui nous intéresse (cathode en cuivre), nous avons observé un pied cathodique relativement concentré. Ceci est très différent de ce qui a été par ailleurs<sup>32</sup> observé. Dans cette étude pour un arc de 400 A (et une durée de 20 ms) une structure complètement diffuse et peu lumineuse avait été observée sur la surface de la cathode comme le montre la figure 3.42 (b) sur laquelle la surface de la cathode (en bas) est complètement recouverte par le pied diffus engendrant du même coup une érosion particulièrement faible. L'étude était réalisée à pression atmosphérique. Dans notre étude, pour des courants de quelques ampères nous avons toujours observé un pied cathodique concentré, voir figure 3.42 (c). Par ailleurs, dans notre cas, des traces d'érosion visibles à l'œil apparaissent rapidement. Or, lors de cette étude<sup>32</sup>, les vapeurs de cuivre n'apparaissent pas avant plusieurs dizaines de millisecondes et pour des intensités de courant d'arc de plusieurs centaines d'ampères contrairement à ce que nous avons pu observer dans notre étude. Ceci confirmerait que l'on a ici du bombardement ionique sur la cathode et donc un champ électrique élevé au niveau de la cathode.



**Figure 3.42 (b) :** Photographie d'arc d'intensité de 400 A dans l'argon à pression atmosphérique sur des électrodes de cuivre extrait de <sup>17</sup>. Anode en haut, cathode en bas.

**Figure 3.42 (c)** Photographie d'un arc d'intensité de quelques ampères à  $P = 900$  mbar sur des électrodes de cuivre. Anode en haut, cathode en bas.

<sup>28</sup> J Reiche, F Konemann, W. Mende and M. Kock, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2001, 34, pp. 3177–3184

<sup>29</sup> N. K. Mitrofanov and S. M. Shkol'nik, *Technical Physics*, 2007, Vol. 52, No. 6, pp. 711–720.

<sup>30</sup> S. Lichtenberg, D. Nandelstadt, L. Dabringhausen, M. Redwitz, J. Luhmann and J. Mentel, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2002, 35, pp.1648–1656

<sup>31</sup> P.G.C. Almeida, M. S. Benilov, M.D.Cunha, M.J. Faria, *J. Phys.D.*, 2009, 42, 194010

<sup>32</sup> T. Leblanc, R. Andlauer, and P. Teste, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 2005, 29, pp. 267–274

## 4.2 Caractéristiques $U/I$

Comme dans le cas du tungstène, une étude paramétrique a été menée pour des pressions allant de 100 à 900 mbar et pour des distances inter-électrode allant de 5 mm à 35 mm. Dans chacune de ces conditions, la tension et le courant de décharge ont été relevés au cours de la décharge de la capacité. Nous avons ainsi pu tracer les caractéristiques  $U/I$ , un exemple de ces caractéristiques est donné figure 3.43 pour une pression  $P = 100$  mbar et une distance inter-électrode  $d = 25$  mm. On retrouve le même type de caractéristique  $U/I$  que dans le cas du tungstène avec trois zones distinctes. Une première zone pour des courants inférieurs à 250 mA où il n'existe pas de transition à l'arc. Une zone pour des courants allant de 250 mA à 650 mA où glow et arc coexistent par alternances. C'est la zone dans laquelle se produisent les transitions spontanées. Enfin, il existe une troisième zone pour des courants supérieurs à 650 mA où la décharge est en arc pur sans passer en glow.

Il faut noter que les valeurs de tensions atteintes dans les différents régimes sont du même ordre de grandeur que pour le tungstène à savoir 270 V environ pour le glow et 50 V environ pour l'arc. Cependant la gamme de courant où l'on observe des transitions spontanées entre glow et arc est ici [250 mA – 650 mA]. Les valeurs des intensités de courant sont plus élevées que pour le cas du tungstène. Pour alléger la présentation, seuls quelques exemples de caractéristiques  $U/I$  sont donnés sur la figure 3.44 pour différentes valeurs de pression et de distance inter-électrodes utilisées. L'ensemble des figures est proposé en annexe 2.

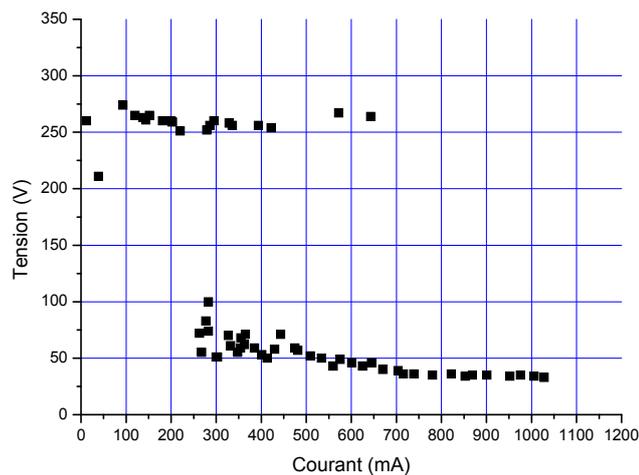
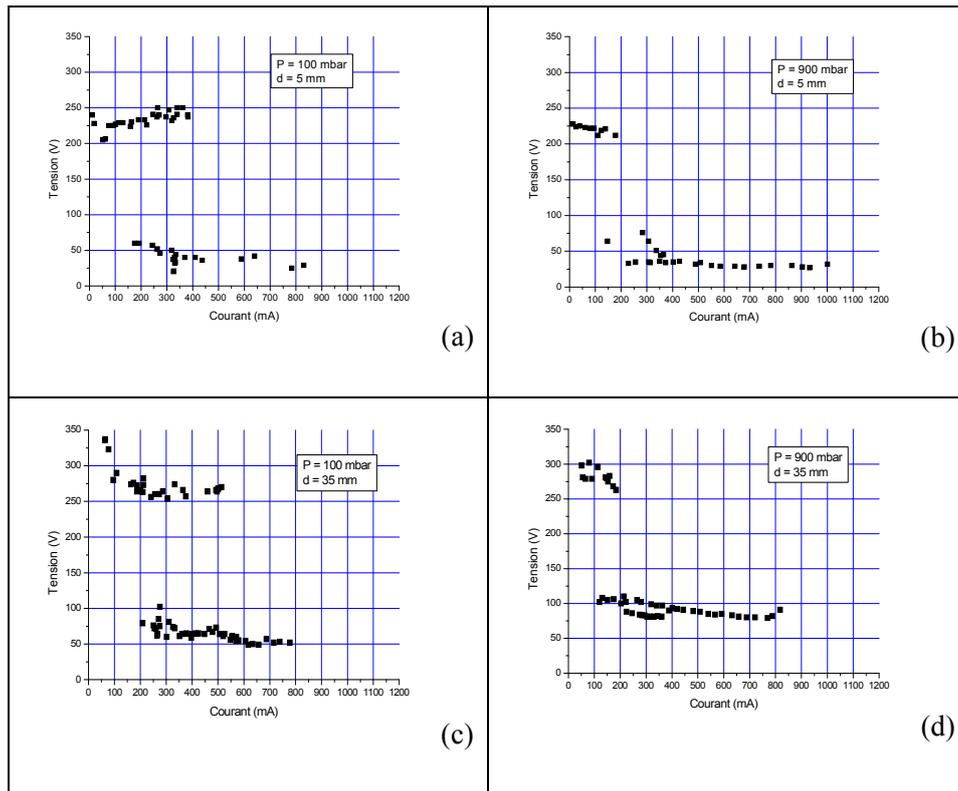


Figure 3.43 : Caractéristique  $U/I$ . Argon à  $P = 100$  mbar, électrodes en cuivre distantes de 25 mm.



**Figure 3.44 :** Caractéristiques  $U/I$  obtenues pour différentes valeurs de pression ( $P = 100$  et  $900$  mbar) et différentes valeurs de distance inter-électrode  $d$  ( $d = 5$  et  $35$  mm) pour des électrodes de cuivre dans l'argon.

Plus la distance inter-électrode est élevée, plus les valeurs de tension caractéristique des différents types de décharge sont élevées. À une pression  $P$  égale à  $100$  mbar, la tension relevée aux bornes des électrodes pendant l'arc électrique passe de  $40$  V environ pour  $d = 5$  mm à  $70$  V environ lorsque  $d = 35$  mm. La plage de courant pour laquelle on observe des transitions spontanées entre glow et arc est fonction de la pression : l'augmentation de la pression a tendance à réduire cette zone. Par exemple, pour une distance inter-électrode  $d$  fixée à  $25$  mm, la plage de courant sur laquelle existent des transitions spontanées est  $[250 \text{ mA} - 650 \text{ mA}]$  à  $P = 100$  mbar, elle passe à  $[100 \text{ mA} - 280 \text{ mA}]$  à  $P = 500$  mbar et enfin elle n'existe quasiment plus à  $P = 900$  mbar. Une augmentation de la pression a pour impact de réduire la plage de courant pour laquelle sont susceptibles de se produire des transitions spontanées. On peut alors supposer que les transitions entre glow et arc se font de manière franche et irréversible lorsque la pression dépasse une certaine valeur seuil pour une distance inter-électrode donnée.

### **4.3 Champ électrique $\langle E \rangle$ moyen dans la colonne de décharge et chute de tension anodique et cathodique**

Comme précédemment, les tracés de la tension aux bornes des électrodes en fonction de la distance inter-électrode montrent une relation affine entre ces deux grandeurs pour une valeur de courant donnée. À partir de ces tracés, il nous a été possible d'évaluer pour chaque gamme de courant (de quelques mA à plus de 800 mA par pas de 100 mA) le champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne de décharge et la somme des chutes de tension à l'anode et à la cathode ( $V_A + V_C$ ). Le champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  correspond à la pente de la droite définie par  $U(d)$  et la somme des chutes de tension à l'anode et à la cathode se retrouve en estimant la tension aux bornes des électrodes lorsque la distance inter-électrodes tend vers zéro, c'est-à-dire en calculant l'ordonnée à l'origine de chaque droite. Les différentes valeurs de champ électrique moyen dans la colonne ainsi que les chutes de tension dans les gaines anodique et cathodique sont données dans le tableau 3.8 pour toutes les valeurs de courants allant de quelques mA à plus de 800 mA et pour une pression  $P$  de 100 mbar, 500 mbar et 900 mbar.

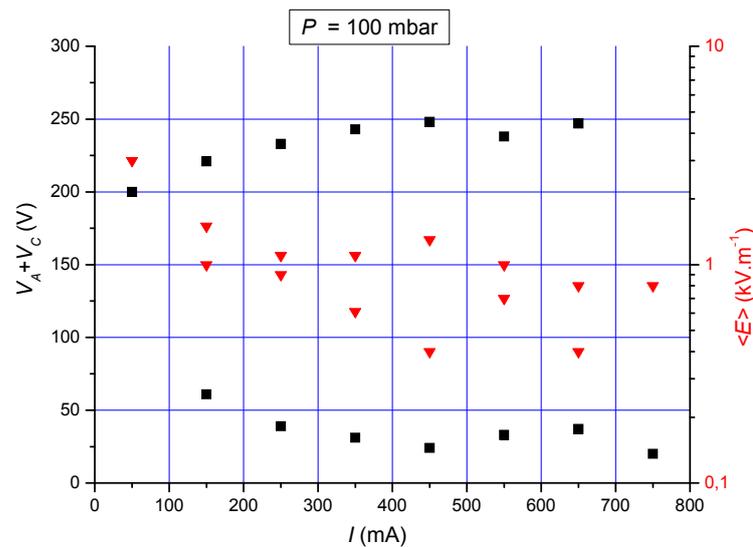
D'après le tableau 2.8 et les figures 3.45 à 3.47, on retrouve, pour toutes les pressions, trois gammes de courant pour lesquelles on a soit uniquement des décharges de glow (courants faibles), soit uniquement des arcs (courant les plus élevés), ou des transitions spontanées entre ces deux types de décharge (courants intermédiaires). Il apparaît très clairement que la gamme de courants où sont observées les transitions spontanées est de plus en plus étroite lorsque la pression augmente. D'ailleurs, cette zone est quasi inexistante pour le niveau de pression le plus élevé,  $P = 900$  mbar. On observe deux niveaux de chute de tension à l'anode et la cathode pour chaque valeur de pression. Chacune correspond à un type de décharge. Par exemple sur la figure 3.46, à  $P = 500$  mbar,  $V_A + V_C$  est égal soit à 225 V soit à 25 V, c'est-à-dire que la valeur combinée des chutes de tension anodique et cathodique est multiplié par 9 lorsque l'on passe d'un arc électrique à une décharge de glow. Par ailleurs, les valeurs du champ électrique moyen dans la colonne sont du même ordre de grandeur dans un arc ou bien une décharge glow. A titre comparatif, Gouega<sup>33</sup> a mesuré pour des arcs d'une intensité de 400 A dans l'argon et avec des électrodes de cuivre des valeurs de  $V_A + V_C$  de l'ordre de 20 V et des valeurs de champ électrique moyen autour de 1,8 kV/m.

---

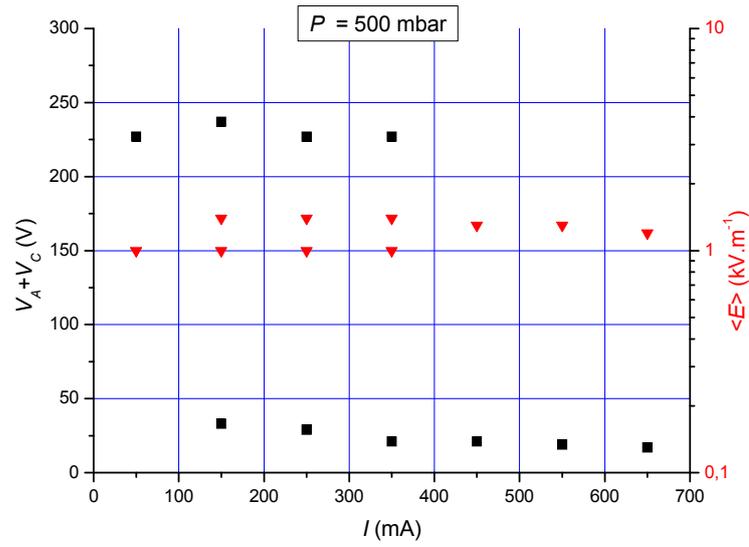
<sup>33</sup> A. M. Gouega, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1995

		100 mbar		500 mbar		900 mbar	
		$\langle E \rangle$ (kV.m <sup>-1</sup> )	$V_A+V_C$ (V)	$\langle E \rangle$ (kV.m <sup>-1</sup> )	$V_A+V_C$ (V)	$\langle E \rangle$ (kV.m <sup>-1</sup> )	$V_A+V_C$ (V)
0 - 100 mA	Glow	3	200	1	227	2.1	215
	Arc						
100 - 200 mA	Glow	1.5	221	1	237	2	208
	Arc	1	61	1.4	33	1.6	42
200 - 300 mA	Glow	0.9	233	1	227		
	Arc	1.1	39	1.4	29	1.6	33
300 - 400mA	Glow	0.61	243	1	227		
	Arc	1.1	31	1.4	21	1.5	31
400 - 500mA	Glow	0.4	248				
	Arc	1.3	24	1.3	21	1.8	20
500 - 600 mA	Glow	1	238				
	Arc	0.7	33	1.3	19	1.8	19
600 - 700 mA	Glow	0.8	247				
	Arc	0.4	37	1.2	17	1.8	18
700 - 800 mA	Glow						
	Arc	0.8	20				
>800 mA	Glow						
	Arc	0.3	27				

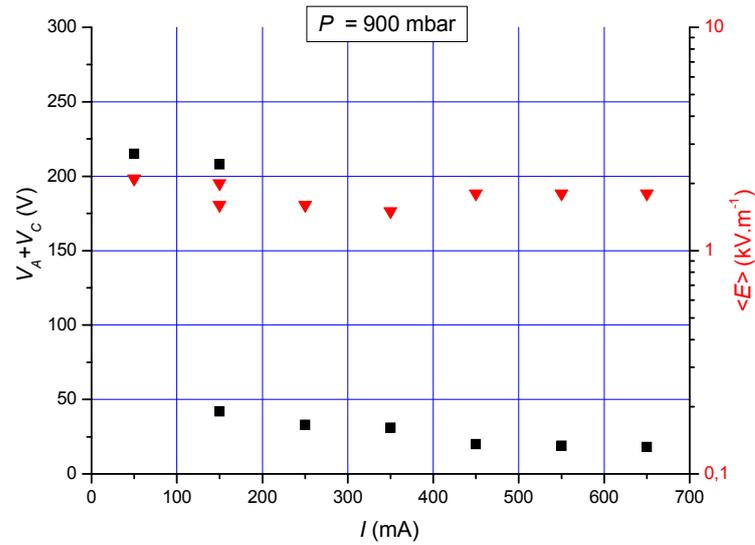
**Tableau 3.8:** Champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne de décharge et chute de tension anodique et cathodique  $V_A+V_C$  pour différentes gammes de courant allant de 0 à 900 mA et pour trois valeurs de pression,  $P = 100, 500, 900$  mbar dans l'argon



**Figure 3.45 :** Champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne (triangle rouge) et somme des chutes de tension anodique et cathodique  $V_A + V_C$  (carré noir) en fonction du courant de décharge  $I$ . Électrodes en cuivre, Argon,  $P = 100$  mbar.



**Figure 3.46 :** Champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne (triangle rouge) et somme des chutes de tension anodique et cathodique  $V_A + V_C$  (carré noir) en fonction du courant de décharge  $I$ . Électrodes en cuivre, Argon,  $P = 500$  mbar.

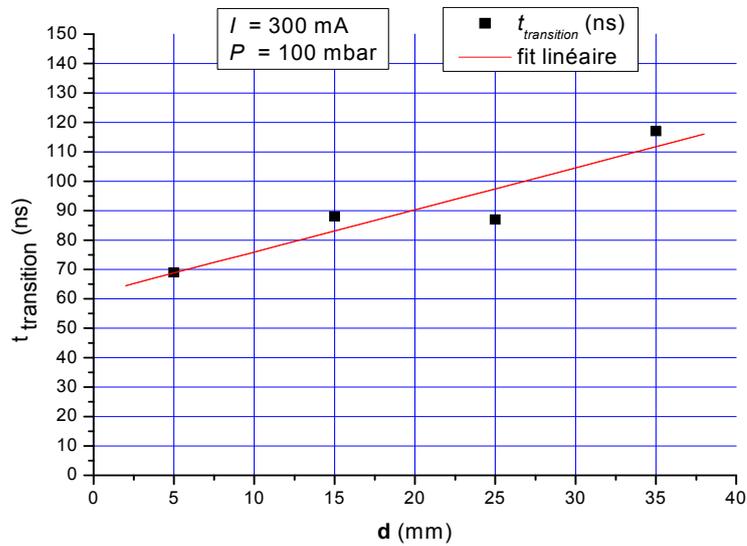


**Figure 3.47 :** Champ électrique moyen  $\langle E \rangle$  dans la colonne (triangle rouge) et somme des chutes de tension anodique et cathodique  $V_A + V_C$  (carré noir) en fonction du courant de décharge  $I$ . Électrodes en cuivre, Argon,  $P = 900$  mbar.

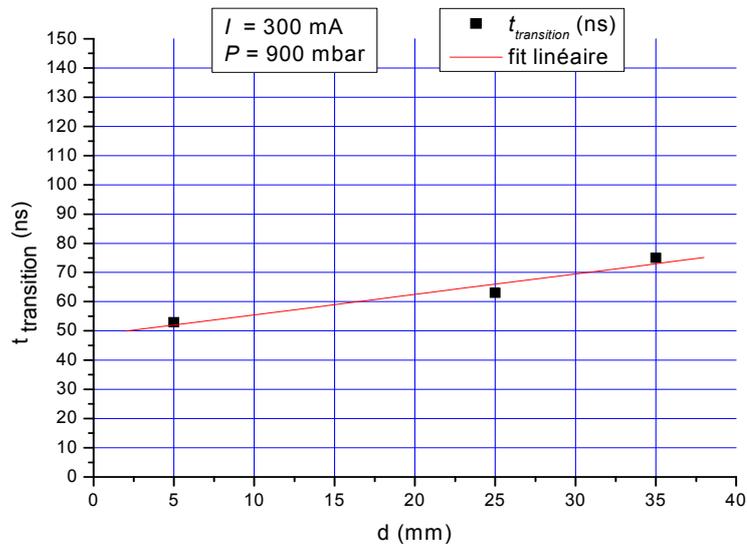
#### 4.4 Vitesse de transition

L'utilisation de l'interrupteur ne permet pas comme cela a été dit au chapitre 2 de choisir une impulsion de courant dont l'intensité sera constante au cours du temps. Il est alors

compliqué de proposer une étude pour une valeur définie de l'intensité du courant. Les résultats présentés dans la suite le sont pour un intervalle d'intensité autour de 300 mA.



**Figure 3.48 :** Représentation du temps de transition en fonction de la distance inter-électrode  $d$  à  $P = 100$  mbar et  $I \approx 300$  mA.



**Figure 3.49 :** Représentation du temps de transition en fonction de la distance inter-électrode  $d$  à  $P = 900$  mbar et  $I \approx 300$  mA.

Sur les figures 3.48 et 3.49 nous avons tracé le temps de transition en fonction de la distance inter-électrode pour deux valeurs de la pression. On trouve une relation quasi linéaire entre le temps de transition  $t_{transition}$  et la distance inter-électrode  $d$ . Ceci montre qu'il existe là aussi un mécanisme de propagation lors de la transition. D'autre part, lorsque la pression augmente, alors le temps de transition diminue. Par exemple pour  $d = 35$  mm,  $t_{transition}$  vaut

environ 115 ns à  $P = 100$  mbar tandis qu'il vaut 75 ns à  $P = 900$  mbar. Cette diminution de  $t_{transition}$  tend à mettre en évidence une limite de vitesse de propagation. On voit aussi que  $t_{transition}$  tend vers une valeur limite lorsque  $d$  tend vers 0. À 100 mbar, Cette valeur limite est estimée à 60 ns. Lorsque la distance inter-électrode  $d$  est très petite, on peut considérer que seuls les mécanismes au niveau des électrodes entrent en jeu. On en déduit que la dynamique de transition des phénomènes aux électrodes (pieds cathodique et anodique) est de l'ordre de plusieurs dizaines de nanosecondes.

Comme il a été précisé précédemment, les valeurs de courant pour lesquelles apparaissent les transitions spontanées est différent si l'on change  $d$  ou  $P$ . Nous avons regroupé les différents temps de transition pour différentes valeurs de  $d$  et  $P$  dans le tableau 3.9.

$P = 100$ mbar			$P = 500$ mbar			$P = 900$ mbar		
$d$ (mm)	$I_{moy}$ (mA)	$t_{transition}$ (ns)	$d$ (mm)	$I_{moy}$ (mA)	$t_{transition}$ (ns)	$d$ (mm)	$I_{moy}$ (mA)	$t_{transition}$ (ns)
5	250	60	5	375	64	5	300	53
	275	65		460	71	15	425	52
	300	69		600	64		475	56
15	300	88		700	60	25	300	63
	440	61		15	300		98	375
	490	54	365		80	35	325	75
25	325	87	425		74		35	325
	500	65	25	185	87			
35	340	117		225	80			
	425	142	35	175	79			
	500	71		225	87			

**Tableau 3.9:** Durée de transitions spontanées TGA en fonction de la distance inter-électrodes  $d$  pour différentes valeurs de courant moyen de décharge  $I_{moy}$ .

On peut noter que les temps de transition mesurés dans ces conditions sont plus faibles que dans le cas du tungstène surtout pour les distances inter-électrode importantes. Ceci met en évidence le rôle du matériau non seulement sur la dynamique de changement au niveau de la cathode mais aussi et c'est moins évident sur le phénomène de « propagation » dans la colonne.

#### ***4.5 Conclusion partielle (transition dans l'argon avec des électrodes en cuivre)***

L'étude de la TGA dans le cas d'électrodes en cuivre dans l'argon a été plus difficile à mener que dans le cas d'électrode en tungstène. En effet, les transitions spontanées sont observées pour des valeurs de courant plus importantes dans le cas du cuivre et c'est la raison pour laquelle nous avons dû changer légèrement le dispositif expérimental (interrupteur statique trop limité en valeur maximum de courant admissible). Cette contrainte ne nous a pas permis de mener une étude aussi rigoureuse et poussée que dans le cas des électrodes de tungstène du fait de l'impossibilité de générer une impulsion de courant d'intensité constante. Cependant, les résultats que l'on peut garder à l'esprit sont les suivants:

- la structure de la colonne d'arc électrique est relativement complexe : elle se décompose en une partie filamentaire partant de l'anode et une partie diffuse raccrochée à la cathode. Cette partie diffuse est riche en vapeur de cuivre dont le volume est d'autant plus restreint que la pression est élevée. Cette vapeur n'apparaît en cinématographie rapide que lorsque l'on est en présence d'un arc et ne peut être vue lors d'un glow.
- Le pied anodique est très mobile et/ou multiple.
- Les TGA spontanées entre deux électrodes de cuivre dans l'argon se produisent d'autant moins que la pression est élevée, c'est-à-dire que la plage de courant pour laquelle on observe des TGA est plus grande que dans le cas du tungstène.
- Globalement les chutes de tensions aux électrodes ainsi que les champs électriques moyens sont du même ordre de grandeur que ceux mesurés pour le tungstène.
- Les temps de transitions spontanées sont eux plus faibles que dans le cas du tungstène mettant en avant le rôle du matériau sur la dynamique de transition.

## **5. Conclusion**

Dans ce chapitre nous avons étudié la transition glow / arc pour deux matériaux d'électrodes différents : le tungstène (haut point fusion) et le cuivre (bas point de fusion). Cette étude a été réalisée tout d'abord dans l'air pour le cuivre et dans l'argon pour le cuivre et le tungstène.

Dans l'air nous avons surtout pu observer des transitions « forcées » se déroulant au moment de l'application de l'impulsion de courant. Les transitions spontanées (à intensité constante) sont quant à elles rares et les résultats sont très dispersés.

Le tracé des caractéristiques  $U/I$  a montré une plage de courant dans laquelle existent les deux régimes de glow ou d'arc. Cependant, cette zone de cohabitation résulte principalement de la non reproductibilité des valeurs de courant pour lesquelles la transition d'un régime à l'autre se fait. Elle ne résulte pas de l'existence de transitions spontanées. Malgré cela, cette étude s'est avérée fructueuse et nous a permis d'orienter la suite de nos travaux en ciblant au mieux les conditions d'obtention de transitions spontanées.

Nous nous sommes alors orientés vers une étude dans l'argon pour deux types de cathodes (froide et chaude). L'étude a été menée d'une part en caractérisant d'un point de vue électrique les différents régimes de décharge autour de la transition et en les observant à l'aide d'une caméra rapide. Les principales observations sont synthétisées dans le tableau 3.10. Cette synthèse fait ressortir que les principales différences structurelles en fonction du matériau d'électrode sont les suivantes :

- En régime de glow, les colonnes n'ont pas systématiquement la même structure et n'évoluent pas du régime diffus au régime filamentaire avec la même dynamique. Cette évolution semble plus lente dans le cas du tungstène.
- En régime d'arc, dans le cas du tungstène la colonne est filamentaire alors que pour le cuivre elle présente une partie diffuse riche en vapeur métallique proche de la cathode.
- Le pied anodique dans le cas du tungstène est fixe et unique. Dans le cas du cuivre il est multiple et/ou très mobile.

D'un point de vue phénoménologique, les transitions se produisent pour des intensités plus faibles dans le cas du tungstène que dans le cas d'électrodes en cuivre. Dans les deux cas, la transition se produit sans que toute la surface de l'électrode ne soit recouverte par le pied cathodique de la décharge. Trois gammes de courant apparaissent plus ou moins distinctes selon la valeur de la pression :

- une première zone d'intensité de courant de décharge faible où seul le régime de glow pourra exister,
- une seconde zone pour des valeurs plus importantes de  $I$  dans laquelle les deux régimes peuvent coexister,

- pour des valeurs encore plus importantes de l'intensité du courant pratiquement seul le régime d'arc existe (même si quelques très rares passages en glow peuvent sporadiquement survenir).

	Tungstène	Cuivre
<b>Observation de la structure de la décharge :</b>		
A l'anode	<b>Régime de glow et d'arc :</b> Pied anodique unique la plupart du temps et fixe	<b>Régime de glow et d'arc :</b> Pied(s) anodique(s) très mobiles (mouvement par saut) et/ ou multiples
La colonne	<b>Régime de glow :</b> Diffuse, filamentaire et ou partiellement diffuse et filamentaire en régime stable. Temps de passage d'une colonne diffuse à filamentaire $\approx$ qq. 10 $\mu$ s  <b>Régime d'arc :</b> Colonne filamentaire	<b>Régime de glow :</b> Diffuse ou filamentaire  <b>Régime d'arc (<math>I &lt; 4</math> A) :</b> Partiellement diffuse et filamentaire. Présence de vapeur de cuivre dans la zone diffuse (côté cathode)
A la cathode	<b>Régime de glow :</b> Pied étalé qui n'occupe pas nécessairement toute la surface juste avant la transition à l'arc.  <b>Régime d'arc :</b> Pied concentré (spot) unique à déplacement continu.	<b>Régime de glow :</b> Pied étalé qui n'occupe pas nécessairement toute la surface juste avant la transition à l'arc.  <b>Régime d'arc :</b> Pied concentré (spot) unique à déplacement continu.
Transition spontanée	Se produit sans que la surface de la cathode soit complètement recouverte par le glow (pas de densité de courant critique)	Se produit sans que la surface de la cathode soit complètement recouverte par le glow (pas de densité de courant critique)
<b>Caractérisation électrique :</b>		
Régime de glow	<p>- <i>Tension légèrement moins élevée pour le tungstène que pour le cuivre :</i>            Pour W, (<math>V_A + V_c</math>) est dans la gamme 220 à 180 V            Pour Cu, (<math>V_A + V_c</math>) est dans la gamme 250 à 210 V</p> <p>- <i>Champ électrique moyen dans la colonne du même ordre de grandeur</i>            Pour W, le champ est dans la gamme 1,7 à 3,3 kV/m (minimum à 500 mbar)            Pour Cu, le champ est dans la gamme 1 à 3 kV/m (minimum à 500 mbar)</p>	
Régime d'arc	$V_a + V_c$ dans la gamme 15 V à 35 V et décroissance avec la pression  Champ dans la gamme 1,6 à 2,9 kV/m	$V_a + V_c$ dans la gamme 20 V à 60 V et décroissance avec la pression  Champ dans la gamme 0,3 à 1,8 kV/m (minimum à 100 mbar)
<b>Transitions spontanées</b>		
Intensité d'apparition des premières transitions	60 mA quelle que soit la pression	250 mA à 100 mbar 100 mA à 500 mbar 100 mA à 900 mbar
Phénomènes aux électrodes :	60 à 100 ns	50 ns
Propagation dans la colonne (pour $d = 25$ mm)	300 ns	60 à 80 ns

**Tableau 3.10** : Synthèse des résultats pour le cuivre et le tungstène dans l'argon

D'un point de vue des caractéristiques électriques les valeurs des champs électriques dans la colonne et des chutes anodiques et cathodiques (dans les deux régimes) restent du même ordre quel que soit le matériau d'électrode.

Lors d'une transition spontanée un phénomène de type « propagation » semble avoir été mis en évidence dans la colonne, de même qu'une durée nécessaire à la contraction du pied cathodique. La nature du matériau d'électrode semble intervenir dans ces deux aspects. Par ailleurs, plus la pression est élevée, plus la durée des transitions est longue et les durées de transition spontanées décroissent quand l'intensité croît pour se stabiliser vers une durée limite.

# Annexes

## Annexe 1

TGA dans l'argon pour des électrodes en tungstène - Caractéristiques U/I pour différentes pressions et distances inter-électrode

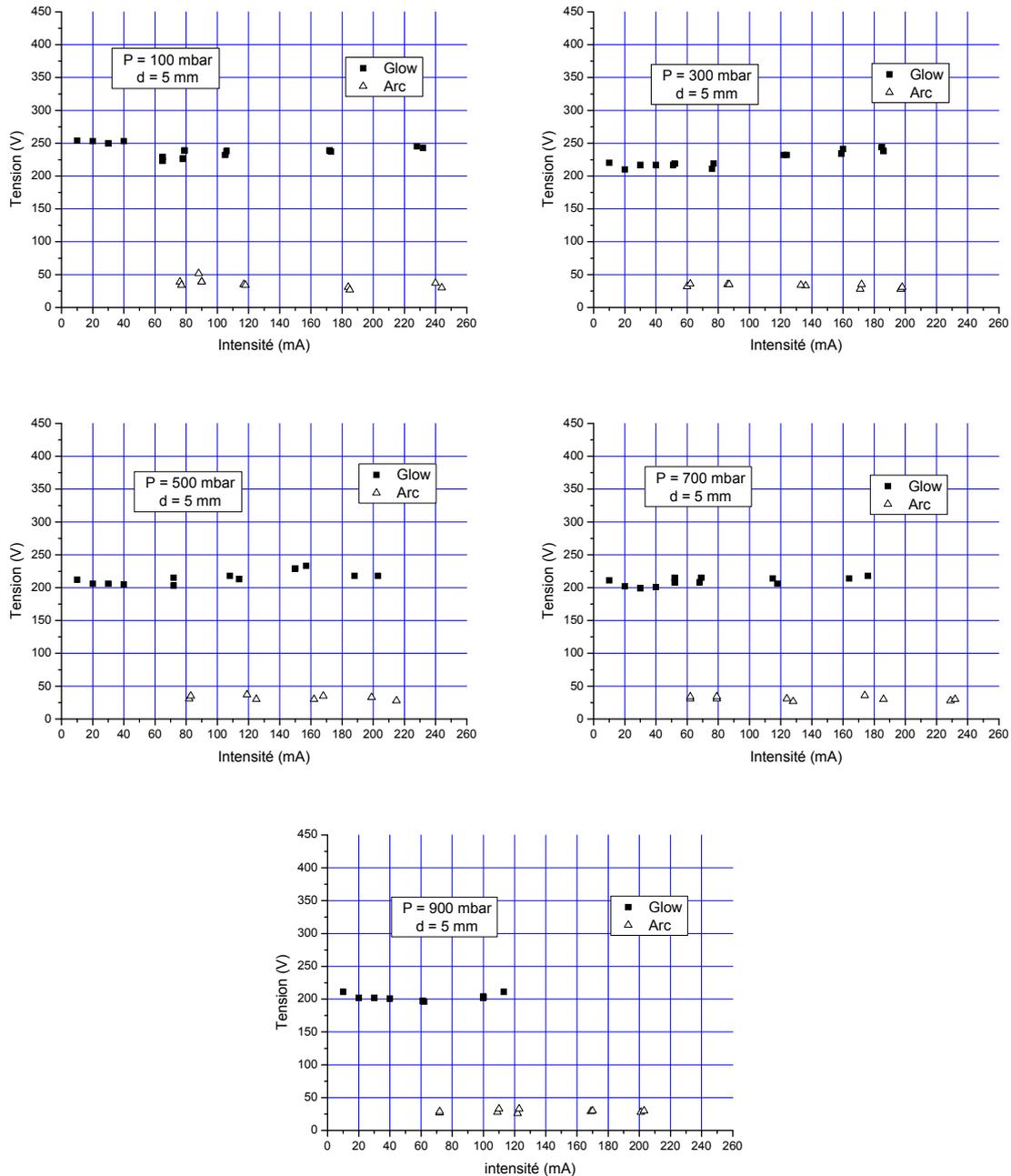


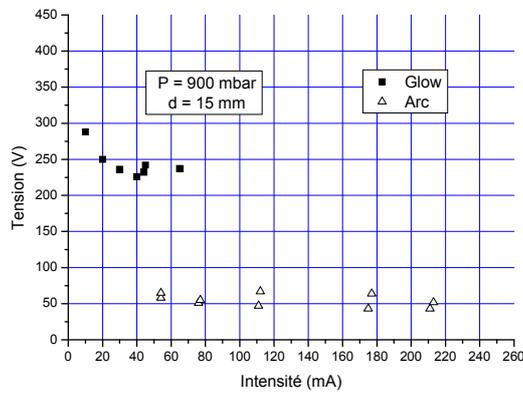
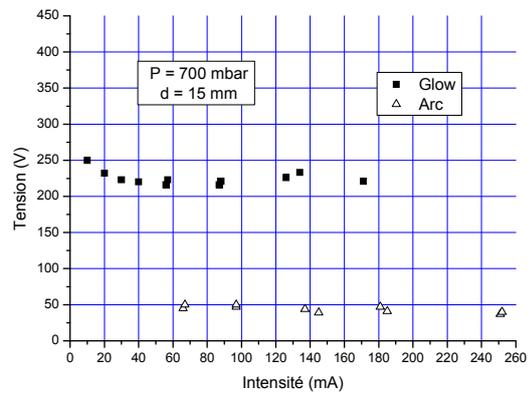
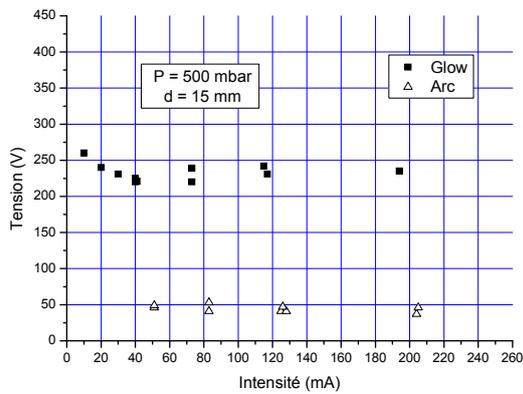
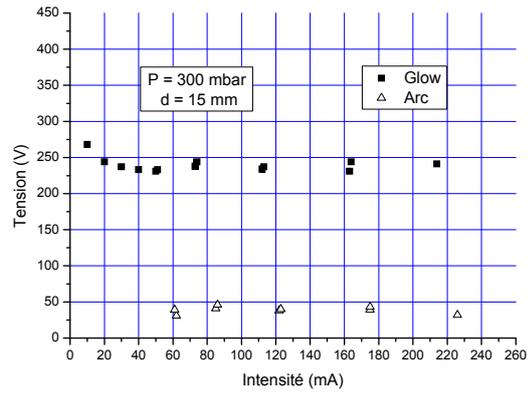
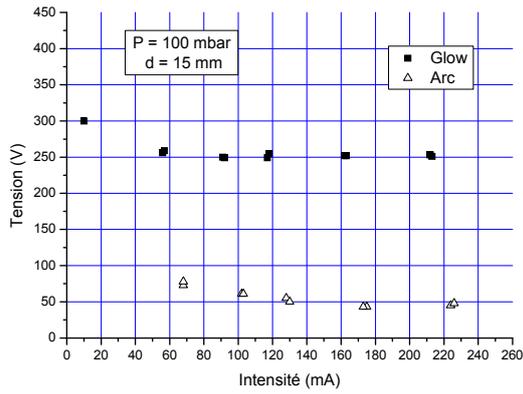
Figure A. 1. 1 (a) : U/I -  $P = 100$  mbar -  $d = 5$  mm.

Figure A. 1. 1 (b) : U/I -  $P = 300$  mbar -  $d = 5$  mm.

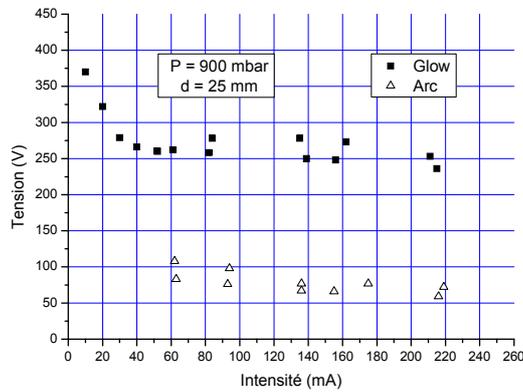
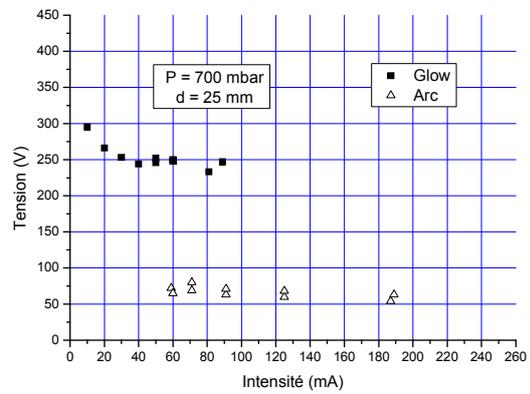
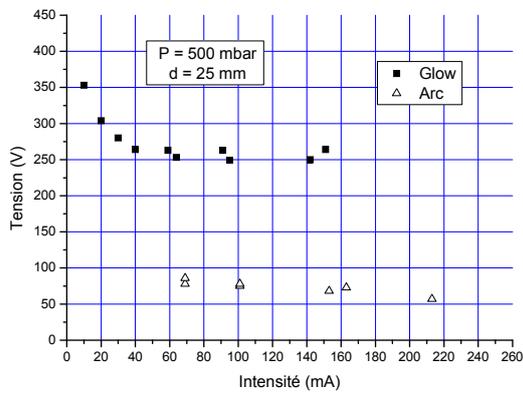
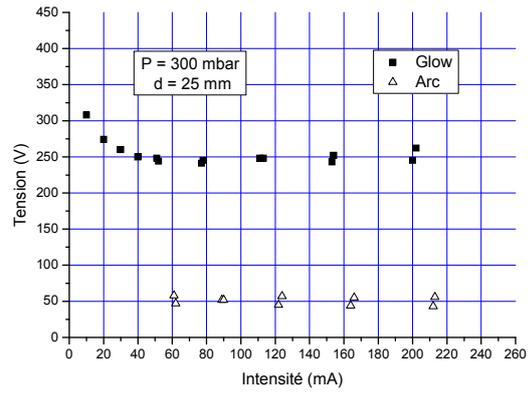
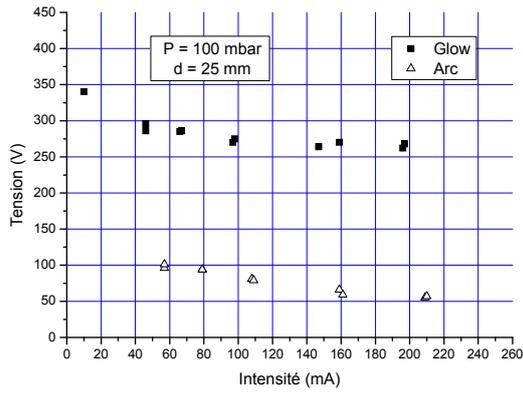
Figure A. 1. 1 (c) : U/I -  $P = 500$  mbar -  $d = 5$  mm.

Figure A. 1. 1 (d) : U/I -  $P = 700$  mbar -  $d = 5$  mm.

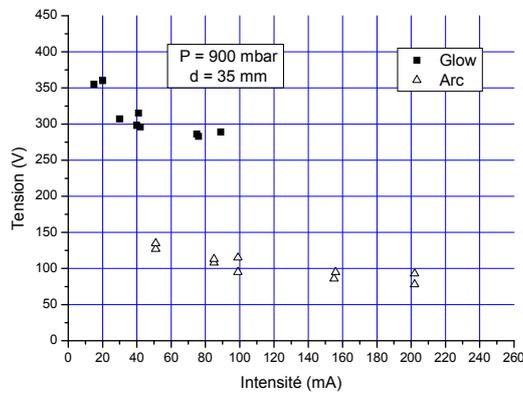
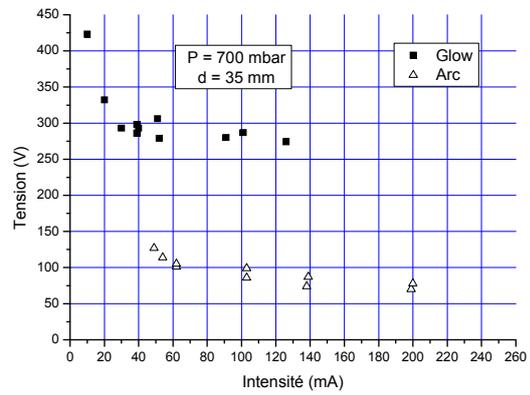
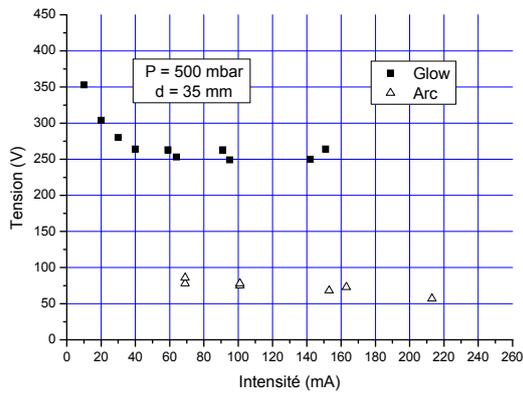
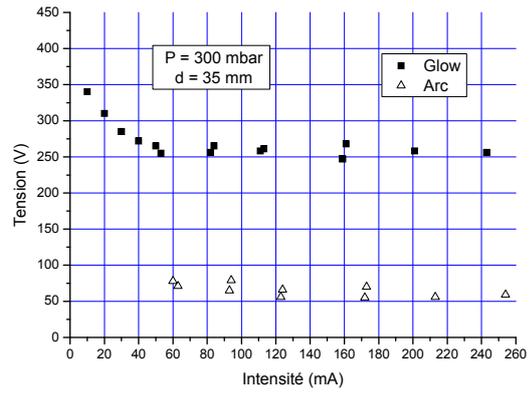
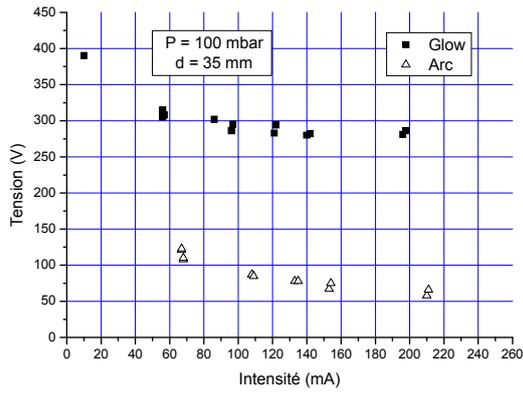
Figure A. 1. 1 (e) : U/I -  $P = 900$  mbar -  $d = 5$  mm.



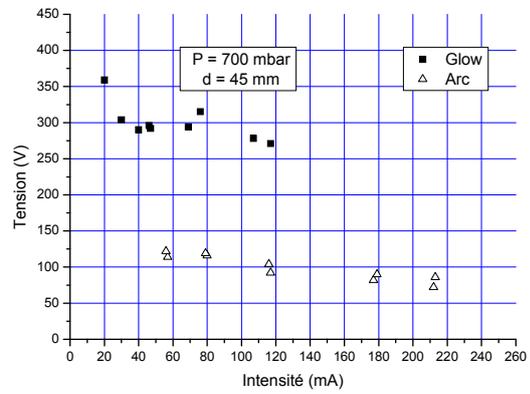
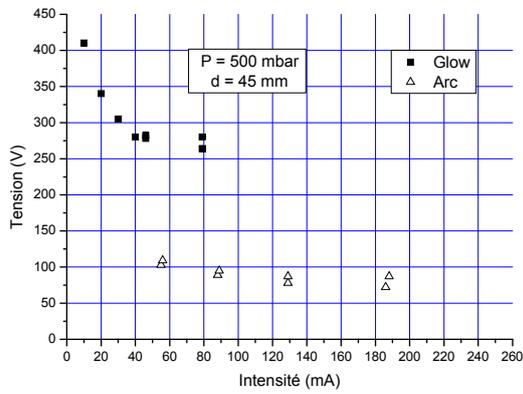
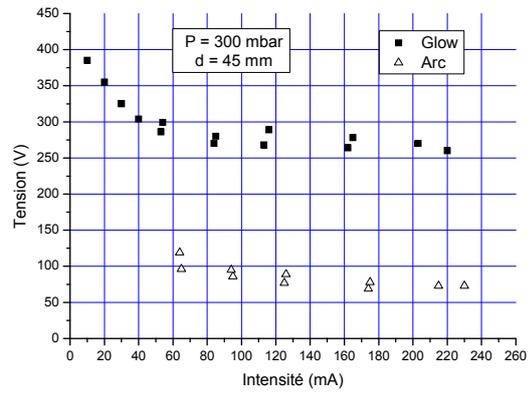
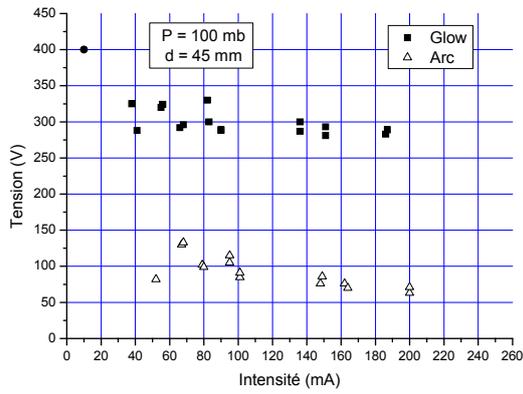
**Figure A. 1. 2 (a)** :  $U/I - P = 100 \text{ mbar} - d = 15 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 2 (b)** :  $U/I - P = 300 \text{ mbar} - d = 15 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 2 (c)** :  $U/I - P = 500 \text{ mbar} - d = 15 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 2 (d)** :  $U/I - P = 700 \text{ mbar} - d = 15 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 2 (e)** :  $U/I - P = 900 \text{ mbar} - d = 15 \text{ mm}$



**Figure A. 1. 3 (a)** :  $U/I - P = 100 \text{ mbar} - d = 25 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 3 (b)** :  $U/I - P = 300 \text{ mbar} - d = 25 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 3 (c)** :  $U/I - P = 500 \text{ mbar} - d = 25 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 3 (d)** :  $U/I - P = 700 \text{ mbar} - d = 25 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 3 (e)** :  $U/I - P = 900 \text{ mbar} - d = 25 \text{ mm}$ .



**Figure A. 1. 4 (a)** :  $U/I - P = 100 \text{ mbar} - d = 35 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 4 (b)** :  $U/I - P = 300 \text{ mbar} - d = 35 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 4 (c)** :  $U/I - P = 500 \text{ mbar} - d = 35 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 4 (d)** :  $U/I - P = 700 \text{ mbar} - d = 35 \text{ mm}$ .  
**Figure A. 1. 4 (e)** :  $U/I - P = 900 \text{ mbar} - d = 35 \text{ mm}$ .



**Figure A. 1. 5 (a) :**  $U/I - P = 100 \text{ mbar} - d = 45 \text{ mm}$ .

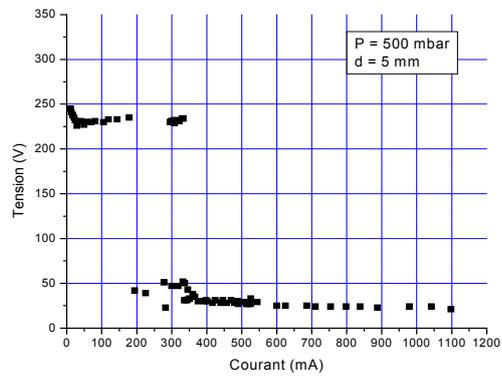
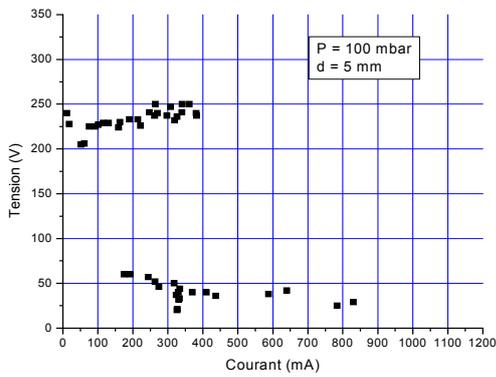
**Figure A. 1. 5 (b) :**  $U/I - P = 300 \text{ mbar} - d = 45 \text{ mm}$ .

**Figure A. 1. 5 (c) :**  $U/I - P = 500 \text{ mbar} - d = 45 \text{ mm}$ .

**Figure A. 1. 5 (d) :**  $U/I - P = 700 \text{ mbar} - d = 45 \text{ mm}$ .

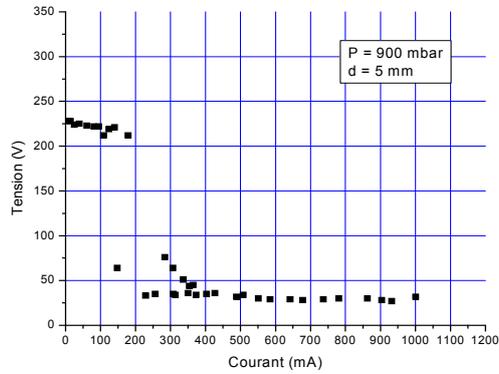
## Annexe 2

### TGA dans l'argon pour des électrodes en cuivre - Caractéristiques U/I pour différentes pressions et distances inter-électrode



**Figure A. 2. 1 (a) :**  $U/I - P = 100 \text{ mbar} - d = 5 \text{ mm}$ .

**Figure A. 2. 1 (b) :**  $U/I - P = 500 \text{ mbar} - d = 5 \text{ mm}$ .



**Figure A. 2. 1 (c) :**  $U/I - P = 900 \text{ mbar} - d = 5 \text{ mm}$ .

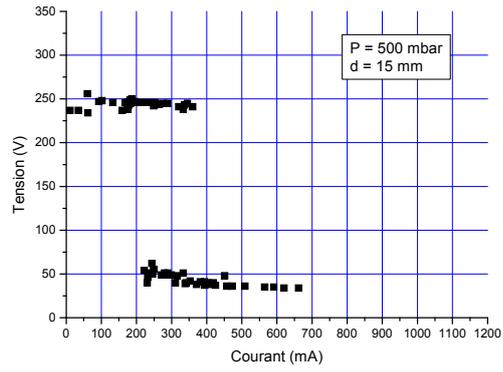
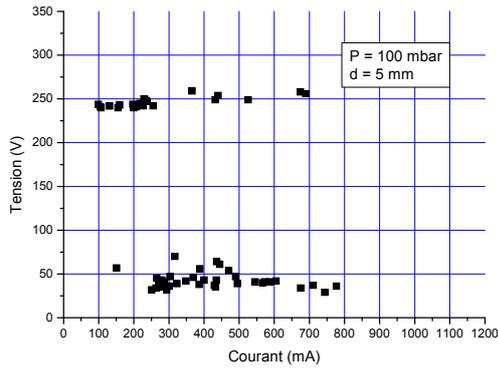


Figure A. 2. 1 (d) :  $U/I - P = 100 \text{ mbar} - d = 15 \text{ mm}$ .  
 Figure A. 2. 1 (e) :  $U/I - P = 500 \text{ mbar} - d = 15 \text{ mm}$ .

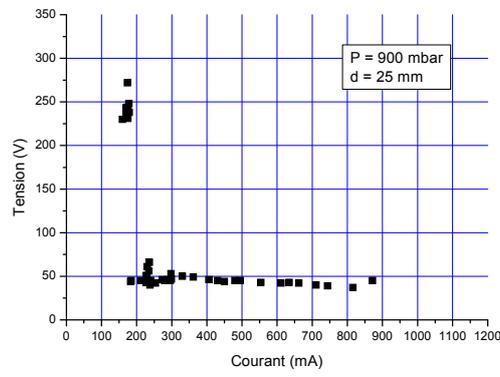


Figure A. 2. 1 (f) :  $U/I - P = 900 \text{ mbar} - d = 15 \text{ mm}$ .

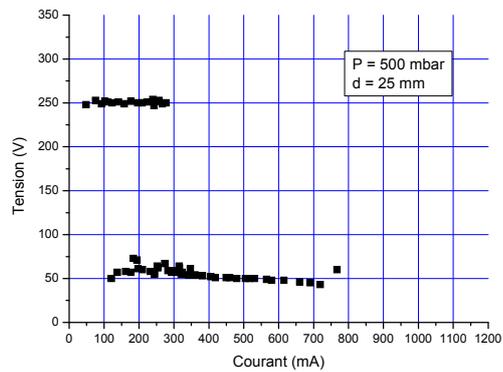
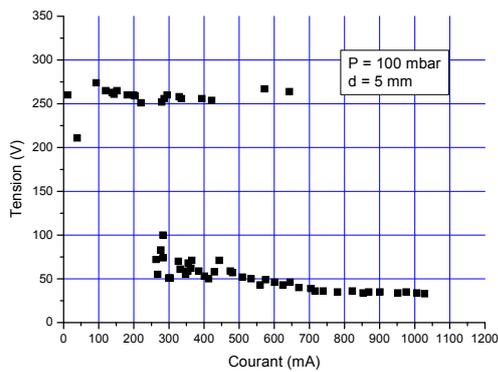


Figure A. 2. 1 (g) :  $U/I - P = 100 \text{ mbar} - d = 25 \text{ mm}$ .  
 Figure A. 2. 1 (h) :  $U/I - P = 500 \text{ mbar} - d = 25 \text{ mm}$ .

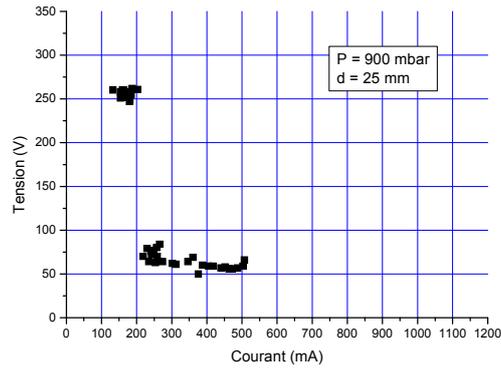


Figure A. 2. 1 (i) :  $U/I - P = 900$  mbar -  $d = 25$  mm.

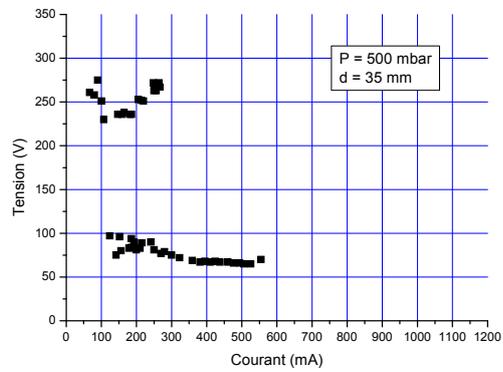
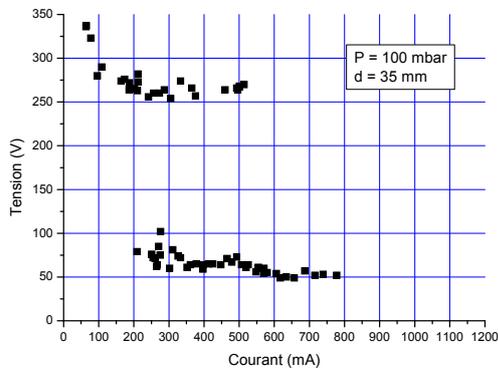


Figure A. 2. 1 (j) :  $U/I - P = 100$  mbar -  $d = 35$  mm.

Figure A. 2. 1 (k) :  $U/I - P = 500$  mbar -  $d = 35$  mm.

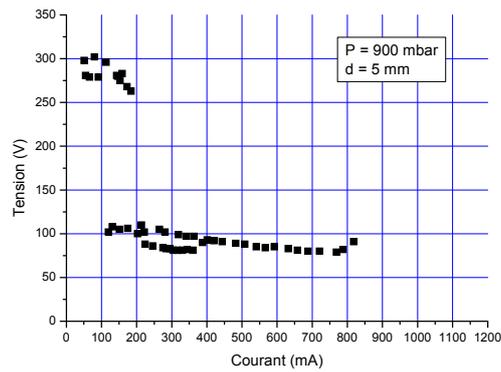


Figure A. 2. 1 (l) :  $U/I - P = 900$  mbar -  $d = 35$  mm.

## Annexe 3

### Quelques remarques concernant la mobilité du pied d'arc sur la cathode.

Au cours de notre étude, l'arc quand il existe n'est pas mis volontairement en mouvement. Le déplacement de l'arc que nous avons pu observer sur la cathode résulte des instabilités naturelles de celui-ci. Dans l'air, à pression atmosphérique, il a été observé<sup>34</sup> que lors de son mouvement le pied cathodique se déplaçait de façon continue ou continue par morceaux sur l'électrode.

Dans le cadre de notre étude, dans l'air ou l'argon, nous avons pu en effet remarquer que le pied cathodique se déplaçait de façon continue sur la surface de la cathode. Nous avons aussi remarqué que le pied se déplaçait d'autant moins sur l'électrode que la pression était élevée.

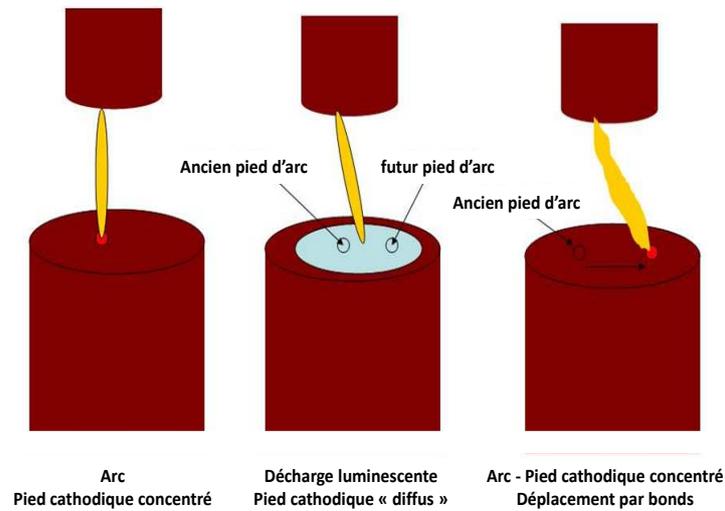
Par ailleurs nous avons aussi remarqué la possibilité d'un déplacement par bonds et que l'amplitude du « bond » était d'autant plus grande que la pression était « faible ». Les observations à l'aide de la caméra rapide ont montré que le déplacement du pied cathodique par bonds était toujours lié à l'existence d'une succession très rapide de transitions de type arc/glow/arc observables elles aussi à l'oscilloscope. Ceci est illustré sur la figure A.3.1 sur laquelle nous avons schématisé ce que nous avons observé :

- (a) la décharge est en régime d'arc, le pied cathodique est « concentré »,
- (b) l'arc transite vers la décharge luminescente avec une zone cathodique diffuse sur la surface,
- (c) une nouvelle transition vers l'arc se produit. Le nouveau pied concentré prend naissance quelque part dans l'ancienne zone cathodique diffuse.

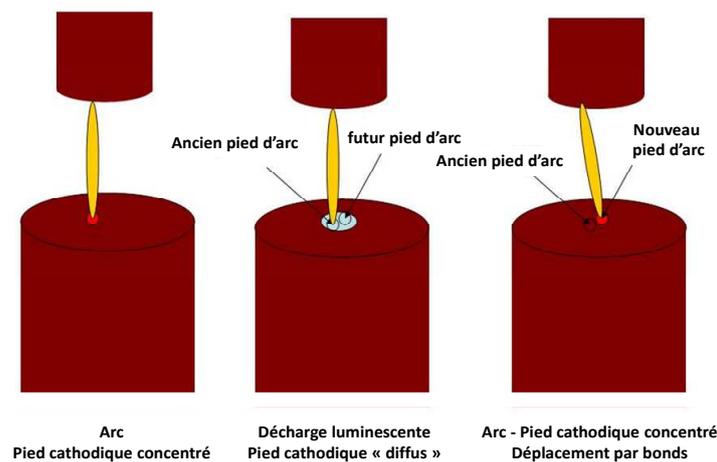
Ainsi, pour une intensité de courant de décharge donnée, à pression « faible » (100 mbar) lorsqu'une transition arc/glow se produit, la tache cathodique est plus étendue (figure A.3.1) sur la surface de cathode qu'à 900 mbar (figure A.3.2) par exemple. Le futur pied d'arc pourra donc se situer plus loin de sa position précédente. Au contraire, à pression plus élevée, la zone cathodique est plus concentrée en régime de décharge, le futur pied d'arc se situera plus près du précédent, et le déplacement pourra même paraître quasi-continu.

---

<sup>34</sup> Ph Teste, T Leblanc and J-P Chabrierie, *J. Phys. D Appl. Phys.* **28** (1995)



**Figure A.3.1:** Représentation schématisée du déplacement du pied cathodique par bonds à  $P = 100$  mbar.



**Figure A.3.2:** Représentation schématisée du déplacement du pied cathodique quasi continu à  $P = 900$  mbar.

A ce sujet Saiepour et Harry<sup>14</sup> proposent une explication. L'augmentation du courant de décharge d'un glow implique une augmentation de la taille du pied cathodique. Comme il a été précisé dans le paragraphe 3.1.1, il n'est pas nécessaire que le pied cathodique occupe la totalité de la surface d'électrode pour que la transition survienne. Saiepour et Harry proposent que la transition soit due à la présence d'un site émissif dans le pied cathodique. L'augmentation de la taille du pied cathodique augmente la probabilité qu'un site émissif se trouve dans le pied cathodique et provoque une transition et de ce fait un mouvement du pied d'arc.

# **CHAPITRE 4 : Contribution à la mesure de la température atteinte en surface d'une électrode – dispositif expérimental**

## **1. Introduction**

Lors des chapitres précédents, nous nous sommes intéressés à l'évolution structurelle de la décharge de part et d'autre de la transition glow / arc et à l'évolution de ses caractéristiques électriques. L'étude des phénomènes aux électrodes et notamment des phénomènes thermiques représente aussi une étape indispensable à la compréhension de la transition. C'est pour cela que dans la deuxième partie de ce mémoire nous avons entrepris de mettre en œuvre une méthode permettant d'obtenir des informations sur l'échauffement des électrodes.

À ce sujet, Il existe une grande diversité d'approches aussi bien en ce qui concerne les travaux de modélisation que dans la nature même des travaux menés et des résultats obtenus, et ce du fait même de la complexité des phénomènes physiques mis en jeu. Un des paramètres essentiels pour l'étude de l'échauffement est la température atteinte en surface des électrodes soumises à un arc électrique.

Jusqu'à présent, peu de travaux expérimentaux concernent la mesure de température de surface dans le cas d'arc en régime non-stationnaire pour des électrodes en cuivre. Par ailleurs, les différentes modélisations proposées jusqu'à présent proposent des valeurs qui s'étalent dans une gamme qui s'étend jusqu'à la température de 3000 °C dans le cas d'électrodes en cuivre.

Les trois chapitres qui suivent sont dédiés à l'étude de l'échauffement d'électrodes soumises à un arc.

Ce chapitre expose la méthode mise en œuvre d'un dispositif expérimental permettant la mesure de température de surface d'électrodes soumises à un arc électrique. Une première partie présente les travaux déjà effectués dans le domaine et les difficultés propres à notre étude. Une seconde partie décrit le dispositif expérimental et la méthode utilisée en insistant aussi sur les étapes nécessaires de calibration et sur les précautions à prendre ainsi que les limites de notre méthode.

## 2. Bibliographie concernant les travaux réalisés visant à obtenir des informations sur les températures des électrodes – Commentaires

Jusqu'à présent plusieurs méthodes ont été proposées pour estimer expérimentalement la température de surface des électrodes. Parmi les différentes méthodes possibles utilisées pour mesurer des températures on peut citer les travaux basés sur l'utilisation de thermocouples, par exemple Meyer<sup>35</sup> ou Uhlig<sup>36</sup>. Plusieurs inconvénients sont associés à l'usage des thermocouples pour la mesure de la température de surface:

- le thermocouple va indiquer une valeur relative à sa propre température. En conséquence de quoi, la façon de le « coller » à la surface peut avoir un impact important sur sa propre température en changeant fortement les conditions d'échauffement (ou de refroidissement).
- L'inconvénient majeur d'une telle méthode est lié à l'inertie thermique des thermocouples même quand des thermocouples de très petites tailles sont utilisés (diamètre de 100 µm). Meyer<sup>35</sup> a ainsi estimé un déphasage dans la montée en température de l'ordre de la milliseconde. Si dans le cas d'arc en régime permanent cela ne présente pas d'inconvénient il n'en est pas de même pour des arcs de courte durée.

D'autres chercheurs ont proposé l'emploi de thermocouples<sup>37, 38</sup>. Cependant il est très difficile d'obtenir une distribution de température et dans tous les cas, la dynamique de la mesure s'avère limitée.

Des mesures optiques ont aussi été proposées. La plupart d'entre elles concernent des arcs en régime stationnaire dans l'argon réalisés entre des électrodes en matériau réfractaire tels que le tungstène, le tungstène thorié ou l'hafnium<sup>39, 40, 41</sup>.

Parmi elles on peut citer :

---

<sup>35</sup> R.Meyer, Thèse de doctorat, Université paris-11, 1994

<sup>36</sup> F. Uhlig, Thèse de doctorat, Université Paris 11, 1997

<sup>37</sup> P. Borkowski, E.Walczuck, *Proc. of the 50<sup>th</sup> Holm Conference* Seattle USA, 2004, pp. 334-340

<sup>38</sup> M. Masquère, thèse de doctorat, Université de Toulouse III, 2005

<sup>39</sup> J. Haidar and A.J. D. Farmer, *Rev. Sci. Inst.*, 1993, Vol 64, n°2, p.542

<sup>40</sup> X. Zhou, B. Ding and J. Heberlein, *Proc. 21<sup>th</sup> HCEC*, 1995, pp. 219-231

<sup>41</sup> J. Haidar and J D Farmer, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1995, 28, pp. 2089-2094

Haïdar *et al.*<sup>39, 41</sup> ont proposé une méthode permettant de mesurer la distribution de température sur l'arête d'une cathode conique en tungstène dans le cas d'un arc stationnaire dans l'argon. Pour cela ils ont utilisé une méthode en spectroscopie et ont dû faire l'hypothèse que la colonne d'arc était immobile et avait une symétrie axiale (axi-symétrie). La mesure se fait pendant l'arc et les hypothèses de régime stationnaire et de symétrie axiale permettent alors à l'aide d'une transformée d'Abel inverse d'extraire l'émission de lumière de la surface de la cathode du rayonnement total et d'ainsi remonter à une estimation de la température de surface de la cathode.

Zhou *et al.*<sup>40</sup> ont utilisé une pyrométrie simple et double longueur d'onde. Là encore, la distribution de température a été mesurée pour des électrodes en tungstène ou en tungstène thorié pour des arcs en régime stationnaire et une intensité du courant de 200 A. Ils ont estimé que le rayonnement de l'arc engendrait une erreur dans les mesures inférieure à 2% dans le cas d'une mesure en pyrométrie simple longueur d'onde et de 14% dans le cas d'une pyrométrie double longueur d'onde. Les valeurs de l'émissivité du tungstène proposées par De Vos<sup>42</sup> ont été prises dans le cas de la pyrométrie simple longueur d'onde. La résolution spatiale des résultats présentés est d'environ un point de mesure tous les 50  $\mu\text{m}$ . Le fait d'avoir négligé le rayonnement du plasma durant l'arc semble *a posteriori* avoir été une hypothèse un peu grossière comme le prouvent les travaux qu'ils ont publiés ensuite<sup>44</sup>.

Dabringhausen *et al.*<sup>43</sup> ont mesuré la température à proximité du pied d'arc (cathode) dans le cas, là encore, d'arc dans l'argon et d'électrodes en tungstène. Pour cela ils ont utilisé un pyromètre « simple » longueur d'onde. Les valeurs de l'émissivité sont celles de De Vos<sup>42</sup>. Le pyromètre détecte les rayonnements de la surface dans la gamme 0,7 - 1,1  $\mu\text{m}$ . Le diamètre du spot de visée est de 0,3 mm. Comme ils travaillent en régime permanent, le temps d'intégration n'est pas précisé.

D'autres études ont été menées dans des gaz différents :

Peters *et al.*<sup>44</sup> ont utilisé une méthode à base de pyrométrie double longueur d'ondes. Dans leur cas, il s'agit d'un arc en régime stationnaire dans l'oxygène (et dans un mélange  $\text{N}_2/\text{O}_2$ ) avec des électrodes en Hafnium. Pour s'affranchir de la lumière de l'arc ils réalisent la mesure 100  $\mu\text{s}$  après la coupure et en déduisent ensuite par extrapolation la valeur de la

---

<sup>42</sup> J. C. De Vos 1954, *Physica*,, 1954, pp. 690-714

<sup>43</sup> L. Dabringhausen, D. Nandelstädt, J. Luhmann, J. Mentel, *J. Phys. D: Appl. Phys*, 2002, 35, pp. 1621-1630

<sup>44</sup> J. Peters, F. Yin, C. F M Borges, J. Heberlein, C. Hackett, *J. Phys. D: Appl. Phys*, 2005, 38, pp. 1781-1794

température au moment de la coupure. Ni la résolution spatiale (la taille du spot de mesure) ni le temps d'intégration du pyromètre ne sont précisés.

Teulet *et al.*<sup>45</sup>, pour des conditions expérimentales assez semblables (torche à plasma de découpe dans l'oxygène), ont mesuré la température de surface d'une anode en acier à l'aide de pyromètres mono ou polychromatique. La surface du spot est de l'ordre de 0,8 mm<sup>2</sup> et le temps d'intégration pour les mesures est de l'ordre de 0,6 ms.

D'autres mesures optiques ont aussi été réalisées dans le vide :

Schellekens *et al.*<sup>46</sup> et Watanabe *et al.*<sup>47</sup> ont mesuré, à l'aide d'une caméra rapide dans le visible et d'un pyromètre simple longueur d'onde, la température atteinte en surface au moment du passage à zéro du courant d'arc pour des arcs à 50 Hz de fortes intensités (plusieurs dizaines de kA) dans le vide et des électrodes en Cu et Cu-Cr. Le temps d'intégration vaut entre 0,1 et 1 ms respectivement. Peu de précisions sont données sur la méthode expérimentale employée.

Dullni *et al.*<sup>48</sup> ont mesuré à l'aide d'un pyromètre simple longueur d'onde la décroissance de température maximale après la coupure de l'arc dans le vide pour des électrodes en cuivre. Des valeurs tabulées pour l'émissivité ont été prises. Aucune information n'est donnée sur la résolution spatiale et temporelle de la mesure et donc sur la façon dont la valeur maximale de la température de surface est obtenue.

Plus récemment Ramanantsoa *et al.*<sup>49</sup> ont mesuré à l'aide d'une caméra IR la température atteinte sur les bords d'électrodes cylindriques en graphite soumises à un arc de quelques dizaines d'ampères dans l'argon.

Dans notre cas, le fait d'avoir un arc en régime non stationnaire (courte durée) et souvent fortement instable (une symétrie axiale ne peut être considérée) nous empêche d'utiliser les méthodes optiques décrites dans<sup>39</sup> qui permettent de s'affranchir de la lumière émise par l'arc. Par ailleurs, comme le rayonnement du plasma durant l'arc ne peut être négligé *a priori*, nous avons entrepris de mesurer la température de la surface des électrodes

---

<sup>45</sup> Ph. Teulet, L. Girard, M. Razafinimanana, A. Gleizes, Ph. Bertrand, F. Camy-Peyret, E. Baillot, F. Richard, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2006, 39, pp. 1557-1573

<sup>46</sup> H. Schellenkens, M.B. Schulman, *IEEE Trans. Plasma Science*, 2001, 29, pp. 452-461

<sup>47</sup> K. Watanabe, E. Kaneko, S. Yanabu, *IEEE Trans. Plasma Science*, 1997, 25, pp. 609-616

<sup>48</sup> E. Dullni, B. Gellert, E. Schade, *IEEE Trans. Plasma Science*, 1989, 17, 5, 644-648

<sup>49</sup> R. Ramanantsoa, M. Masquere, J.J. Gonzales, P. Freton, J. Pacheco, *Journal of Physics: Conference Series* 275 (2011) 012002, 11<sup>th</sup> European Conference on High-Technology Plasma Processes, doi:10.1088/1742-6596/275/1/012002

non pas durant l'arc, mais « immédiatement » après l'extinction de celui-ci. Le principe de notre méthode est donc le suivant :

- on crée un arc
- on contrôle avec précision la coupure de celui-ci en essayant de réaliser une coupure la plus brutale possible de l'arc.
- On réalise une mesure optique de la température de surface. Cette mesure doit être très rapide car la température de surface décroît très vite après l'extinction. Ceci ne nous a donc pas permis d'utiliser des pyromètres qui nécessitent un temps d'intégration important (de l'ordre de la centaine de microsecondes voir la milliseconde). Par ailleurs, la taille du spot de mesure pour un pyromètre est relativement importante vis-à-vis des gradients de température de surface qui peuvent être très importants.

Dans le paragraphe suivant, nous décrivons plus en détail le dispositif expérimental (électrique et mécanique) ainsi que le principe de la méthode employée.

### **3. Description du dispositif expérimental et principe de la méthode**

#### ***3.1 Dispositif expérimental***

Le dispositif expérimental utilisé peut être divisé en plusieurs parties :

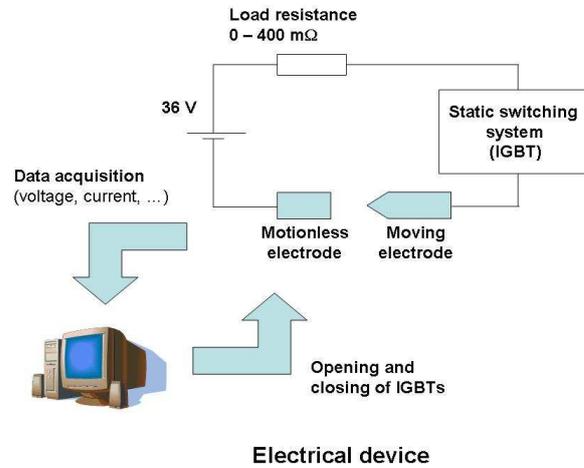
- un dispositif électrique qui permet de générer l'arc électrique. Ce dispositif est celui mis au point récemment au LGEP<sup>50, 51</sup>. Nous n'en donnerons qu'une description rapide.
- Un dispositif électromécanique qui permet le contrôle de l'ouverture du contact et donc de l'amorçage de l'arc par séparation des électrodes. Ces deux premiers ensembles sont accompagnés d'un ensemble de capteurs permettant la mesure de divers paramètres tels que l'intensité du courant d'arc, la tension d'arc et la distance inter-électrode.
- Un dispositif de mesure propre à la mesure de la température de surface et à l'observation de l'arc. Il s'agit de deux caméras (une caméra infrarouge et une

---

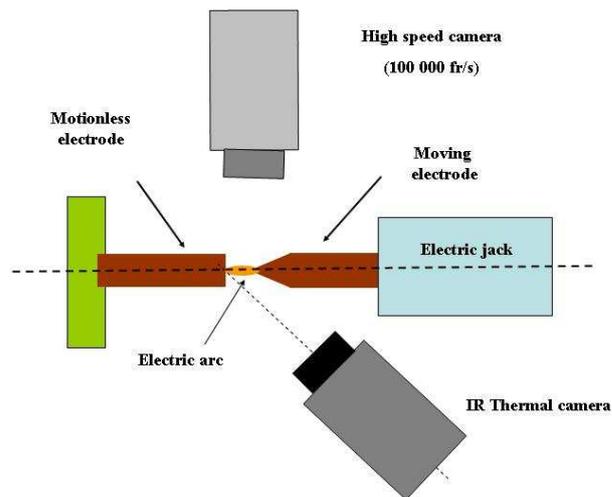
<sup>50</sup> T. Klonowski, Thèse de doctorat, 2007, Université Paris 11.

<sup>51</sup> P. Teste, T. Leblanc and R. Andlauer, *IET Sei. Meas. Technol.*, 2010, Vol. 4, Iss 3, pp. 156-168

caméra rapide) qui sont synchronisées avec les différents événements (ouverture du contact, coupure statique de l'arc) qui se produisent par ailleurs.



**Figure 4.1.** Description schématique du dispositif électrique utilisé.



**Figure 4.2.** Description schématique du dispositif.

### 3.1.1 Description du dispositif électrique<sup>50, 51</sup>

Le dispositif électrique présenté sur la figure 4.1 est constitué de 3 batteries de 12 V montées en série. La résistance interne de cet ensemble est d'environ 18 mΩ. Un bloc électronique composé de 3 IGBTs permet le contrôle de la durée de l'impulsion de courant injectée dans le circuit, il permet ainsi de couper très rapidement l'arc. Ce dispositif statique peut couper un courant continu d'intensité 1500 A en une microseconde et peut dissiper

jusqu'à 275 J. La charge du circuit est composée d'une résistance ajustable (0 à 400 mΩ) en série avec une inductance ajustable (0 à 7 mH).

### 3.1.2 Description du dispositif électromécanique

Il est schématiquement présenté sur la figure 4.2. Il est constitué de deux électrodes coaxiales. L'une, immobile, est cylindrique, l'autre est mobile (à l'aide d'un vérin électrique). Son extrémité est conique afin d'augmenter la surface observable par la caméra lorsque le « contact » constitué par les deux électrodes s'ouvre. Une photographie du « contact » fermé est proposée sur la figure 4.3. Le vérin électrique utilisé pour l'ouverture du « contact » permet une ouverture à une vitesse constante. Notre choix s'est arrêté sur un vérin électrique qui permet un meilleur contrôle de l'instant d'ouverture et de la dynamique par rapport à un vérin pneumatique qui ne permet pas d'avoir des ouvertures parfaitement reproductibles. Par ailleurs, nous avons choisi un amorçage de l'arc par ouverture. Ceci présente certains inconvénients et avantages.

L'utilisation des caméras rapides (notamment la caméra IR) a rendu compliqué et « risqué » pour le matériel, l'usage d'un amorçage par haute tension (électrodes séparées). Nous avons été contraints d'utiliser un mode d'amorçage par ouverture du contact qui permet de nous affranchir de l'emploi d'une impulsion « haute tension ».

Les électrodes étant en contact, et la vitesse d'ouverture étant limitée à environ 2-3 m/s, la distance inter-électrode au moment de la coupure qui intervient après quelques ms, sera assez faible (quelques mm) (si on veut avoir une intensité de courant quasiment constante durant l'arc). Il arrivera fréquemment que l'électrode conique masque une partie de la surface observée de l'électrode cylindrique.



**Figure 4.3** : Photographie du « contact » avant l'ouverture.

### 3.1.3 Les mesures électriques

Pendant l'arc les grandeurs suivantes sont enregistrées :

- L'intensité du courant d'arc. Lors des essais, cette mesure est faite à l'aide d'une pince de courant calibrée jusqu'à 1400 A avec une bande passante de 10 kHz et une erreur de mesure inférieure à 4%. Une sonde plus performante a été utilisée pour mesurer la vitesse de coupure de l'arc à l'aide des IGBTs.
- La tension d'arc. La bande passante de l'oscilloscope vaut 3 MHz. La mesure de la tension est faite avec une précision de l'ordre de 20 mV.
- La distance inter-électrode. Cette mesure est réalisée à l'aide d'un capteur de déplacement sans contact (laser). L'étendue de mesure est de 100 mm avec une sensibilité de 0,5 V/mm et une précision de 13  $\mu\text{m}$ .

### 3.1.4 La caméra infrarouge

Pour mesurer la distribution spatiale de la température à la surface de l'électrode plate, une caméra infra-rouge a été utilisée. Il s'agit d'une caméra du type Jade MWIR (Cedip). Cette caméra possède un détecteur en InSb dont la réponse spectrale est dans la gamme 3,7  $\mu\text{m}$  – 4,8  $\mu\text{m}$ . La taille de la matrice du détecteur est de 320 pixels  $\times$  240 pixels. L'optique utilisée a permis d'obtenir une résolution spatiale au mieux de 30 à 50  $\mu\text{m}$  par côté de pixel. La caméra étalonnée sur un corps noir nous donne une indication en termes de température de corps noir équivalent. Par ailleurs, elle fonctionne en proposant plusieurs gammes de température mesurable avec des temps de pose « pré-calibrés » donnés qui sont les suivants :

- pour une température dans la gamme 5°C – 70°C le temps de pose vaut 340  $\mu\text{s}$ .
- pour une température dans la gamme 65°C - 150°C le temps de pose vaut 65  $\mu\text{s}$ .
- pour une température dans la gamme 150°C – 250°C le temps de pose vaut 10  $\mu\text{s}$ .
- pour une température dans la gamme 200°C - 450°C le temps de pose vaut 120  $\mu\text{s}$  en interposant un premier filtre de type densité neutre.
- pour une température dans la gamme 400°C - 600°C le temps de pose vaut 53  $\mu\text{s}$  en interposant un premier filtre de type densité neutre.
- pour une température dans la gamme 600°C - 1200°C le temps de pose vaut 53  $\mu\text{s}$  en interposant un premier filtre de type densité neutre.

- pour une température dans la gamme 1200°C - 1500°C le temps de pose vaut 21  $\mu$ s en interposant un second filtre interférentiel.

Un compromis entre la température à mesurer et l'optique utilisée (avec ou sans filtre(s)) doit être trouvé selon les conditions expérimentales. Par ailleurs nous avons utilisé d'autres configurations (temps de pose et gamme de température) en réalisant nous-mêmes la calibration.

La caméra est calibrée à l'origine sur un corps noir. Il a donc été nécessaire, de la « calibrer » pour le matériau (cuivre) que nous avons utilisé dont l'émissivité dans cette gamme de longueur d'onde peut être très différente de 1 mais pour lequel n'avons pas trouvé de valeur dans la littérature.

### 3.1.5 Principe de la méthode de mesure de température

Une fois l'arc amorcé par séparation des électrodes, la durée de celui-ci est contrôlée à environ 1 ms près. Pour que la température de surface mesurée « juste » après l'extinction de l'arc soit la plus voisine possible de celle qui aurait été mesurée pendant l'arc il faut :

- (a) que l'extinction de l'arc soit la plus rapide possible
- (b) que le temps de pose de la caméra pendant la mesure soit le plus court possible.

En ce qui concerne le point (a), le système électronique mis en œuvre force l'extinction de l'arc en moins d'une microseconde (ce délai est noté  $\tau_{elec}$ ). Par ailleurs, lorsque la coupure statique de l'arc par les IGBTs est commandée il existe un délai d'activation de la caméra qui a été d'environ 15  $\mu$ s pour la plupart des mesures réalisées. Ce délai sera précisé lors de la présentation des résultats. L'incertitude sur le délai est d'environ 0,1  $\mu$ s. Le temps de pose (ou d'intégration) de la caméra IR varie entre quelques microsecondes et 120  $\mu$ s : nous n'avons jamais utilisé ici la configuration pour les faibles températures.

La figure 4.4 montre les différents délais qui interviennent et permet aussi de définir le décalage entre le début de l'extinction de l'arc et la prise d'image qui sera appelé par la suite « temps image » et noté  $\tau_{image}$ . Il est défini par la relation :

$$\tau_{image} = \tau_{elec} + \tau_{activ} + \frac{1}{2} \tau_{pose}$$

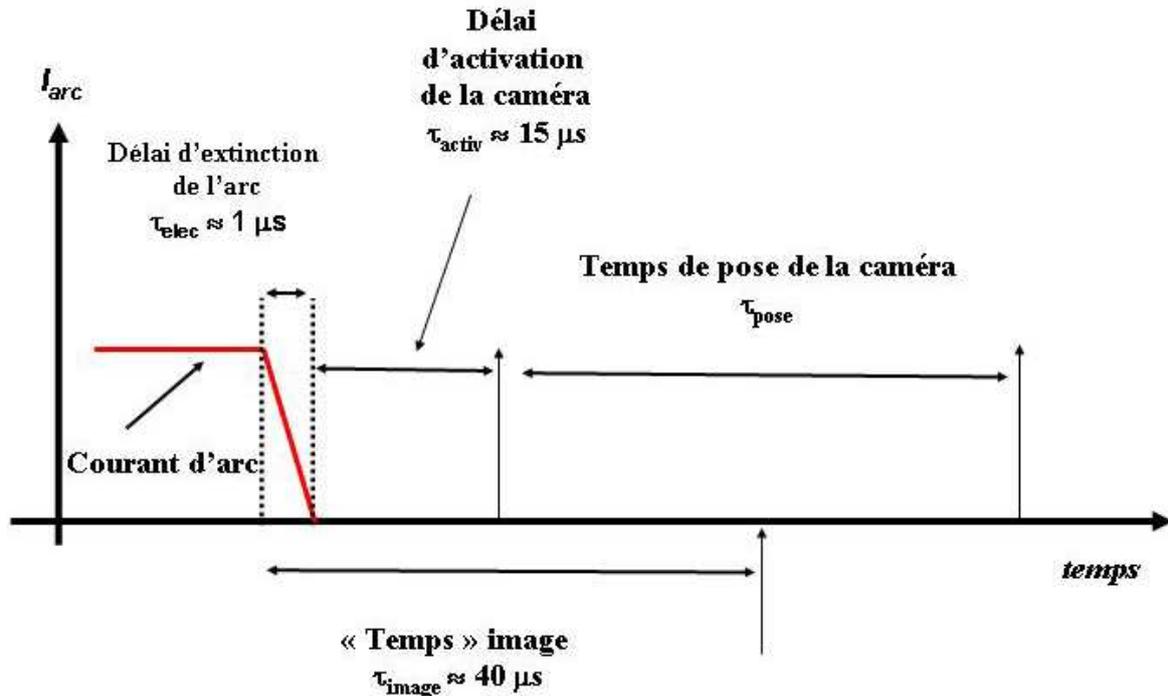


Figure 4.4: Représentation schématique des différents délais qui apparaissent lors de la prise d'image.

Il faut cependant noter que malgré la simplicité apparente de la méthode, la mise au point et l'optimisation des diverses synchronisations a pris plusieurs mois. La caméra infra-rouge n'étant pas spécifiquement conçue pour être synchronisée avec cette précision, nous avons dû d'une part découvrir les limites de fonctionnement de la caméra et d'autre part mettre au point un dispositif de commande annexe qui prend en compte le mode de fonctionnement particulier et tous les paramètres de fonctionnement de la caméra. À titre d'anecdote quand on envoie à la caméra une séquence de signaux pour prendre  $n$  images consécutives celle-ci ne prenait que  $(n-2)$  images. Encore a-t-il fallu découvrir à quelle impulsion correspondait chaque image prise...

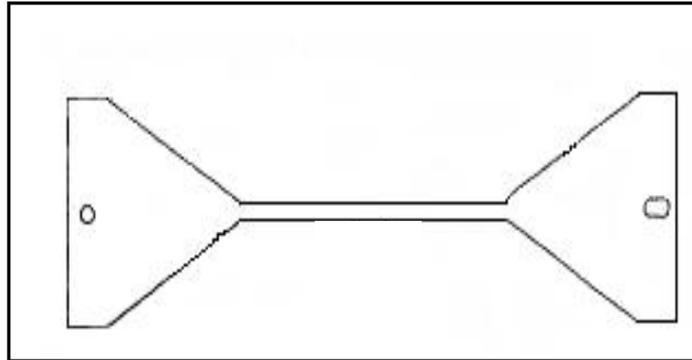
### 3.1.6 Calibration de la caméra IR

#### Description des échantillons

La calibration a été réalisée pour deux types de matériau d'électrode :

- le cuivre OFHC
- le graphite.

Dans le cas du cuivre l'échantillon considéré est un méplat d'épaisseur 1,6 mm. La forme de l'échantillon est donnée à la figure 4.5. Dans sa partie la plus mince la section de l'échantillon est rectangulaire. Cet échantillon est chauffé par effet Joule et a ses extrémités refroidies par une circulation d'eau incorporée dans la masse du « porte-échantillon ». La forme de l'échantillon a été choisie de façon à avoir un chauffage maximum au milieu de l'échantillon.



**Figure 4.5 :** Représentation schématique de l'échantillon en cuivre utilisé pour la calibration.

Dans le cas du graphite un barreau de 6 mm de diamètre a été utilisé. Dans les deux cas des trous de diamètres 0,5 mm sont percés dans l'épaisseur de l'échantillon. Des thermocouples de type K sont insérés dans ces trous situés au milieu de l'échantillon. Ils permettent une mesure de température jusqu'à une valeur d'environ 1400 °C

### **Description de la méthode expérimentale**

Les échantillons sont chauffés par effet Joule à l'aide d'une alimentation régulée en tension, pouvant débiter jusqu'à 1000 A, sous une tension réglable de 0 à 8 V. Un système informatique constitué d'un ordinateur et d'une unité de conditionnement permettant d'une part le pilotage de l'alimentation (réalisation des montées - ou descentes - en tension contrôlées) et d'autre part de faire l'acquisition au cours du temps des différents signaux qui sont :

- Les températures.
- L'intensité dans l'échantillon.

L'ensemble de l'expérience est piloté grâce au logiciel Labview. Lors de l'arc, le chauffage est de très courte durée. Les réactions d'oxydation seront donc limitées dans le

temps et l'image sera prise quelques microsecondes après la coupure. Par ailleurs l'observation de la surface des électrodes après l'arc a montré que pour des intensités de courant d'arc et des durées d'arcs telles que celles que nous avons utilisées (quelques dizaines d'ampères et quelques millisecondes) la surface de l'électrode avant et après arc était peu modifiée comme le montre la figure 4.6 en ce qui concerne sa couleur (par exemple).



**Figure 4.6** : Photographie d'une électrode de cuivre après un arc ( $I_{arc} = 91$  A,  $dt = 8$  ms) dans l'air à pression atmosphérique.

Comme les expériences de calibration sont « lentes » (plusieurs dizaines de minutes), il a été nécessaire de limiter l'oxydation de l'échantillon au cours de la calibration. La calibration n'a donc pas pu être effectuée dans l'air. L'ensemble est donc installé dans une enceinte. Celle-ci est remplie d'un gaz neutre (Argon) afin d'éviter toute réaction (oxydation par exemple) au niveau de l'échantillon au cours de la mesure. Les expériences ont été effectuées avec une légère surpression d'argon pour éviter les inconvénients liés à des fuites d'air vers l'intérieur de l'enceinte.

L'échantillon est observé à travers un hublot en  $\text{CaF}_2$  dont la transmission est pratiquement égale à 1 dans la gamme de longueur qui nous concerne. Par ailleurs, lors de la mesure de température quand l'électrode est soumise à l'arc dans l'air, un hublot en  $\text{CaF}_2$  est aussi positionné devant la caméra ce qui constitue de plus une protection en cas d'éjection de gouttelettes.

Au cours du chauffage on compare alors la température donnée par la caméra et celle donnée par un thermocouple mesurant la température à l'intérieur de l'échantillon). Ceci permet alors d'obtenir une correspondance entre la température donnée par la caméra et la

température « vraie ». Par ailleurs il est important de noter que dans le cas du cuivre (et bien sûr aussi dans le cas du graphite), l'échantillon change peu d'aspect au cours de l'expérience.

### **Estimation de l'incertitude concernant la mesure en température.**

Cette incertitude est de deux sortes :

- une incertitude liée à l'appareil de mesure lui-même,
- une incertitude liée au fait que la température de surface n'est pas la même que celle à l'intérieur de l'échantillon étant donné qu'il existe des échanges de chaleur par convection avec le gaz de l'enceinte.

Concernant la première source d'imprécision, l'appareil de mesure nous permet une mesure au degré près sur toute la gamme (de 20°C à 1400°C).

Concernant la deuxième source d'imprécision. Considérons un barreau dont la température de surface vaut  $T_b$  la température du gaz ambiant sera notée  $T_g$ . Ce barreau est refroidi par convection (coefficient d'échange  $h_{ext}$ ). La densité surfacique de flux de puissance évacuée par convection est de la forme :

$$\varphi = h_{ext}(T_b - T_g) = \lambda \frac{\delta T}{\delta x}$$

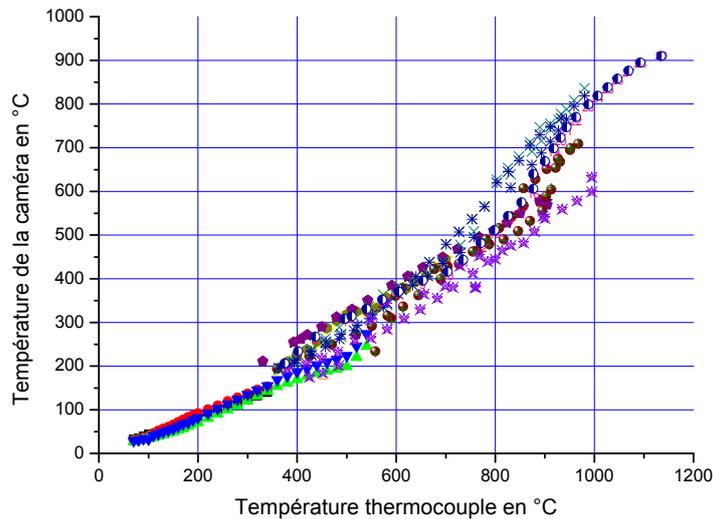
Où  $\lambda$  est la conductivité thermique de l'éprouvette (qu'on prendra de l'ordre de 300 W/m/K). Pour  $\delta x = 1$  mm,  $T_b = 1100$  °C et  $T_g$  de 20°C, et  $h_{ext}$  de l'ordre de 70 W/m<sup>2</sup>/K (valeur maximale qui correspond à des mesures effectuées au laboratoire pour  $T_g = 20$ °C) on obtient alors une valeur pour  $\delta T$  inférieure à 1°C. Dans le cas où  $T_b = 100$ °C on a  $\delta T = 0,1$ °C. Dans tous les cas cette incertitude est bien inférieure à la dispersion que nous avons obtenues sur le nombre d'échantillons utilisés (cf. figure 4.7).

### **Calibration dans le cas du cuivre**

La calibration a été réalisée pour 16 échantillons. A chaque fois nous avons tracé la température de surface moyennée sur une surface de l'ordre d'un demi cm<sup>2</sup> au-dessus de la zone sous laquelle a été placé le thermocouple. Plusieurs angles d'observation ont été essayés (pris entre 15° et 60° par rapport à la normale à la surface). Pour 14 essais l'état de surface est celui de l'échantillon de cuivre qui a été laissé à l'air (donc a priori avec une couche d'oxyde). Deux essais ont aussi été réalisés avec du cuivre poli (brillant) (polissage au papier 180) juste avant le chauffage. La montée en température se fait par palier de 10 minutes à chaque fois.

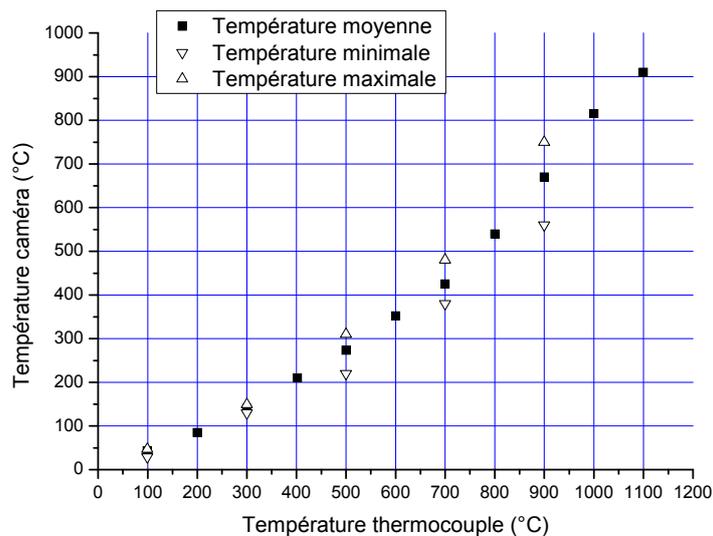
Les résultats de 14 mesures sont représentés sur la figure 4.7 ce qui permet d'apprécier la dispersion.

Il faut remarquer que les mesures réalisées recouvrent plusieurs gammes d'utilisation de la caméra et que parfois un saut de température (dont la valeur maximale vaut environ 20°C) peut apparaître au changement de gamme.



**Figure 4.7 :** Ensemble de mesures effectuées sur 14 échantillons dont l'état de surface est représentatif de celui des électrodes utilisées ensuite. Tracé de la température indiquée par la caméra en fonction de la température indiquée par les thermocouples.

La courbe moyenne est donnée sur la figure 4.8. C'est cette courbe qui a été utilisée lors des expériences avec arc. La dispersion est aussi représentée.



**Figure 4.8 :** Courbe moyenne donnant la relation entre la température indiquée par la caméra en fonction de la température indiquée par les thermocouples. La dispersion est aussi indiquée.

### Quelques remarques complémentaires :

Il est aussi important de noter que jusqu'à présent, la méthode employée pour la calibration ne permet pas de dépasser la température de fusion du matériau.

Il est de temps en temps arrivé au cours des mesures faites pour des arcs (voir plus loin) que les températures mesurées sortent légèrement de la gamme de calibration. Dans ce cas nous nous sommes permis, si le dépassement n'est pas trop important d'extrapoler la courbe de calibration tout en étant conscient que ceci peut rester discutable.

Comme cela a été évoqué au début du paragraphe, plusieurs angles d'observation ont été essayés. Les variations observées liées à la modification de l'angle ne sont pas « ressorties » de la dispersion déjà présente.

Dans le cas de cuivre poli (papier de verre 180), cas qui ne correspond pas à la situation des électrodes soumises à l'arc, nous avons pu comparer les courbes d'étalonnage. Ceci est présenté sur la figure 3.9 sur laquelle les deux courbes moyenne (cuivre non poli et cuivre poli au papier 180) sont tracées. On remarque que l'état de surface, poli ou non, joue un rôle important sur les mesures de température faite par caméra IR. Une surface brillante présentera une température réelle plus importante qu'une surface mate pour une même valeur de température mesurée à la caméra IR.

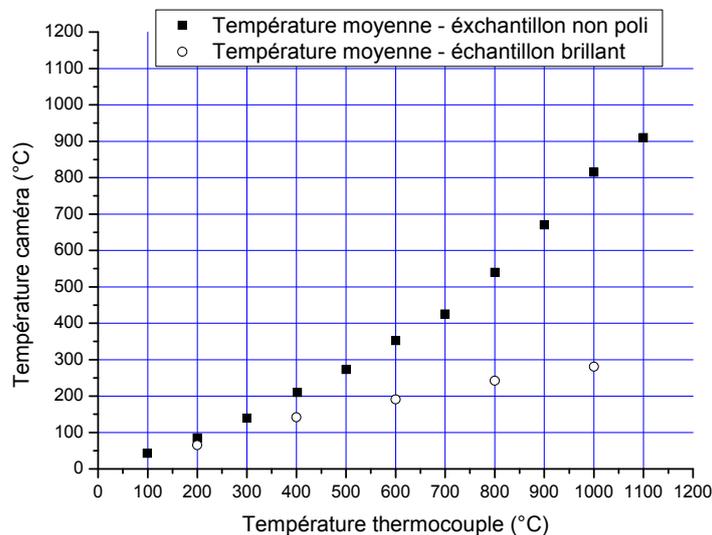
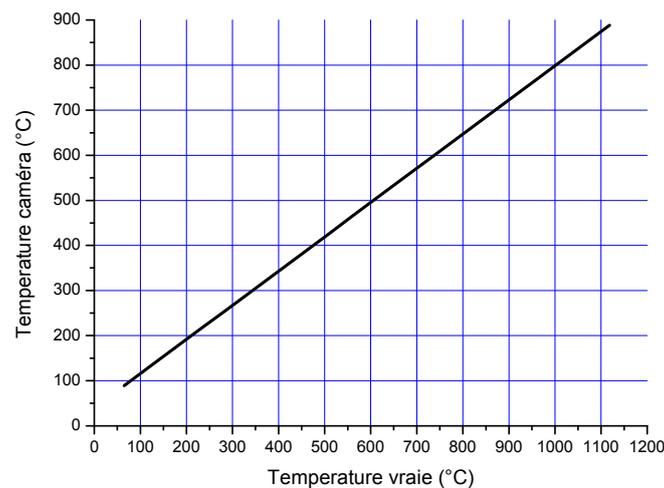


Figure 4.9 : Comparaison entre du cuivre non poli et du cuivre poli (brillant).

### Calibration dans le cas du graphite :

À titre indicatif, et bien que cela ne nous ait pas servi au cours de cette étude, nous présentons brièvement la courbe de calibration obtenue pour le graphite. La calibration de la caméra pour du graphite s'est avérée plus aisée du fait d'une dispersion plus faible. Sur la figure 4.10 nous avons tracé la température caméra en fonction de la température « vraie » donnée par les thermocouples. La dispersion des mesures étant inférieure à 30°C nous ne l'avons pas représentée.

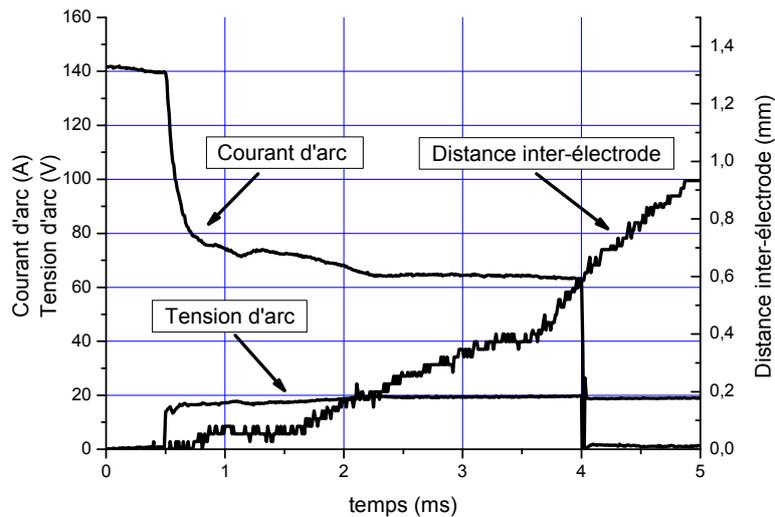


**Figure 4.10:** Courbe moyenne dans le cas du graphite donnant la relation entre la température indiquée par la caméra en fonction de la température indiquée par les thermocouples. La dispersion est inférieure à 30°C.

### 3.2 Déroulement de l'expérience

Quand les IGBTs sont « passants » un courant continu d'intensité réglable circule dans le circuit. L'ouverture commandée du contact crée un arc électrique dont l'intensité du courant décroît très rapidement puis beaucoup plus lentement en demeurant quasiment constante jusqu'à la coupure. La tension de contact, après une brusque augmentation lors de l'amorçage de l'arc reste stable durant l'arc. La durée de l'arc est donc contrôlée par les IGBTs dont la commande se fait par « soft » ce qui conduit à une incertitude sur la durée de l'arc de l'ordre de la milliseconde. Pour chaque ouverture les données sont enregistrées et un exemple de résultat de mesure est présenté sur la figure 4.11 qui donne une évolution temporelle typique pour les trois grandeurs suivantes :

- l'intensité du courant d'arc,
- la tension d'arc,
- la distance inter-électrode.



**Figure 4.11:** Exemple d'évolution de la tension et du courant d'arc, ainsi que de la distance inter-électrode. Electrodes en cuivre OFHC dans l'air.

Durant toute l'expérience l'arc est filmé par la camera rapide et une image est réalisée à l'aide de la caméra infrarouge à un instant  $\tau_{image}$  après la coupure statique rapide de l'arc.

### ***3.3 Remarques importantes : précautions prises, limitations de la méthode et perspectives en cours de réalisation***

#### **Précautions prises :**

Au moment de l'extinction de l'arc, nous avons mesuré à la fois la température de surface des électrodes et aussi le rayonnement du gaz chaud devant la surface. Dans la gamme de longueur d'onde de la caméra IR nous avons pu constater que la température du gaz était bien en dessous de la gamme de validité des mesures pour une température de surface qui elle est dans la gamme. Ceci nous a conduits à faire l'hypothèse que le rayonnement du gaz après la coupure perturbait très peu le rayonnement émis par la surface.

La calibration de la caméra a été faite sur des échantillons de cuivre dont l'état d'oxydation est similaire à celui des électrodes utilisées pour les mesures de températures. Il existe plusieurs facteurs mettant en avant le fait que l'état d'oxydation de la surface après arc, c'est à dire pendant la mesure effectuée avec la caméra IR, ne varie pas significativement : Tout d'abord, la couleur de l'électrode en surface reste la même après l'arc que ce qu'elle était avant (pas ou peu de présence de suie). On rappelle que la couleur du métal est caractéristique de l'état d'oxydation du métal en surface. De plus, la dégradation des oxydes

du cuivre se produit pour des températures dans la gamme [1600 K – 2100 K]. Or les températures atteintes lors de l'arc restent inférieures à la température de fusion du cuivre et donc inférieures à 1600 K. Enfin, dans la gamme de température [500 K - 1200 K] la vitesse de formation des oxydes est approximativement de 1 nm en 10  $\mu$ s d'après Zhu *et al.*<sup>52</sup>. On peut également faire la remarque que l'émissivité du cuivre et de ses oxydes varie peu pour un même état de surface, elle est comprise dans la gamme 0,77-0,87.

A partir de tous ces éléments, nous avons considéré que l'oxydation de la surface d'électrode pendant l'arc ne modifiait pas significativement la courbe de calibration que nous avons obtenue pour différents états de surface d'électrodes oxydées.

### **Limitations de la méthode :**

Comme cela a été mentionné auparavant, la résolution spatiale de la caméra IR est de l'ordre de 50  $\mu$ m  $\times$  50  $\mu$ m par pixel et un temps de pose compris entre 10  $\mu$ s et 120  $\mu$ s est en général utilisé. Dans ces conditions, des événements se produisant à une échelle spatiale plus fine ou dans un temps très court ne pourront être détaillés par la caméra. A titre d'exemple, le chauffage dû à de possibles microstructures telles que des fragments ou des micro-spots<sup>53</sup> dans le cas d'une cathode qui ont une durée de vie de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes pour les uns et quelques microsecondes pour les autres et une extension spatiale de l'ordre de quelques micromètres ne pourront être distingués individuellement par la caméra. Ainsi, l'intégration aussi bien spatiale (à l'échelle d'un pixel) que temporelle (durant le temps de pose) lors de la mesure par la caméra pourra faire apparaître des températures bien inférieures à celles qui peuvent être en réalité atteintes à des échelles bien plus fines.

Il est important de mettre en évidence un des inconvénients de la méthode présentée ici. La caméra étant fortement sensible aux diverses impulsions HT présentes dans l'environnement nous avons opté pour un système d'amorçage par ouverture de contact. Si cela présente l'avantage de ne pas utiliser d'impulsion HT, cela présente néanmoins l'inconvénient de ne pas pouvoir réaliser de mesures pour des intensités de courant de faibles valeurs : en effet, pour des intensités de quelques ampères, l'arc va se couper naturellement pour une distance inter-électrode faible. L'électrode mobile obstrue alors la « vue » de la caméra IR et empêche la prise d'image.

---

<sup>52</sup> Y. Zhu, K. Mimura, J. W. Lim, M. Isshiki and Q. Jiang, 2006, Metallurgical and Materials Transactions A, vol. 37A, pp. 1231-1237

<sup>53</sup>B. Jüttner, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2001, vol 34, R103-R123

Un des regrets que nous pouvons avoir concerne aussi la difficulté à calibrer la caméra pour un matériau d'électrode comme le tungstène. Le tungstène est trop dur pour réaliser aisément un trou dans lequel on pourrait positionner un thermocouple. Par ailleurs il serait aussi très difficile de maintenir le thermocouple dans le trou réalisé. S'il existe des travaux très précis concernant la valeur de l'émissivité du tungstène (De Vos par exemple) ceux-ci n'ont cependant pas été réalisés dans la bande de longueur d'ondes qui nous intéresse.

### **Évolution en cours de l'expérience :**

Dans un souci de cohérence avec les études menées au chapitre 3, nous avons entrepris de modifier l'expérience présentée dans ce chapitre afin de réaliser des mesures de température en atmosphère contrôlée (argon à pression sub-atmosphérique). De telles modifications sont assez lourdes à mettre en œuvre du fait des nombreuses contraintes qui existent dont une des principales est la nécessité de proximité de la zone d'ouverture des électrodes et d'un hublot en CaF<sub>2</sub> tout en laissant la place pour installer le vérin mécanique permettant la mise en mouvement des électrodes. De telles modifications ont été entreprises, cependant à l'heure actuelle le dispositif n'est pas encore au point, l'enceinte parallélépipédique rectangle que nous avons entrepris de construire souffre de problèmes d'étanchéité.



# CHAPITRE 5 : Résultats de mesures de température sur des anodes et cathodes de cuivre dans l'air et l'argon

## 1. Introduction

Dans ce chapitre nous exposons les résultats obtenus pour des mesures de température sur des électrodes en cuivre soumises à un arc électrique dans l'air à pression atmosphérique. Une première partie est consacrée aux mesures faites à l'aide du dispositif expérimental décrit au chapitre précédent. Il s'agira d'arcs électriques dont l'intensité du courant est assez élevée (15 A à 150 A) et dont la durée se situe entre 2 et 12 ms. Dans une seconde partie nous proposons une autre méthode pour mesurer les températures de surface dans le cas d'une part d'arcs dont l'intensité du courant est plus faible (qq. 100 mA à qq. A) et d'autre part qui ont été faits non seulement dans l'air mais aussi dans l'argon. Dans ce cas les durées d'arc considérées sont du même ordre que précédemment voire un peu plus longues. Pour ces mesures le dispositif électrique utilisé est celui décrit au chapitre 2.

## 2. Présentation des résultats obtenus pour une anode de cuivre dans l'air et des intensités d'arc dans la gamme 15 A – 150 A

Le matériau d'électrode choisi est du cuivre OFHC (Oxygen Free High Conductivity). Le diamètre des électrodes vaut 8 mm pour l'électrode cylindrique et l'angle au sommet pour l'électrode conique vaut environ 60°. Les électrodes utilisées ont été stockées dans l'air après usinage et ponçage grossier à la toile émeri et leur surface est donc oxydée. Dans cette partie, les résultats présentés sont issus de mesures effectuées sur des anodes en cuivre dans l'air pour différentes valeurs de courant : une valeur dite de courant faible notée  $I_{faible}$  d'environ 30 A, une seconde dite de courant moyen d'environ 70 A notée  $I_{moyen}$  et une troisième dite de courant fort d'une valeur d'environ 120 A, notée  $I_{fort}$ . Dans chaque condition, de multiples essais ont été effectués. Étant donné le caractère instable des arcs électriques dans ces conditions expérimentales, il apparaît une certaine dispersion dans les niveaux de courant ainsi que dans les durées des arcs qui sera renseignée en temps voulu. Nous avons effectué des mesures de courants, de températures représentées sous la forme de distribution 2D ou de

profils 1D suivant l'axe de l'arc et de durées d'arcs ainsi que des mesures topographiques au profilomètre.

### ***2.1 Exemple d'état de surface après le passage d'un arc électrique***

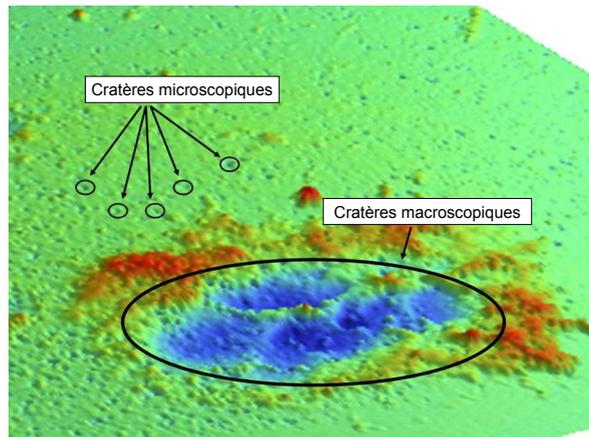
La présence d'un arc électrique implique une certaine densité de courant et donc de puissance au niveau de la surface des électrodes susceptible d'altérer la surface. Nous avons observé l'allure de la surface anodique après un arc dont l'intensité est d'environ 70 A et la durée comprise entre 3 et 4 ms. C'est ce que nous présentons sur la figure 5.1. Cette image a été obtenue à l'aide du profilomètre optique du LGEP. Ce profilomètre permet de reconstituer en trois dimensions le relief d'une surface métallique sur quelques centaines de micromètres d'épaisseur. On constate que plusieurs échelles de structures ont pu être observées :

- de très nombreux cratères de taille microscopique qui ont des diamètres dans la gamme 10 - 20  $\mu\text{m}$ . Ils peuvent résulter du chauffage intense de nombreux micro spot dispersés.
- Un cratère de dimensions macroscopique avec un diamètre de l'ordre de quelques centaines de micromètres et d'une profondeur maximale de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$ . Un tel cratère peut là encore résulter du chauffage d'une multitude de micro spots groupés<sup>54</sup>.

Dans ce cas, on remarque que pour un seul arc, il apparaît plusieurs traces de tailles bien différentes. Dès lors, on en déduit que toute la puissance transmise à l'électrode par l'arc durant son existence ne l'est pas en un seul point.

---

<sup>54</sup>P. Teste, J. Rossignol., *High Temperature Material Processes*, 2008, 12 pp.39-54



**Figure 5.1** : Exemple de traces laissées sur une surface anodique en cuivre –  $I = 30$  A et  $dt = 4$  ms. Présence d’une multitude de micro-cratères et d’un cratère macroscopique.

## ***2.2 Exemples de distributions de température de surface pour différents niveaux de courant d’arc***

De nombreux essais ont été effectués dans des conditions différentes de courants et de durées. Nous proposons quelques exemples typiques de distribution de température en surface d’anode. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- $\tau_{image} = 75 \mu\text{s}$ ,  $I_{arc} = 37$  A, durée d’arc = 5,6 ms, figure 5.2(a)
- $\tau_{image} = 40 \mu\text{s}$ ,  $I_{arc} = 67$  A, durée d’arc = 3,8 ms, figure 5.3
- $\tau_{image} = 20 \mu\text{s}$ ,  $I_{arc} = 122$  A, durée d’arc = 5,6 ms, figure 5.4(a)

De plus, dans les cas des figures 5.2.(a) et 5.4(a), des profils optiques 3D obtenus à l’aide du profilomètre sont présentés. On obtient ainsi des images topologiques de la surface d’électrode après le passage de l’arc. Différents comportements du pied d’arc ont pu être mis en évidence :

Dans la figure 5.3, l’observation de l’arc à l’aide de la caméra rapide nous a permis de voir que le pied anodique de l’arc avait été immobile durant les deux dernières millisecondes de l’arc. De plus, le pied d’arc ne s’est pas déplacé de plus de 0,5 mm durant la durée totale de l’arc. Ainsi, on peut discerner une zone unique de chauffage. La distribution de température est régulière et peut être considérée comme axi-symétrique.

Dans la figure 5.2(a), l’arc électrique s’est déplacé en effectuant un bond juste avant sa coupure. De ce fait, on peut distinguer deux zones de chauffage. On retrouve ces deux zones de chauffage sous la forme de cratères sur la figure 5.2(b).

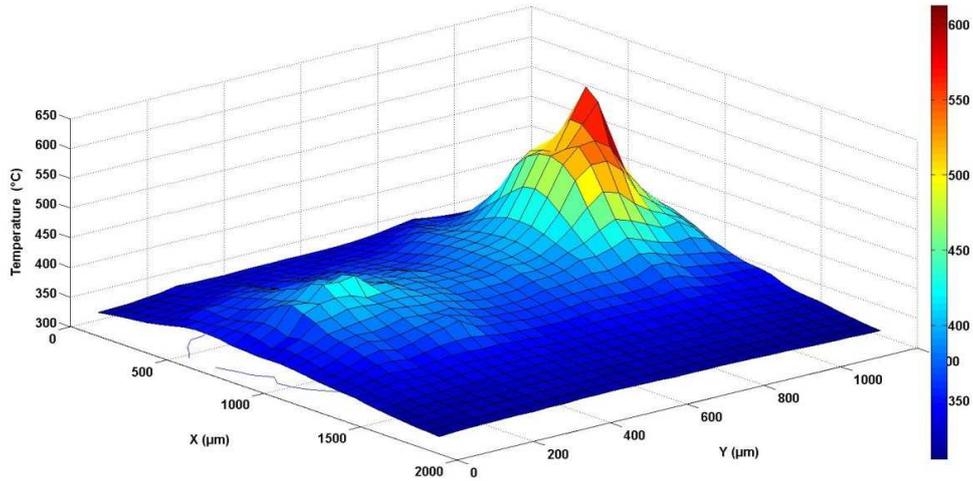


Figure 5.2 (a) : Exemple de distribution de température dans le cas d'un arc se déplaçant par bonds.

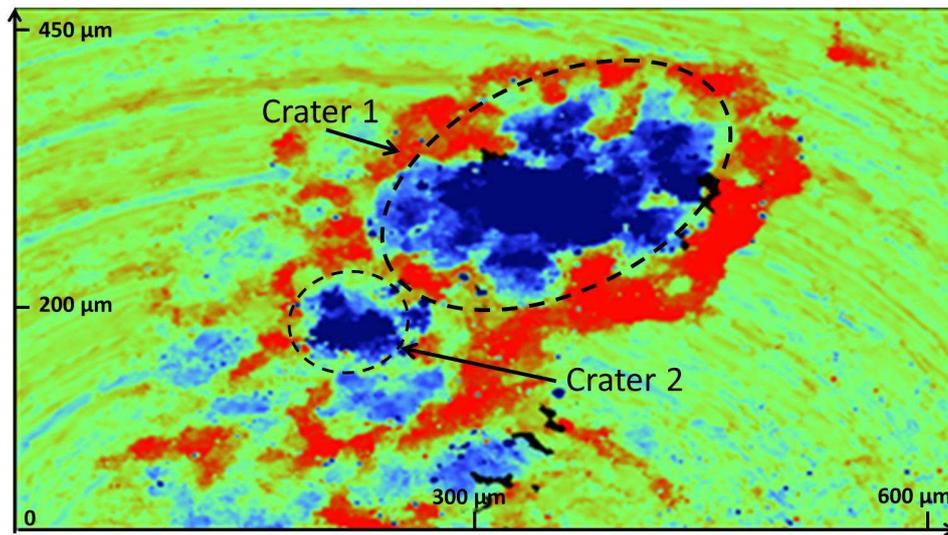


Figure 5.2(b). Exemple de topologie de surface laissée par un arc dont le déplacement se fait par sauts.

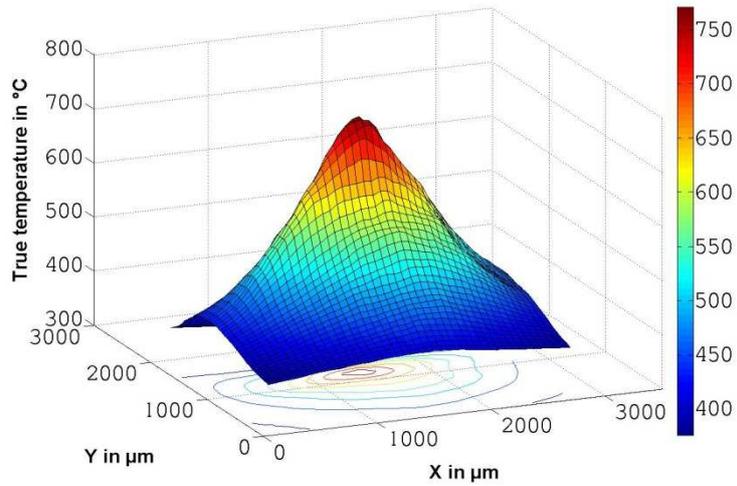


Figure 5.3 : Exemple de distribution de température dans le cas d'un arc immobile.

La figure 5.4 expose le cas où l'arc s'est déplacé de manière continue avant son extinction. Une zone plus large a été chauffée comme on peut le voir sur la figure 5.4(a). La taille ainsi que la forme du cratère présenté sur la figure 5.4(b) sont du même ordre de grandeur que la zone chauffée.

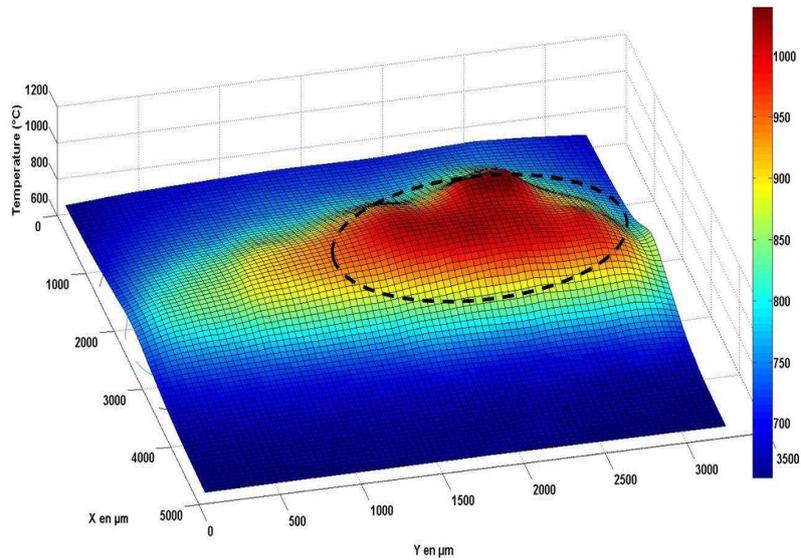


Figure 5.4(a) : Exemple de distribution de température dans le cas d'un arc à déplacement continu.

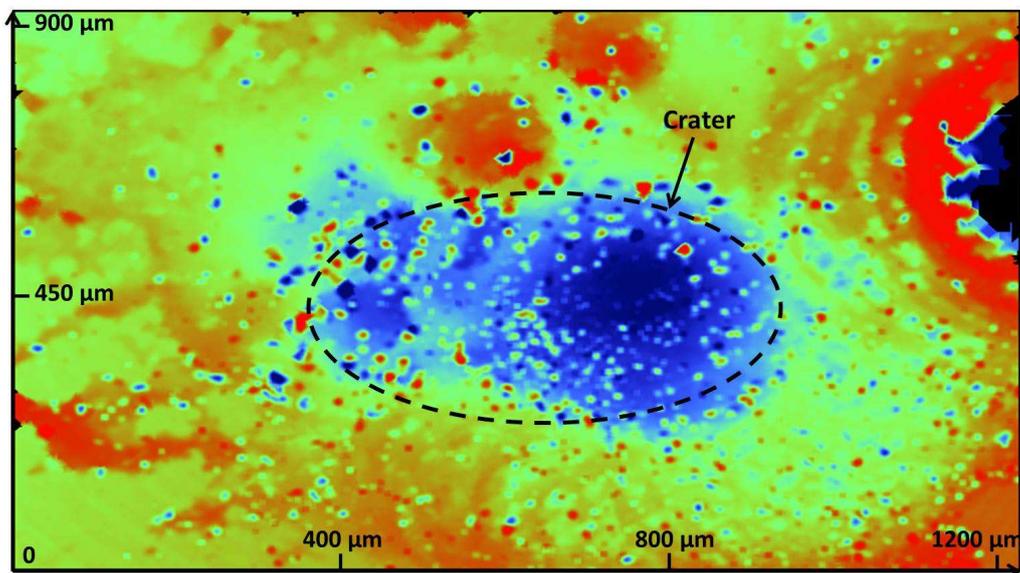


Figure 5.4(b) : Exemple de topologie après un arc à déplacement continu.

### ***2.3 Exemple de profils de température pour différents courants d'arc et différentes valeurs de $\tau_{image}$***

Comme on l'a fait remarquer au paragraphe précédent, il existe différents cas de comportement du pied anodique : il peut être immobile, se déplacer par bonds ou encore se déplacer de manière continue. Par la suite, nous avons choisi de ne considérer que des profils d'arcs dont le pied anodique était immobile. Il paraît difficile de comparer des profils de températures si l'arc se déplace sur la surface de l'anode d'autant plus que la vitesse, la durée ainsi que la position du pied d'arc durant un déplacement sont différents pour chaque arc. Le contrôle de l'immobilité du pied anodique se fait par observation à la caméra rapide. Il faut noter que souvent l'arc se déplace dans les premières centaines de microsecondes de l'ouverture du contact et que l'on considère un arc immobile lorsqu'il ne se déplace plus dans les dernières millisecondes de sa durée.

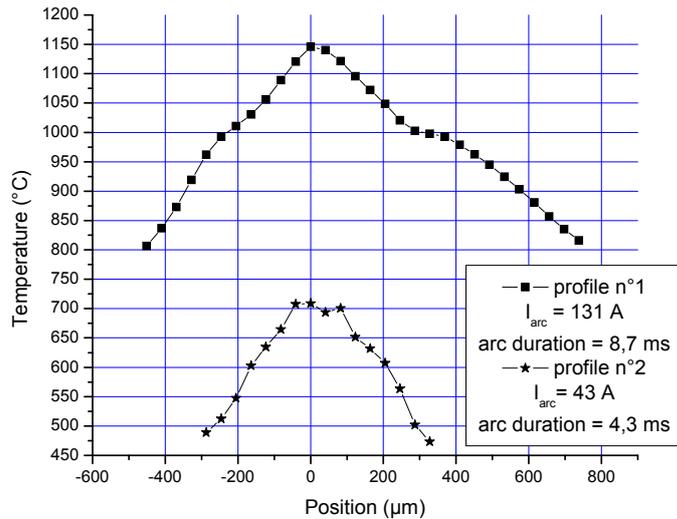
Nous exposons dans ce paragraphe un exemple d'influence du courant d'arc sur les profils de température, puis la décroissance en température suite au passage d'un arc et pour finir l'estimation de la température en surface d'électrode à l'instant de la coupure de l'arc.

#### ***2.3.1 Influence du courant d'arc sur le chauffage des électrodes***

Nous avons choisi deux exemples de profils de température de surface d'anode pour des valeurs bien différentes du courant d'arc. Les profils sont choisis de telle sorte qu'il passe par le pixel correspondant à la valeur maximum de la température en surface d'électrode. La figure 5.5 expose ces deux profils de température obtenus dans le cas de pieds anodiques immobiles. Les conditions expérimentales dans lesquelles ils ont été obtenus sont les suivantes :

- Profil n° 1 :  $I_{arc} \approx 131$  A et  $\tau_{image} = 20$   $\mu$ s.
- Profil n° 2 :  $I_{arc} \approx 43$  A et  $\tau_{image} = 40$   $\mu$ s.

La valeur  $I_{arc}$  renseignée ci-dessus est une valeur moyenne du courant d'arc calculée sur toute sa durée. On note que la valeur du courant d'arc du profil n° 1 vaut trois fois celle du profil n° 2.



**Figure 5.5 :** Profils de température pour deux valeurs de courant d'arc :  $I_{arc} = 43 \text{ A}$  et  $131 \text{ A}$ .

Ces deux profils sont des profils typiques ce qui nous permet de quantifier l'influence de l'intensité de l'arc ainsi que de sa durée dans le cas d'arcs dont le pied anodique est immobile. On remarque que le profil n°1 correspondant au courant le plus élevé est plus large que le profil n° 2 et également qu'il présente une température maximum supérieure de  $450 \text{ }^\circ\text{C}$  à la température maximum du profil n° 2.

### 2.3.2 Observation de la chute de température en fonction du temps

Nous nous sommes également intéressés à la décroissance de la température de surface anodique en fonction du temps durant la première milliseconde qui suit l'extinction de l'arc. De multiples profils de température ont été étudiés dans les conditions expérimentales suivantes :

- Un courant moyen d'arc  $I_{arc} \approx 70 \text{ A}$
- Des durées d'arc notées  $dt$  dans la gamme 3 - 4 ms
- Différentes valeurs de  $\tau_{image}$  ( $40 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $200 \text{ } \mu\text{s}$ ,  $500 \text{ } \mu\text{s}$  et  $1 \text{ ms}$ ) afin d'observer et de quantifier la décroissance en température après la coupure de l'arc et à partir de ces données proposer une estimation de la température de surface à l'instant même de sa coupure.

Pour chaque valeur de  $\tau_{image}$ , environ dix mesures ont été effectuées. Un exemple de chaque profil de température de surface obtenu pour toutes les valeurs différentes de  $\tau_{image}$  est proposé sur la figure 5.6. A chaque fois les valeurs de  $\tau_{image}$  et de  $T_{max}$  sont précisées.

### Résultats pour $\tau_{image} = 40 \mu s$ :

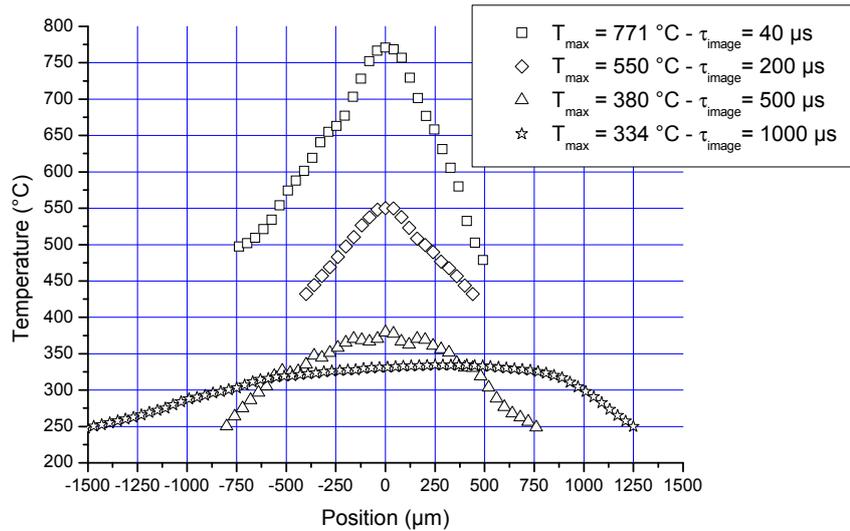
En ce qui concerne les mesures réalisées pour  $\tau_{image} = 40 \mu s$ , la température maximale moyenne atteinte à la surface de l'anode (notée  $T_{max}$ ) est égale à 750 °C. Dans l'exemple de la figure 5.6,  $T_{max}$  a été mesurée à 771°C. Bien que les durées ainsi que les courants moyens d'arc aient été du même ordre de grandeur dans tous les cas, une importante dispersion a pu être constatée dans les valeurs de  $T_{max}$ . Effectivement,  $T_{max}$  est comprise entre 620°C et 825°C. On peut avancer plusieurs éléments pour expliquer cela :

- La mobilité de l'arc (ainsi que sa durée d'immobilité) varie d'un arc à l'autre comme nous avons pu le constater grâce aux enregistrements faits avec la caméra rapide. De plus, dans certains cas aucune durée d'immobilité n'a pu être déterminée, ceci étant dû au fait que l'arc s'était déplacé soit par sauts, soit continûment durant toute la durée de l'arc.
- Bien que le courant moyen d'arc calculé sur toute sa durée soit de 70 A, le courant d'arc à l'instant de la coupure varie de 48 A à 62 A pour les exemples présentés ce qui modifie considérablement le chauffage apporté en fin d'arc et donc la mesure de température faite juste après.

Dans tous les cas observés, la largeur du profil de température mesurée à  $T = 500^\circ C$  était de moins de 1,5 mm et pour  $T = 600^\circ C$ , elle était de moins de 900  $\mu m$ . Le gradient radial maximum de température, dont décroît la température depuis le point où est mesuré la température maximale, est de 440 °C/mm.

### Résultats pour $\tau_{image} = 200 \mu s$ :

Pour ce cas, nous avons  $\tau_{pose} = 50 \mu s$  et  $\tau_{activ} = 175 \mu s$ . La température maximum moyenne atteinte à la surface de l'anode  $T_{max}$  était égale à 620°C. Sur la figure 5.6, un profil mesuré dans ces conditions a été représenté et la température maximale atteinte  $T_{max}$  était égale à 550°C. La valeur maximale du gradient de température que nous avons pu mesurer dans ces conditions était de 330°C/mm.



**Figure 5.6 :** Exemples de différents profils de température de surface d’anode mesurés sur le diamètre du pied d’arc pour  $\tau_{image} = 40 \mu s, 200 \mu s, 500 \mu s, 1000 \mu s$ .

#### Résultats pour $\tau_{image} = 500 \mu s$ :

Dans ce cas, on a  $\tau_{pose} = 10 \mu s$  et  $\tau_{activ} = 495 \mu s$ . La température maximale moyenne atteinte en surface de l’anode est dans ces conditions de 398°C. Dans la figure 5.6, le profil tracé pour ces conditions atteint une température maximale  $T_{max} = 380^\circ C$  et le gradient de température maximum atteint ici est de 235°C/mm.

#### Résultats pour $\tau_{image} = 1000 \mu s$ :

Ici, on a  $\tau_{pose} = 10 \mu s$  et  $\tau_{activ} = 995 \mu s$ . La température maximale moyenne atteinte en surface d’anode est de 322°C. Le profil tracé sur la figure 5.6 atteint une température maximale de 334°C et un gradient de température de surface maximum d’environ 175°C/mm.

Dans le tableau 5.1, nous avons rassemblé les valeurs des différents gradients de température ainsi que les températures maximum  $T_{max}$  de chaque profil aux différents temps après la coupure de l’arc. Le gradient de température en surface d’anode permet de caractériser l’étalement du profil de température. Dans les résultats que nous présentons, seule la valeur maximum du gradient a été retenue. En effet, ce gradient n’est pas le même si l’on considère un coté du profil ou l’autre.

$\tau_{image}$	Gradient de température à la surface de l'anode (°C/mm)	Température maximum moyenne à la surface de l'anode (°C)
40 $\mu$ s	546	750
200 $\mu$ s	330	620
500 $\mu$ s	235	398
1000 $\mu$ s	175	322

**Tableau 5.1** : Gradients de température et température maximum des profils de température mesurés en surface d'anode pour des arcs d'environ 70 A et des durée de l'ordre de 3 - 4 ms.

### 2.3.3 Estimation de la température de surface à l'instant de la coupure de l'arc

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté les mesures de température d'anode prises à différents instants après la coupure de l'arc. Dans cette partie, on se propose d'estimer la température de surface de l'anode à partir des mesures effectuées dans les conditions dont il était question ci-dessus ainsi que pour d'autres valeurs de courant, soient trois valeurs de courant : 30 A, 70 A et 120 A. La méthode est simple. On effectue des mesures à différents temps après l'extinction de l'arc (de 40  $\mu$ s à 1 ms) et il suffit de faire un fit à partir de ces mesures et de l'extrapoler en  $t = 0$ . Bien évidemment, cette méthode implique certaines approximations dont nous discuterons plus loin et elle ne permet que de donner un encadrement de la température en surface de l'électrode. Le tableau 4.2 rassemble l'ensemble des mesures faites sur des surfaces anodiques, ce qui comprend le nombre d'arcs, le courant d'arc moyen et la durée moyenne des arcs en fonction de l'instant auquel est effectuée la mesure.

Sur les figures 5.7, 5.8 et 5.9, les températures maximales mesurées en surface d'électrodes ont été représentées en fonction de  $\tau_{image}$  pour trois valeurs d'intensité de courant que l'on qualifie « abusivement » de faible, moyen et fort.

Les résultats présentés sur la figure 5.7 ont été obtenus pour environ 40 arcs. Dans ce cas,  $I_{arc} \approx 30$  A avec des valeurs de courant mesurées dans la gamme 10 - 44 A et un écart type de 6 A.  $dt \approx 4,8$  ms avec des valeurs dans la gamme 3 - 7 ms avec un écart type de 1 ms.

Les résultats de la figure 5.8 ont été obtenus pour environ 60 arcs. Dans ce cas,  $I_{arc} \approx 70$  A avec un écart type de 4 A.  $dt \approx 3,6$  ms avec des valeurs dans la gamme 1,7 - 7 ms avec un écart type de 0,9 ms.

$\tau_{image}$	Nombre d'arcs	$\langle I_{arc} \rangle$	$\langle dt \rangle$
20 $\mu$ s	7	125 A	7,3 ms
40 $\mu$ s	6	29 A	4,4 ms
40 $\mu$ s	8	72 A	3,5 ms
85 $\mu$ s	13	27 A	5,2 ms
110 $\mu$ s	10	24 A	5,1 ms
175 $\mu$ s	9	131 A	8 ms
200 $\mu$ s	7	32 A	3,6 ms
200 $\mu$ s	12	69 A	3,2 ms
500 $\mu$ s	13	70 A	3,6 ms
600 $\mu$ s	5	26 A	4 ms
660 $\mu$ s	5	127 A	6,9 ms
1000 $\mu$ s	6	29 A	4,4 ms
1000 $\mu$ s	11	73 A	3,8 ms
1060 $\mu$ s	4	119 A	7,4 ms

**Tableau 5.2:** Tableau récapitulatif des essais réalisés sur des cathodes en cuivre.

Les résultats de la figure 5.9 ont été obtenus pour 12 arcs. Dans ce cas,  $I_{arc} \approx 121$  A avec des valeurs dans la gamme 93 - 135 A et un écart type de 11 A.  $dt \approx 7,6$  ms avec des valeurs dans la gamme 6,6 - 8,7 ms avec un écart type de 0,7 ms.

Dans les trois figures, la dispersion des résultats est également présentée. Dans un cas unidimensionnel et pour des conditions de chauffage similaires (flux en surface et conditions de Dirichlet loin de la surface), il a été montré<sup>55</sup> que la décroissance de la température était de type exponentielle. Nous avons proposé une extrapolation de ce type en  $t = 0$ . Cette extrapolation des résultats nous permet de proposer une estimation de la température maximale moyenne à l'instant de la coupure de l'arc. On trouve pour  $I_{arc} \approx 30$  A,  $T_{max}(t=0\mu s) \approx 785$  °C, pour  $I_{arc} \approx 70$  A,  $T_{max}(t=0\mu s) \approx 815$  °C et pour  $I_{arc} \approx 121$  A,  $T_{max}(t=0\mu s) \approx 1140$  °C. Il est à noter que durant les 40 premières microsecondes qui suivent la

<sup>55</sup> Carslaw H. S. and Jaeger J. C. 1959 *Conduction of heat in solids* (Oxford University Press)

coupure de l'arc, la décroissance en température est la plus importante (plusieurs dizaines de degrés voire la centaine de degrés).

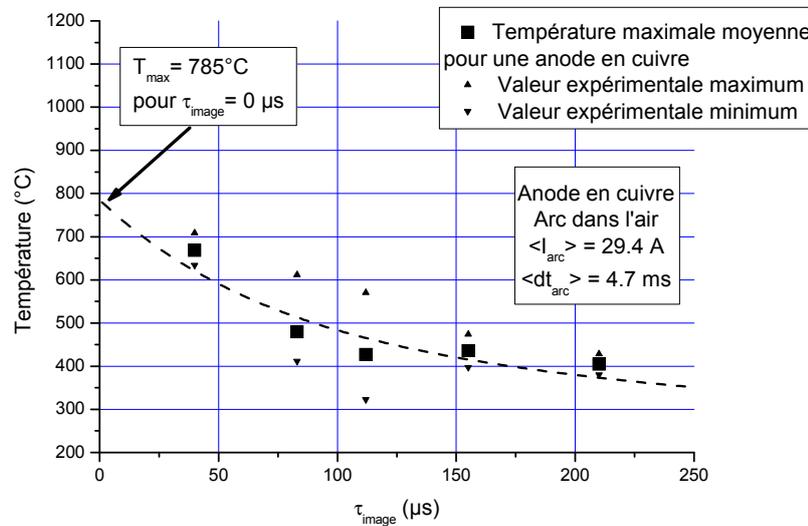


Figure 5.7 : Évolution de la température maximum de surface en fonction de  $\tau_{image}$  pour  $I_{arc} \approx 30$  A.

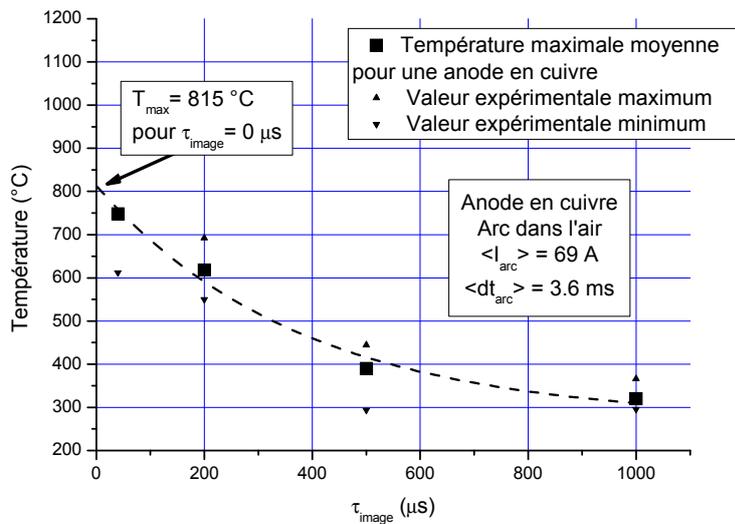


Figure 5.8 : Évolution de la température maximum de surface en fonction de  $\tau_{image}$  pour  $I_{arc} \approx 70$  A.

On trouve en surface de l'anode pour des courants de 30 A, 70 A et 120 A des températures moyennes respectives égales à 785 °C, 815 °C et 1140 °C au moment de la coupure de l'arc électrique. On peut raisonnablement estimer que les températures ainsi obtenues sont faibles, d'autant plus que certaines traces de fusion sont observables en surface après les tirs (images au profilomètre). Or, le cuivre possède une température de fusion de l'ordre de 1100°C. Il semble alors que nous sous-estimons la température réellement atteinte

en surface. Pour expliquer cette sous-estimation des valeurs de température d'anode, plusieurs éléments sont à prendre en compte et seront évoqués au paragraphe 3.4.

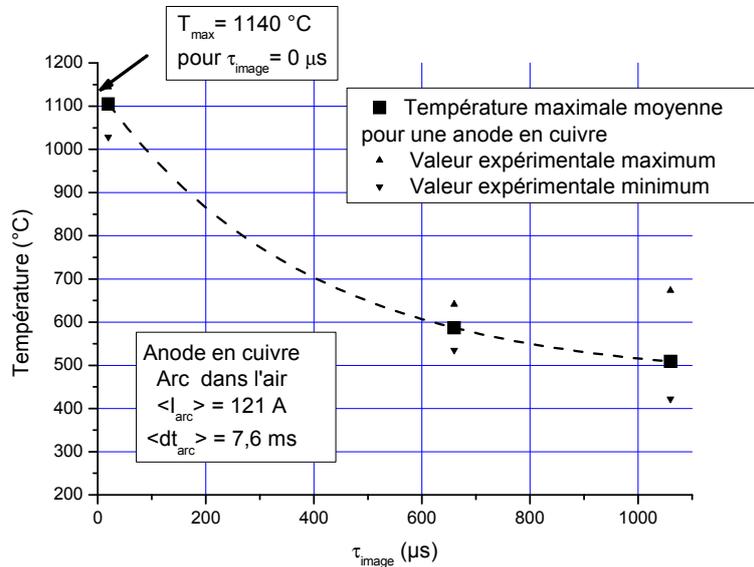


Figure 5.9: Évolution de la température maximum de surface en fonction de  $\tau_{image}$  pour  $I_{arc} \approx 120 A$ .

### 3. Présentation des résultats obtenus pour une cathode de cuivre dans l'air et des intensités d'arc dans la gamme 15 A - 150 A

Dans cette partie, les conditions expérimentales sont les mêmes que celles de l'étude sur l'anode. Le matériau est toujours du cuivre OFHC et la configuration géométrique est strictement identique, seules les polarités des électrodes ont été inversées. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- Un courant électrique moyen  $I_{arc} \approx 70 A$ .
- Une durée moyenne d'arc  $dt \approx 3 ms - 4 ms$ .
- Différents temps  $\tau_{image}$  auxquels sont effectuées les mesures de températures, de 40  $\mu s$  à 1 ms après la coupure de l'arc afin d'observer la décroissance en température.

Dans le cas de l'anode nous avons entrepris d'étudier l'influence de la valeur de l'intensité du courant d'arc. Dans le cas de la cathode nous nous sommes concentrés sur une gamme de courant plus étroite afin de pouvoir réaliser plus d'arcs pour une même gamme et d'étudier plus en détail les « dispersions » qui apparaissent dans les mesures. Cependant, nous

avons aussi réalisé quelques mesures pour des intensités différentes, mais en moins grand nombre. Les résultats seront brièvement exposés plus loin.

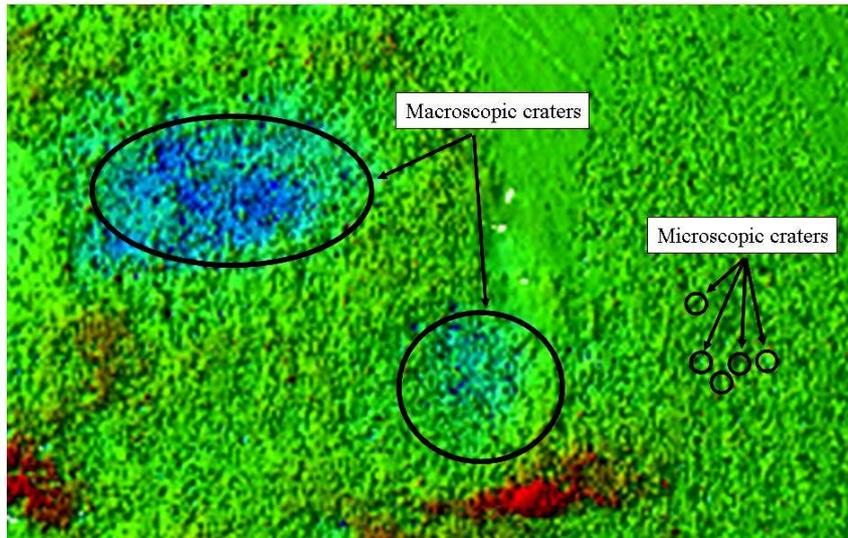
### 3.1 Présentation des essais et exemple de topologie de surface après un arc

Dans le tableau 5.3 sont donnés pour chaque valeur de  $\tau_{\text{image}}$  le nombre d'arcs effectués, le courant moyen ainsi que la durée moyenne calculés sur tous les essais considérés. Au total une centaine de mesures se sont avérées exploitables. Il est à noter que, bien que l'on contrôle le courant moyen d'arc, la durée d'immobilité des arcs est un paramètre très variable et beaucoup d'essais supplémentaires à ceux renseignés dans le tableau ont été faits.

$\tau_{\text{image}}$	Nombre d'arcs	$\langle I_{\text{arc}} \rangle$	$\langle dt \rangle$
40 $\mu\text{s}$	17	64 A	3,5 ms
55 $\mu\text{s}$	7	57 A	3,6 ms
85 $\mu\text{s}$	15	67 A	3,6 ms
125 $\mu\text{s}$	14	69 A	3,8 ms
175 $\mu\text{s}$	4	71 A	3,9 ms
205 $\mu\text{s}$	17	70 A	3,7 ms
500 $\mu\text{s}$	13	72 A	3,2 ms
1000 $\mu\text{s}$	10	73 A	3,7 ms

**Tableau 5.3:** Caractéristiques des différents arcs électriques dans le cas d'une cathode en cuivre dans l'air à pression atmosphérique.

Là encore, il est à noter que les distributions de températures mesurées par caméra IR ne représentent qu'une distribution de température moyenne. Chaque distribution obtenue peut être le résultat d'un chauffage dû à de multiples micro-spots ou d'un chauffage dû à un pied d'arc macroscopique. La figure 5.10 est l'image d'une surface de cathode obtenue par profilométrie suite à un arc ( $I_{\text{arc}} \approx 70$  A et  $dt \approx 3,5$  ms). Sur cette image, on retrouve deux tailles de cratères : deux cratères macroscopiques et une multitude de micro cratères qui attestent de l'existence de micro spots dont nous n'avons pas pu déceler l'existence d'un point de vue thermique.



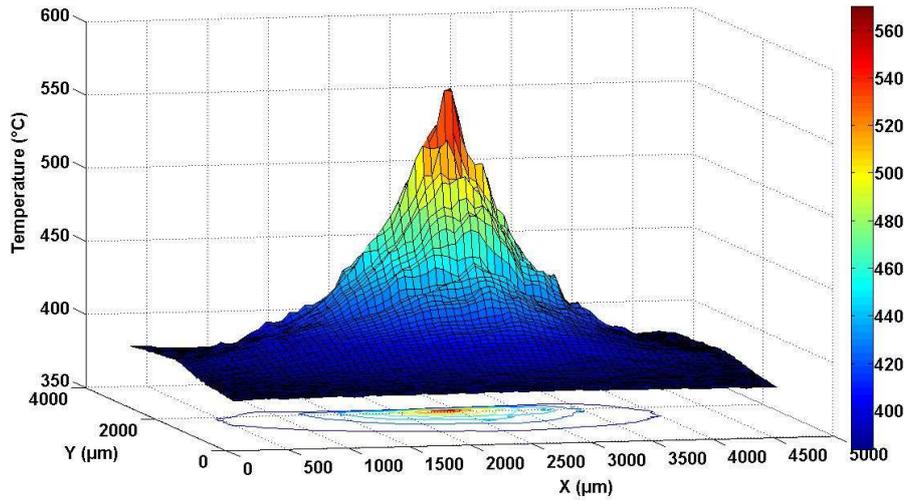
**Figure 5.10:** Surface cathodique typique observée au profilomètre 3D après un arc caractérisé par un courant d'environ 70 A et une durée d'environ 3,5 ms. Présence de deux cratères macroscopiques et de multiples micro-spots.

De même que précédemment pour l'anode, nous allons nous intéresser aux mesures de températures sur des cathodes en cuivre OFHC pour des valeurs de  $\tau_{image}$  dans la gamme [40  $\mu$ s – 1000  $\mu$ s] et ensuite nous nous intéresserons à l'estimation de la température de cathode à l'instant  $t = 0$  correspondant à l'instant de la coupure de l'arc.

### ***3.2 Distribution de température à la surface d'une cathode de cuivre pour $\tau_{image} = 40 \mu$ s***

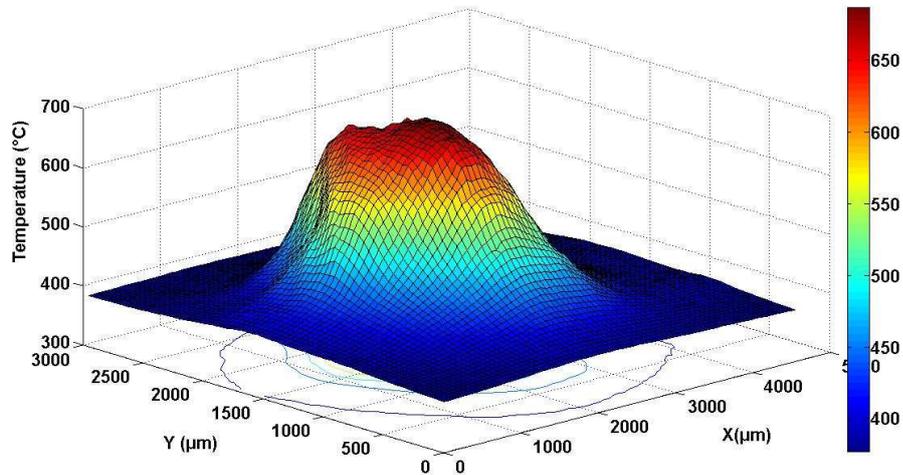
Observons dans un premier temps les différentes distributions de températures que nous avons obtenues dans les conditions expérimentales précisées au paragraphe 2.1. Trois types de distributions ont été rencontrés et nous en proposons quelques exemples représentatifs sur les figures 5.11, 5.12 et 5.13.

Dans la figure 5.11, une zone unique de chauffage est observée avec une forme qui présente un pic net de température. Dans ce cas, cette distribution de température peut être attribuée à un arc dont le pied cathodique est resté immobile.



**Figure 5.11:** Distribution de température à la surface de la cathode pour  $I_{arc} = 63$  A,  $dt = 3,5$  ms et  $\tau_{image} = 40$   $\mu$ s.

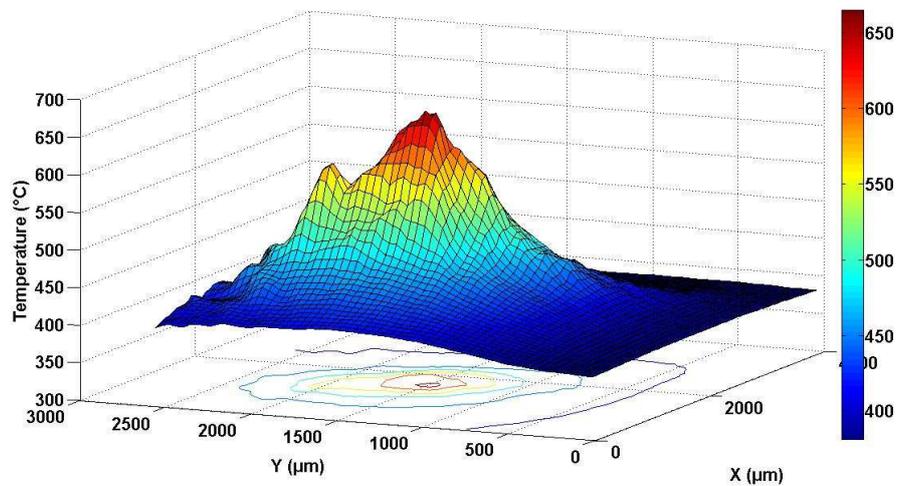
La figure 5.12 montre une distribution de température bien différente de la précédente qui ne présente pas de pic de température mais une structure avec un plateau de température. Cette distribution peut être interprétée comme le résultat du chauffage dû à un arc dont le déplacement du pied cathodique a été continu.



**Figure 5.12:** Distribution de température à la surface de la cathode pour  $I_{arc} = 66$  A,  $dt = 3,9$  ms et  $\tau_{image} = 40$   $\mu$ s.

Enfin, il a également été observé dans des cas plus rares plusieurs zones de chauffage bien distinctes dont un exemple est donné en figure 5.13. Ceci peut correspondre à un déplacement du pied cathodique par sauts mais aussi à des déplacements entrecoupés de

fixations à certains points de la cathode et donc à des mouvements discontinus du pied cathodique de l'arc.

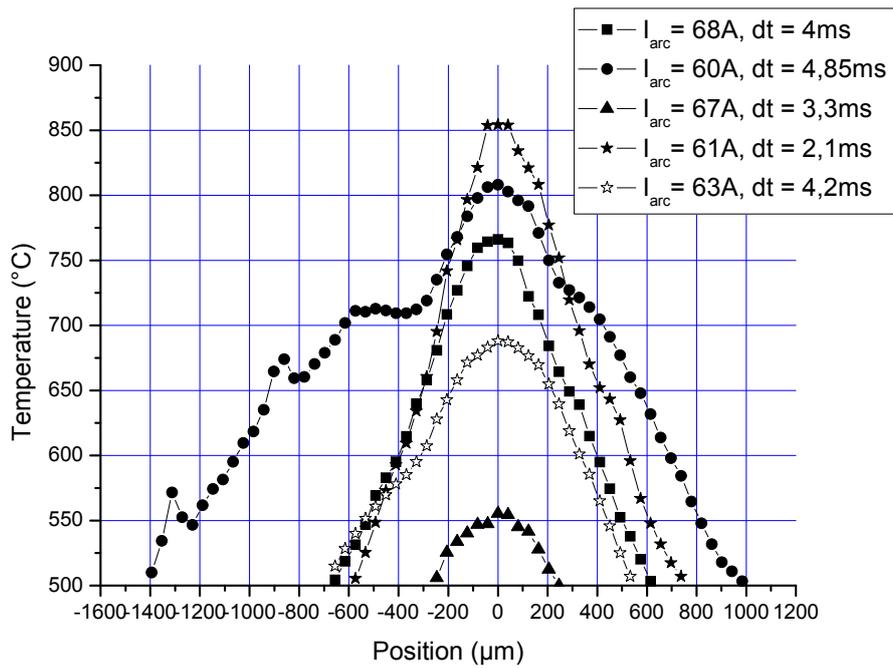


**Figure 5.13:** Distribution de température à la surface de la cathode pour  $I_{arc} = 52$  A,  $dt = 4,5$  ms et  $\tau_{image} = 40$   $\mu$ s.

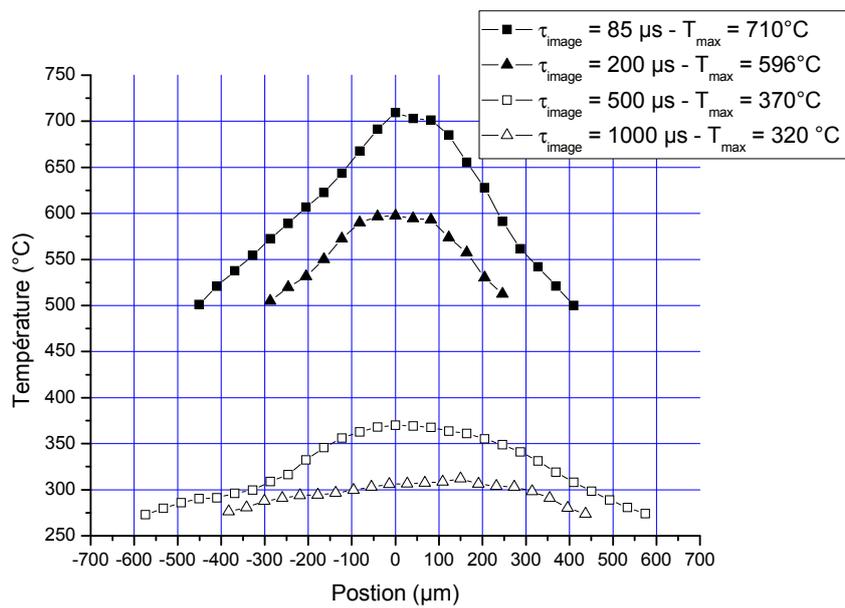
### ***3.3 Influence de $\tau_{image}$ sur les profils de température de surface***

Afin d'étudier l'influence de  $\tau_{image}$  sur la température de surface, nous avons pris en compte les profils qui étaient les plus représentatifs de la forme de la zone chauffée et qui passaient par le pixel où la température maximum a été mesurée.

Des exemples de profils pris à un même instant sont donnés dans la figure 5.14. Il est intéressant de noter que pour une même valeur de  $\tau_{image}$ , ici 40  $\mu$ s, et pour des valeurs moyennes de courant et des valeurs moyennes de durées d'arc du même ordre de grandeur, respectivement 65 A et 4 ms, les profils de températures présentent une très large dispersion des valeurs maximum ainsi que dans leurs formes. Les valeurs de température maximum varient entre 550°C et 850°C. De plus, l'extension spatiale de 2 profils pris pour des valeurs maximum de température du même ordre, 770°C et 810°C, et mesurée à  $T = 500$ °C peut être comprise entre 1300  $\mu$ m et 2400  $\mu$ m. On note que l'extension spatiale peut varier du simple au double. Comme cela a été précisé auparavant, ces dispersions entre les températures maximum ainsi que les largeurs de profils peuvent s'expliquer comme des différences dans la mobilité des arcs considérés. Effectivement, un arc qui se déplace aura tendance à présenter un profil de température plus étalé et une température maximale moins importante.



**Figure 5.14:** Différents profils de températures pour  $\tau_{image} = 40 \mu s$ . Cathode en cuivre dans l'air.



**Figure 5.15 :** Profils obtenus pour différents  $\tau_{image} = 85 \mu s, 200 \mu s, 500 \mu s$  and  $1000 \mu s$ . Cathode en cuivre dans l'air.

Sur la figure 5.15, nous avons cette fois représenté plusieurs profils pris à des temps croissants. On observe nettement la décroissance des températures maximum qui chute de 710°C à 320°C en approximativement 1 ms. Comme on pouvait s'y attendre, les profils sont

de plus en plus étalés lorsque l'on s'éloigne de l'instant de la coupure, i.e. pour des valeurs croissantes de  $\tau_{image}$ . Afin de se faire une idée de l'aplanissement des profils en fonction de  $\tau_{image}$ , nous avons mesuré le gradient de température le long des profils de température pour chaque valeur de  $\tau_{image}$ . Ces gradients de températures sont renseignés dans le tableau 4.4. Dans chaque cas les valeurs de gradients ont été mesuré de chaque côté du profil et seule la valeur maximum a été retenue. On peut remarquer que la valeur de gradient est divisée par 5 durant la première milliseconde qui suit l'extinction de l'arc.

$\tau_{image}$	Gradient de température à la surface de la cathode (°C/mm)	Température maximum moyenne à la surface de la cathode (°C)
85 $\mu$ s	546	710
200 $\mu$ s	400	596
500 $\mu$ s	240	370
1000 $\mu$ s	104	320

**Tableau 5.4 :** Gradient de température et température maximum des profils de température mesurés en surface de cathode pour des arcs d'environ 70 A et des durées de l'ordre de 3 – 4 ms et pour des valeurs croissantes de  $\tau_{image}$ .

### ***3.4 Proposition d'estimation de la température de surface cathodique à l'instant de la coupure de l'arc***

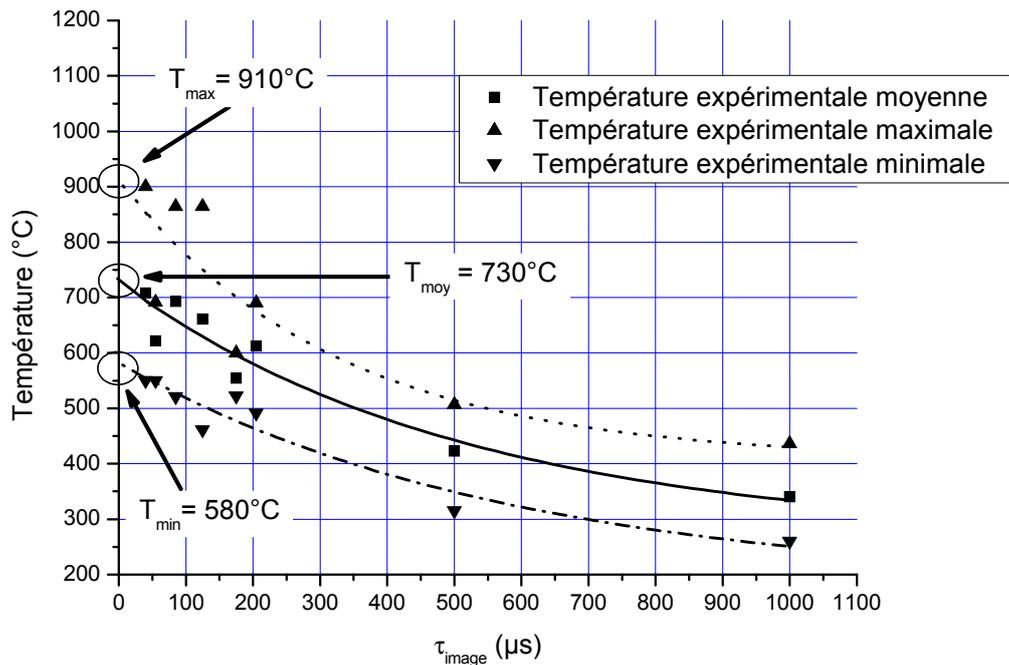
De la même manière que cela a été fait pour le cas de l'anode, les valeurs de températures de surface d'électrode ont été représentées en fonction de  $\tau_{image}$  dans la figure 5.16. De plus pour chaque valeur de  $\tau_{image}$ , le maximum et le minimum de température ont été renseignés. Chaque valeur moyenne correspond à la moyenne des températures maximum de profil calculée pour chaque valeur de  $\tau_{image}$ . Comme pour l'anode, nous avons considéré une extrapolation de type exponentielle pour les valeurs moyennes de températures ainsi que pour les valeurs maximum et minimum afin de proposer un encadrement de la température estimée par extrapolation à  $t = 0$ .

Par extrapolation des valeurs moyennes, maximum et minimum à  $t = 0$ , on trouve les valeurs de températures de surface suivantes :

$$T_{max}(t = 0) = 910^{\circ}C$$

$$T_{mean}(t = 0) = 730^{\circ}C$$

$$T_{min}(t = 0) = 580^{\circ}C$$



**Figure 5.16 :** Évolution des températures moyennes, maximum et minimum en surface de cathode en cuivre en fonction de  $\tau_{\text{image}}$ . Fit exponentiel et estimation de la température de surface à l'instant de la coupure de l'arc.

On peut alors remarquer que la décroissance en température durant les 40 premières microsecondes peut atteindre plus de 50°C. Là encore, la valeur maximum de température de surface atteinte à l'instant de la coupure de l'arc semble faible en comparaison des valeurs auxquelles nous pourrions nous attendre et qui sont probablement plus grandes que la température de fusion du cuivre. L'observation d'éjection de gouttelettes par observation à la caméra rapide ainsi que la présence d'une zone resolidifiée (pic de matière sur l'anode et léger cratère sur la cathode) après l'arc joue en faveur de cette hypothèse. Plusieurs explications peuvent être mises en avant.

La résolution spatiale de la caméra IR est limitée : 1 pixel  $\approx 40 \times 60 \mu\text{m}$ . La valeur de température obtenue grâce à la caméra IR est donc une température moyenne sur un pixel. On peut alors aisément considérer qu'il est très probable que localement (à l'échelle micrométrique ou sub-micrométrique), la température dépasse la valeur obtenue par la mesure. Notre mesure ne permet pas d'observer le chauffage à l'échelle du micro-spot alors que ces micro-spots sont susceptibles de présenter des densités de courants importantes et donc d'atteindre des températures très élevées ( $>1100^\circ\text{C}$ ) sur des surfaces très petites (bien inférieures à la taille d'un pixel).

Les mesures faites par caméra IR nécessitent un temps d'intégration nommé  $\tau_{\text{pose}}$  qui est fonction de la gamme de température dans laquelle sont effectuées les mesures. Par exemple, pour  $\tau_{\text{image}} = 40 \mu\text{s}$ ,  $\tau_{\text{pose}} = 50 \mu\text{s}$ . La température mesurée est en réalité une moyenne prise sur le temps d'exposition. Ainsi la température instantanée peut être bien plus importante et ce temps d'intégration peut conduire à une sous-estimation de la température vraiment atteinte en surface de la cathode. Enfin, dans nos mesures, nous avons considéré que l'intégration du rayonnement durant le temps de pose se faisait de façon linéaire, c'est ce qui nous a conduit à considérer l'instant de l'image comme la moitié du temps de pose (voir figure 4.4 du chapitre 4). Or, il est très envisageable que le rayonnement soit en majorité acquis au début du temps de pose et que la température correspondant à un  $\tau_{\text{image}}$  soit une fois de plus sous-estimée.

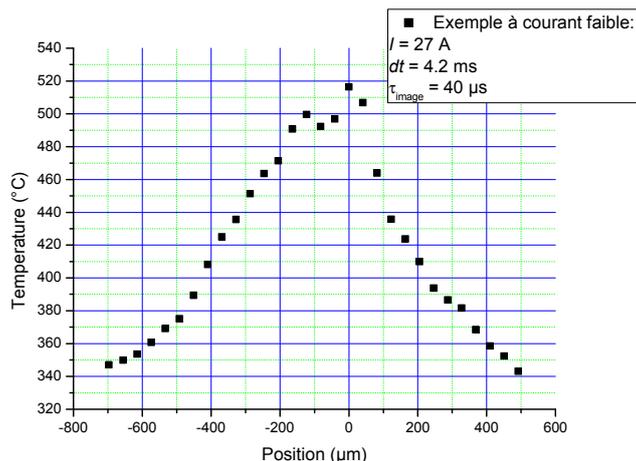
### **Remarque :**

Bien que le pied anodique soit de temps à autre mobile (de façon continue ou non), ceci n'est rien en comparaison de la mobilité du pied cathodique. Effectivement, le pied cathodique est relativement instable et a une forte tendance à se déplacer sur la surface d'électrode. Nous avons effectué des essais sur des cathodes pour d'autres valeurs de courant que celui présenté dans cette partie, i.e. pour des courants dits faibles ( $I_{\text{arc}} = 30 \text{ A}$ ) et pour des courants dits forts ( $I_{\text{arc}} = 120 \text{ A}$ ). Or, probablement du fait de l'instabilité de l'arc et de sa tendance à beaucoup se déplacer, les mesures effectuées dans ces conditions présentent une importante dispersion et trop peu d'essais ont été menés pour pouvoir réellement dégager une tendance de ces résultats.

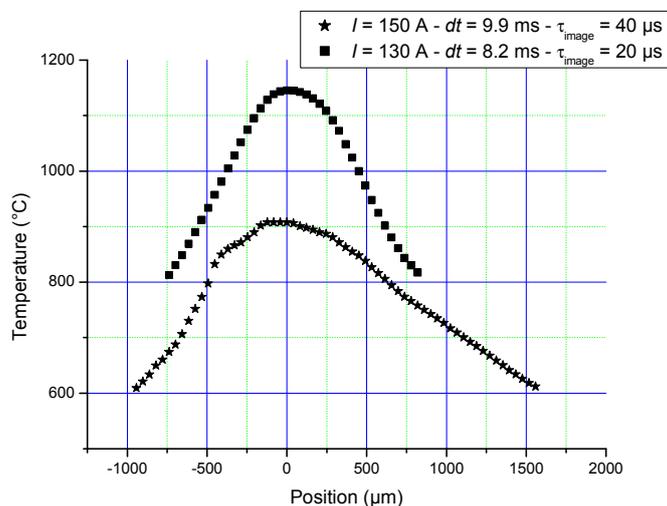
Nous présentons néanmoins rapidement quelques exemples de profil de température mesuré pour  $\tau_{\text{image}} = 40 \mu\text{s}$  pour des intensités de courant dans différentes gammes afin de se faire une idée des températures atteintes en surface.

Sur la figure 5.17 nous présentons un exemple pour une faible intensité (27 A). Dans ce cas la durée vaut 4,2 ms et  $\tau_{\text{image}} = 40 \mu\text{s}$ . La valeur maximale atteinte en surface est de l'ordre de 520°C.

Sur la figure 5.18 nous présentons deux exemples pour de fortes intensités (130 A et 150 A). Dans ce cas les durées valent respectivement 8,2 et 9,9 ms et  $\tau_{\text{image}} = 40 \mu\text{s}$  et  $20 \mu\text{s}$ . Ces deux exemples permettent de voir la forte décroissance de température juste après l'extinction de l'arc.



**Figure 5.17:** Exemple de profil de température pour  $\tau_{\text{image}} = 40 \mu\text{s}$ . Cathode en cuivre dans l'air.  $I = 27 \text{ A}$ ,  $dt = 4,2 \text{ ms}$ .



**Figure 5.18:** Exemples de profil de température pour  $\tau_{\text{image}} = 20$  et  $40 \mu\text{s}$ . Cathode en cuivre dans l'air.

Nous n'avons pas réalisé assez d'essais pour tracer des courbes significatives nous proposons dans le tableau 5.5 de donner pour les courants faibles et forts les valeurs maximales des températures mesurées en fonction de  $\tau_{\text{image}}$ .

$\tau_{\text{image}}$	20-40 $\mu\text{s}$	150 $\mu\text{s}$	600 $\mu\text{s}$	1000 $\mu\text{s}$
I faible (20-40A)	360-770 °C	300-570 °C	310-360 °C	
I fort (110 – 150A)	500-1200°C	650-1170 °C	650-750 °C	450-680 °C

**Tableau 5.5 :** Encadrement des valeurs maximales de température mesurées pour I faible et I fort en fonction de  $\tau_{\text{image}}$

## **4. Présentation d'une autre méthode permettant une estimation de la température de surface pour des arcs de faibles intensités**

Le dispositif présenté au chapitre 4 présente actuellement un défaut majeur : pour le moment nous sommes dans l'impossibilité de réaliser des arcs dans une atmosphère contrôlée. Une enceinte est en cours de réalisation, cependant, nous avons rencontré plusieurs difficultés (retard dans la réalisation mécanique, problème d'étanchéité lié au fait que l'enceinte est un parallélépipède..) qui ont causé un retard de plusieurs mois.

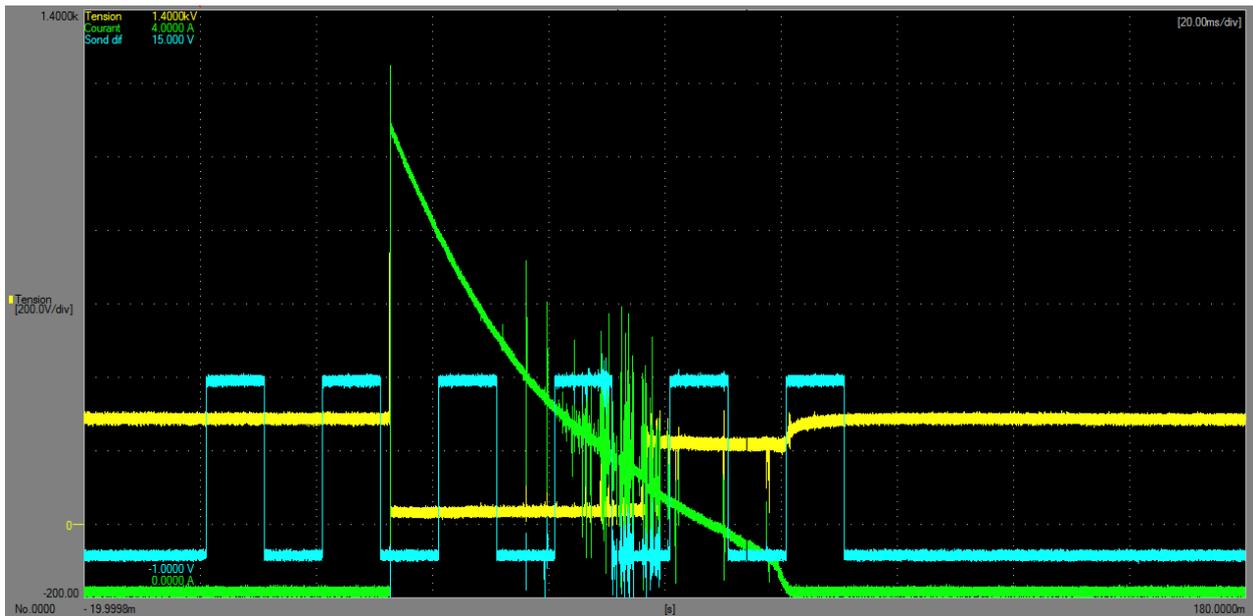
Dans l'attente de l'enceinte, nous avons quand même essayé récemment de proposer une autre méthode simple pour estimer la température du spot cathodique. Cette méthode repose sur certaines hypothèses qui sont actuellement en cours de validation ou d'invalidation expérimentale...

Après avoir présenté et commenté la méthode, nous présentons dans un second temps deux exemples de mesures de température de surface de cathodes soumises à des glow dans l'air et dans l'argon. Nous présenterons ensuite quelques résultats de mesure pour des arcs dont l'intensité du courant est inférieure à quelques ampères, réalisés dans l'air ou dans l'argon à diverses pressions.

### ***4.1 Description de la méthode***

Le dispositif expérimental utilisé est celui présenté au chapitre 2 auquel on ajoute la caméra IR. On rappelle que l'enceinte possède un hublot en  $\text{CaF}_2$  qui permet l'observation avec la caméra IR. L'utilisation de ce dispositif implique des différences importantes avec les mesures effectuées décrites au début de ce chapitre :

Les niveaux de courant maximum que l'on peut atteindre sont de quelques ampères. La valeur du courant n'est pas constante au cours de l'arc, elle décroît au cours du temps comme on peut le voir sur la figure 5.19. Les durées d'arc sont légèrement supérieures aux durées des arcs décrits précédemment : de 5 à 30 ms au lieu de 2 à 12 ms.



**Figure 5.19** : Exemple de relevé de courant et tension en fonction du temps. En vert l'intensité du courant d'arc (500 mA/div). En jaune la tension entre les électrodes (180 V/div). En bleu les signaux permettant la synchronisation de la caméra thermique.

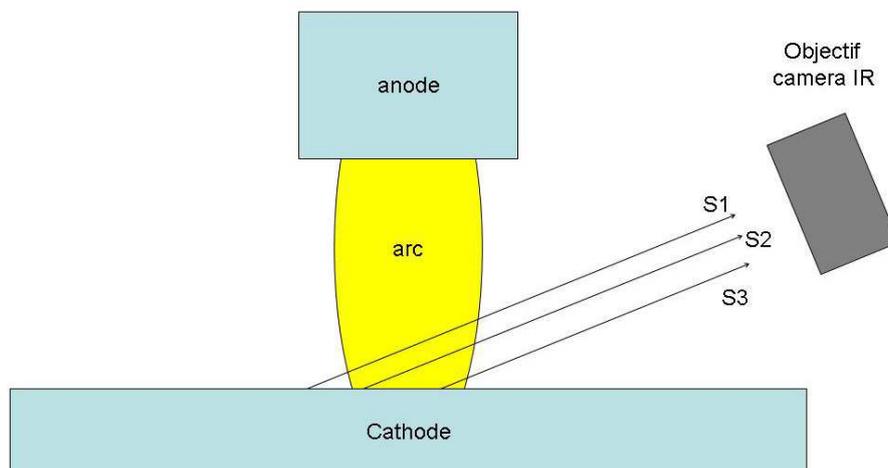
La méthode de mesure est très différente de celle présentée précédemment puisque la mesure est effectuée pendant l'arc. Cette méthode est particulière car la mesure de température effectuée ici implique de tenir compte du fait que le rayonnement reçu par le capteur de la caméra IR vient à la fois du spot cathodique et du plasma de la colonne d'arc. Notre méthode de détermination de la température de surface est la suivante. Nous l'avons illustrée à l'aide de la figure 5.20(a) sur laquelle nous avons représenté schématiquement les deux électrodes, la colonne d'arc et les différentes lignes de visée possible à l'aide de la caméra IR

- Dans un premier temps on fait une image infra rouge de l'ensemble. Cette image englobe la surface de l'électrode qui nous intéresse et l'espace inter-électrode au-dessus de cette surface. Cette image est faite en l'absence de décharge (ou d'arc). À chaque pixel de l'électrode correspond un niveau de signal reçu par la caméra. Ce signal est exprimé en dl (digital level ou unité arbitraire). On l'appellera S0.
- Ensuite, on fait une image de la même géométrie au cours de l'arc. On relève ainsi deux signaux :
  - o d'une part le signal mesuré par la caméra au niveau du spot cathodique. Selon la zone visée et surtout selon la taille du spot cathodique on aura un signal S2 ou S3.

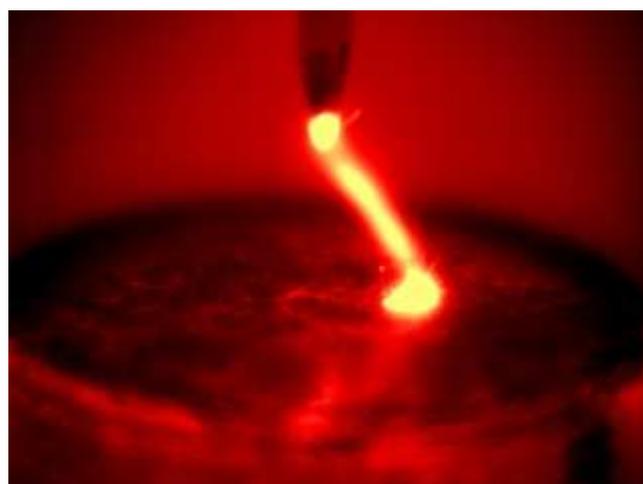
- d'autre part le signal de la colonne d'arc juste au-dessus (et au plus près) du spot cathodique (signal S1).
- On fait ensuite l'hypothèse que le rayonnement de la colonne « juste » au-dessus du spot cathodique est voisin du rayonnement de cette même colonne au niveau du spot.
- On en déduit alors une valeur approchée du rayonnement propre au spot (noté  $S_{spot}$ ) par l'opération suivante :

$$S_{spot} = S2 \text{ (ou } S3) - S1 + S0$$

On voit bien que la valeur de  $S_{spot}$  va dépendre de l'épaisseur de la colonne traversée et donc de la différence entre S3 et S2. Dans les faits, le rayon du spot est assez étroit et nous avons pu constater que S2 est très voisin de S3.



**Figure 5.20(a)** : Illustration de la méthode proposée et des différents signaux mesurés.



**Figure 5.20 (b)** : Exemple d'image obtenue avec la camera IR (colonne filamenteuse et pied cathodique large).

## Commentaires :

Cette méthode repose sur deux hypothèses importantes :

La première suppose que dans la gamme de fonctionnement de la caméra IR (3-5  $\mu\text{m}$ ) le plasma est optiquement mince pour les gaz plasmagènes considérés (air et argon) et pour les pressions considérées (100 - 900 mbar). Or, dans l'infrarouge lointain le coefficient d'absorption du rayonnement par effet de rayonnement de freinage inverse peut devenir important<sup>56</sup>. Par ailleurs, dans le cas d'un jet à plasma d'argon<sup>57</sup>, il a été montré que pour une longueur d'onde supérieure à 30  $\mu\text{m}$ , le plasma devenait optiquement épais. Cependant d'autres études dans l'argon à pression atmosphérique semblent aller dans le sens de notre hypothèse dans le cas de l'argon<sup>58</sup>, de même, dans le cas de l'air à pression atmosphérique<sup>59, 60, 61</sup>. Il apparaît cependant que la gamme de fréquence qui nous intéresse est souvent à la limite de la zone de calculs présentés dans ces travaux. Par ailleurs, contrairement aux mesures décrites en début de chapitre pour des arcs dans l'air de plus fort courant, la colonne d'arc pour les intensités considérées ici ( $I < 4 \text{ A}$ ) a un caractère filamentaire comme le montre la figure 5.20(b). De plus dans la plupart des cas le pied cathodique apparaît à la caméra IR plus large que la colonne. Ces deux remarques certes qualitatives, vont dans le sens de notre hypothèse. A l'heure actuelle, nous avons entrepris des modifications du dispositif afin de tenter expérimentalement une validation de notre hypothèse à l'aide d'un corps noir.

La seconde hypothèse est elle aussi discutable, elle suppose que le rayonnement de la colonne dans la gamme 3 - 5  $\mu\text{m}$  varie peu « verticalement » aux abords de la surface. Les premières observations menées semblent aller dans ce sens. Cependant la notion de « proximité de la surface » reste assez floue. Nous envisageons un changement de géométrie afin de mieux estimer ce paramètre.

Cependant, malgré les vérifications en cours de réalisation, nous nous sommes permis pour des raisons de temps, de réaliser quelques mesures que nous présentons dans la suite.

---

<sup>56</sup> S. Vacquié, « L'arc électrique », Eyrolles, 2000

<sup>57</sup> J. Chapelle, F. Cabannes, *J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1969, vol. 9, 7, pp. 889-919

<sup>58</sup> V. Aubrecht, M. Bartlova, N. Bogatyreva, 29<sup>th</sup> ICPIG, July 2009, Cancun, Mexico

<sup>59</sup> N. Bogatyreva, V. Aubrecht, M. Bartlova, HTPP 11, *Journal of Physics : Conference Series* 275, 2011, 012009

<sup>60</sup> S Chauveau, C Deron, M.Y. Perrin, P. Riviere, A. Soufiani, *J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2003, 77, pp. 113-130

<sup>61</sup> Y. Naghizadeh-Kashani, Y. Cressault, A. Gleizes, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2002, pp. 2925-2934

**Remarques :**

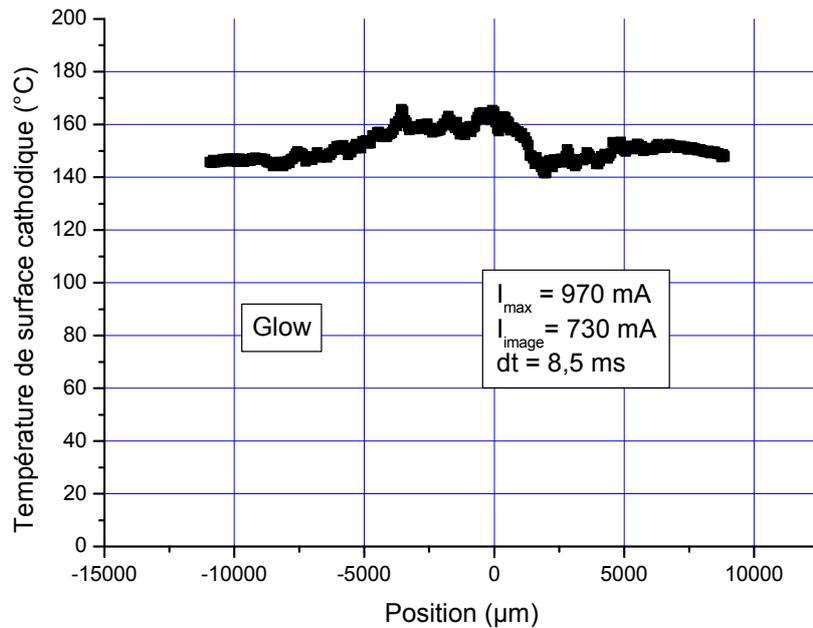
Il est important d'exprimer ces profils en niveau numérique (ou niveau de tension du capteur) de façon à pouvoir les soustraire par la suite. En effet, si on exprime chacun des profils en degrés Celsius, alors cela n'a aucun sens physique d'en faire la soustraction.

La caméra IR possède plusieurs gammes de température avec différents temps d'intégration correspondants. Un même niveau numérique pris dans différentes gammes de température correspond à une valeur différente de température. Ainsi la valeur de  $S_0$  choisie pour prendre en compte la température de l'électrode au moment où la mesure a été faite doit être choisie avec soin.

Impact du glow sur l'échauffement de l'électrode : le dispositif expérimental utilisé ne permet pas de générer directement un arc entre les électrodes. Il faut obligatoirement commencer par créer une décharge de glow entre les électrodes et seulement ensuite provoquer le passage à l'arc. Pour les mesures de températures, cela implique un échauffement de l'électrode qu'il est important de quantifier pour pouvoir le prendre en compte dans la valeur de  $S_0$ . Nous avons observé l'échauffement d'électrodes en cuivre soumises à un *glow*. Que ce soit dans l'argon ou dans l'air, nous avons vu qu'un glow d'une intensité de plusieurs centaines de milliampères entraînait un échauffement assez conséquent de la surface des électrodes dès les premières millisecondes de fonctionnement de l'ordre de 100°C à 200°C. En revanche, un glow de 10 mA n'élèvera pas la température de la surface d'électrode au-delà de 45 - 50°C dans chacun des gaz.

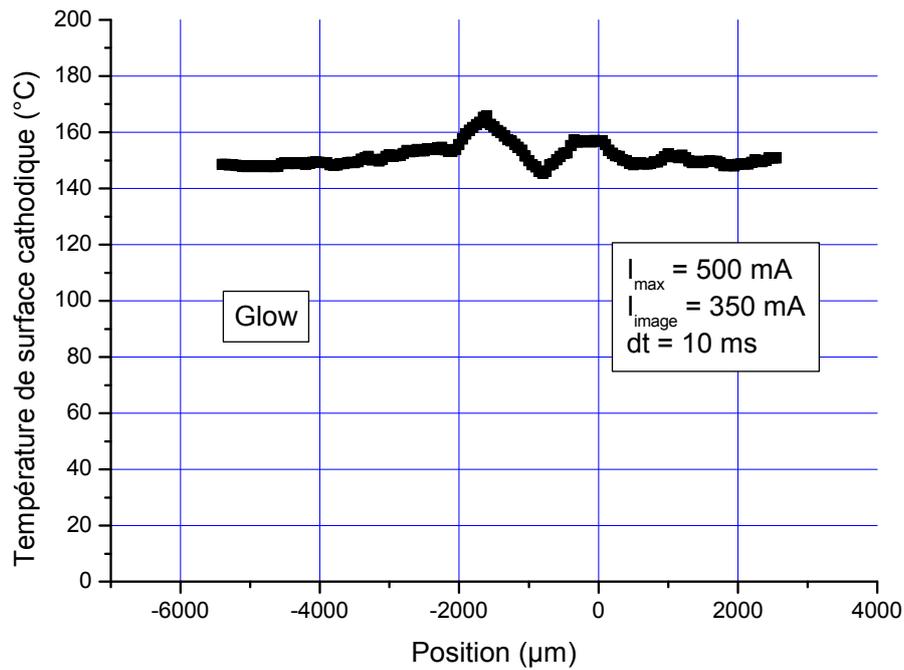
***4.2 Premiers résultats concernant les mesures de température de surface soumises à un glow dans l'air et dans l'argon***

Nous nous sommes intéressés à l'influence d'un glow de plusieurs centaines de milliampères sur la température en surface d'une cathode dans l'air et dans l'argon à différentes pressions ( $P = 100$  mbar et 900 mbar). Les mesures de températures faites à  $P = 100$  mbar sont données dans le cas de l'air et de l'argon respectivement sur les figures 5.21 et 5.22. Dans le cas de l'air, un glow d'une intensité moyenne de 800 mA conduit à une température de surface de l'ordre de 150 °C. Des mesures dans l'air à  $P = 900$  mbar ont également été effectuées et la même valeur de température qu'à  $P = 100$  mbar a été obtenue.



**Figure 5.21:** Température de surface cathodique en cuivre soumise à un glow dans l'air à  $P = 100$  mbar de 800 mA et pendant 8,5 ms.

Des mesures similaires effectuées dans l'argon  $P = 100$  mbar pour des courant de glow de l'ordre de 400 mA sont présentées sur la figure 5.22. La température de surface est d'environ 150 °C. Une étude similaire a été faite dans l'argon à  $P = 900$  mbar et la valeur de température obtenue est du même ordre de grandeur. Les mesures faites dans diverses conditions de pression et de gaz donnent des valeurs similaires de températures. De plus cette valeur de température est atteinte dans les premières millisecondes d'apparition du glow et n'évolue plus durant les dizaines de millisecondes qui suivent. Cette constance de la valeur de température en surface peut s'expliquer par le fait que le courant de glow décroisse de façon importante au cours du temps. Par exemple, dans le cas présenté sur la figure 5.19, le courant vaut 970 mA à l'instant de l'imposition de l'impulsion de courant puis vaut 730 mA 8,5 ms plus tard.



**Figure 5.22 :** Température de surface cathodique en cuivre soumise à un glow dans l'argon à  $P = 100$  mbar de 400 mA pendant 10 ms.

#### ***4.3 Premiers résultats concernant les mesures de température de spot cathodique d'arc électrique dans l'air et dans l'argon***

Nous avons effectué nos mesures de température de spot cathodique en minimisant le plus possible le temps durant lequel un *glow* de faible intensité (10 mA) est présent avant passage à l'arc (moins de quelques secondes). Les mesures ont été faites dans plusieurs conditions de pression (100 et 900 mbar) et pour une distance inter-électrode unique  $d$  égale à 5 mm. Cette distance a été choisie faible pour que l'arc se déplace le moins possible (qu'il reste le plus possible sur la surface de cathode sans partir sur les bords). Dans l'optique de garder le pied cathodique, qui on le rappelle est un spot, sur la surface cathodique et également pour permettre une meilleure observation de la surface cathodique, l'anode est une pointe de tungstène de 2 mm de diamètre. Nous présentons dans chaque condition de pression plusieurs profils de température représentatifs des différents cas observés.

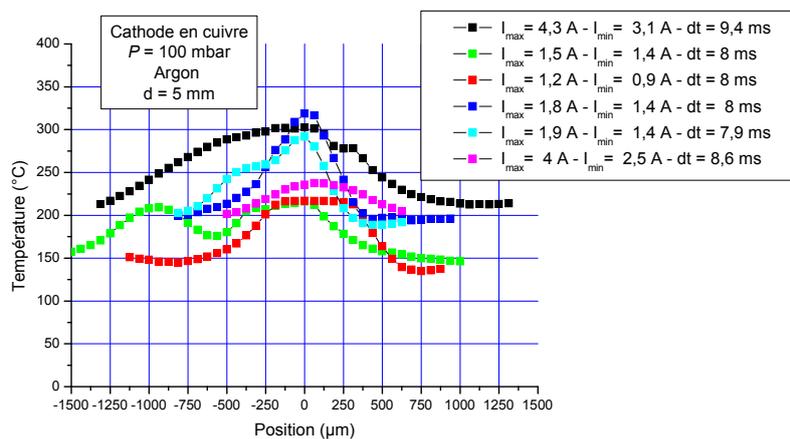
### 4.3.1 Premiers résultats concernant les mesures de températures de spot cathodique dans l'argon

Nous nous sommes intéressés aux mesures de températures d'arc sur des électrodes de cuivre dans l'argon pour des courants dans une gamme proche de courants ( $< 4$  A) et pour deux valeurs de pression, 100 mbar et 900 mbar.

#### Résultats à $P = 100$ mbar :

Sur la figure 5.23 nous avons représenté plusieurs profils de température mesurée. Dans ce cas, chaque profil a été obtenu pour un tir différent. A chaque fois on a précisé :

- La valeur maximale de l'intensité de l'impulsion de courant notée  $I_{max}$ .
- La valeur de l'intensité au moment de la prise d'image notée  $I_{min}$ .
- La durée de l'impulsion avant la prise d'image notée  $dt$ .

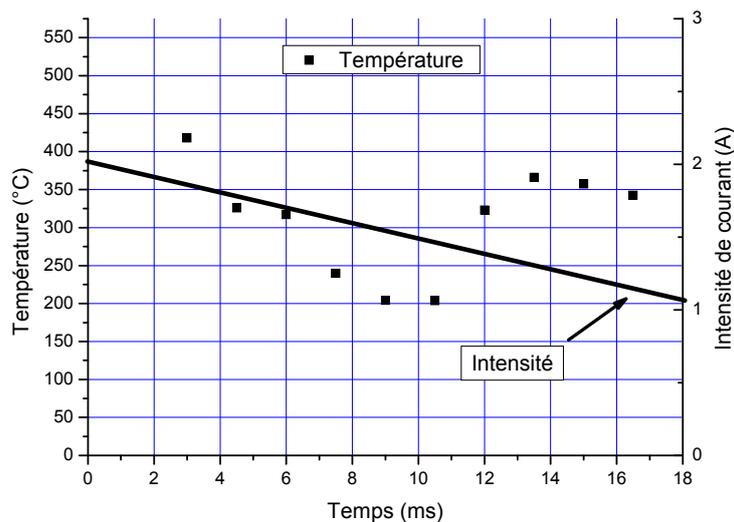


**Figure 5.23 :** Exemples de profil de température à la surface d'une cathode en cuivre dans l'argon à  $P = 100$  mbar.

Les résultats obtenus présentent une importante dispersion dans les valeurs maximum de température et dans la forme des profils de température pour des durées similaires. Les valeurs maximales de température sont comprises dans la gamme 210 – 320 °C. Les profils obtenus semblent montrer différents comportements du pied cathodique. Les profils à plusieurs pics, comme le profil vert de la figure 5.23 suggèrent un déplacement par bonds ou un déplacement discontinu, c'est-à-dire un mouvement entrecoupé de stagnation. On observe également des profils dont la valeur maximale de température est sensiblement la même (environ 310 °C pour les profils noir et bleu) bien que la valeur du courant soit deux fois plus importante (pour le profil noir). Dans ce cas le profil est considérablement plus étalé et

suggère à nouveau un déplacement du pied cathodique de manière continue. Par ailleurs, la figure 5.23 met en avant la dispersion des résultats pour une valeur de pression de 100 mbar, notamment en montrant des profils obtenus pour des valeurs de courant égales (profils noir et violet) et avec des valeurs maximales de température respectivement de 310 °C et 240 °C.

Un autre exemple est donné dans le cas d'une impulsion de courant d'une durée de 16,5 ms. Dans cet exemple, nous avons suivi l'évolution de la température du spot cathodique selon la décroissance du courant dont l'intensité passe de 2 A ( $t = 0$ ) à 1,1 A ( $t = 16,5$  ms). Un film a été réalisé au cours de l'arc et nous avons tracé sur la figure 5.24, en plus de l'évolution de l'intensité du courant d'arc, l'évolution de la température maximale de la surface. On s'aperçoit que celle-ci « oscille » au cours de l'arc. Cette oscillation peut être liée à la mobilité du pied d'arc qui est assez importante à cette pression dans l'argon, comme nous l'avons signalé au chapitre 3.

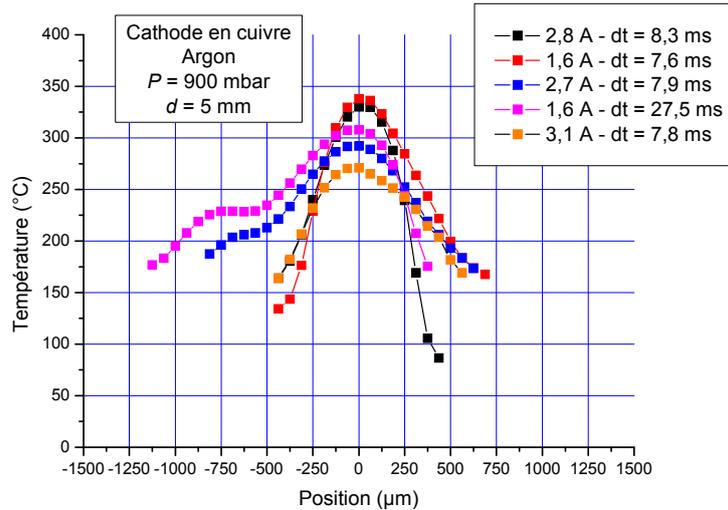


**Figure 5.24** : Exemple d'évolution en fonction du temps de la température maximale de surface (échelle de gauche) et de l'intensité du courant d'arc (échelle de droite) – Cathode en cuivre. Argon à  $P = 100$  mbar.

### Résultats à $P = 900$ mbar :

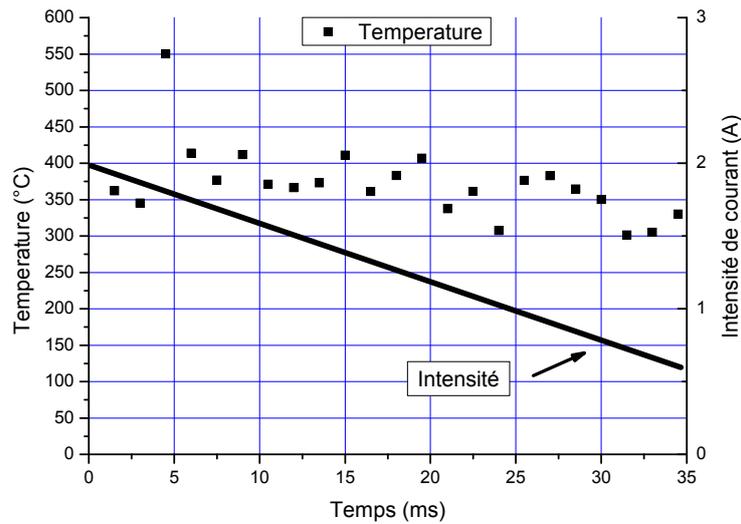
Sur la figure 5.25 nous avons représenté plusieurs profils de température mesurée. De même que sur la figure 5.23, chaque profil a été obtenu pour un tir différent. À chaque fois on a précisé :

- La valeur maximale de l'intensité de l'impulsion de courant.
- La valeur de l'intensité au moment de la prise d'image.
- La durée de l'impulsion avant la prise d'image.



**Figure 5.25 :** Exemples de profil de température à la surface d’une cathode en cuivre dans l’argon à  $P = 900$  mbar.

On observe une plus grande similarité dans l’allure des profils pour cette pression que pour  $P = 100$  mbar. Les valeurs des températures maximales sont légèrement supérieures à celles mesurées à  $P = 100$  mbar. Il est aussi intéressant de regarder dans le cas d’une impulsion de courant l’évolution temporelle de la température maximale. Ceci est montré sur la figure 5.26 sur laquelle, comme sur la figure 5.24, nous avons tracé en plus de l’évolution de l’intensité du courant d’arc, l’évolution de la température maximale de la surface. Dans ce cas, l’intensité à  $t = 0$  vaut 1,9 A et 600 mA à  $t = 36$  ms. On constate que la température maximale mesurée en surface de cathode reste constante voire diminue légèrement dans les dernières millisecondes. Un moyen d’expliquer cette légère diminution vient en considérant la décroissance du courant au cours du temps.



**Figure 5.26** : Exemple d'évolution en fonction du temps de la température maximale de surface (échelle de gauche) et de l'intensité du courant d'arc (échelle de droite) – Cathode en cuivre. Argon à  $P = 900$  mbar.

Contrairement à ce qu'on a vu à 100 mbar, les valeurs pour les températures maximales sont moins dispersées. Là encore une explication possible repose sur le fait qu'à 900 mbar le pied cathodique a été observé comme étant moins mobile (voir annexe chapitre 3). Ceci tendrait alors à montrer que la température maximale est très rapidement établie et n'évolue plus au cours de l'arc bien que la valeur de l'intensité de courant décroît quant à elle.

#### 4.3.2 Mesures de températures de spot cathodique dans l'air

De la même manière que dans l'argon, nous nous sommes intéressés aux mesures de températures d'arc sur des électrodes de cuivre dans l'air pour des courants dans une gamme proche de courants ( $< 4$  A) et pour deux valeurs de pression, 100 mbar et 900 mbar.

#### Résultats à $P = 100$ mbar :

Les profils obtenus dans le cas de l'air à  $P = 100$  mbar (figure 5.27) ne présentent pas de dispersion au niveau de leur forme mais au niveau de leur température maximale. La gamme de températures maximales va de 220 °C à 400 °C environ. Ces différents profils mettent en évidence une mobilité réduite du spot cathodique en comparaison des mesures faites dans l'argon. Le fait que les profils atteignent des valeurs maximales de température supérieures à celles mesurées dans le cas de l'argon peuvent s'expliquer par cette différence de mobilité.

Sur la figure 5.28, nous avons tracé l'évolution de la température maximale de la surface cathodique ainsi que l'évolution de l'intensité de l'arc électrique.

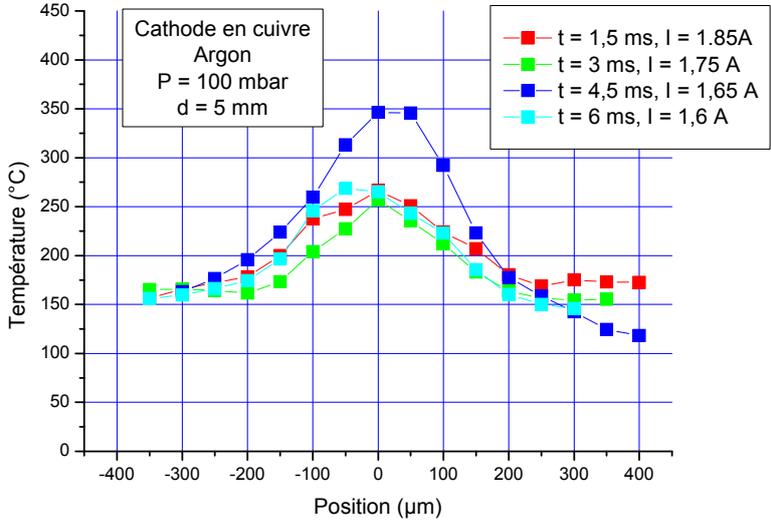


Figure 5.27 : Exemples de profil de température à la surface d'une cathode en cuivre dans l'air à P = 100 mbar.

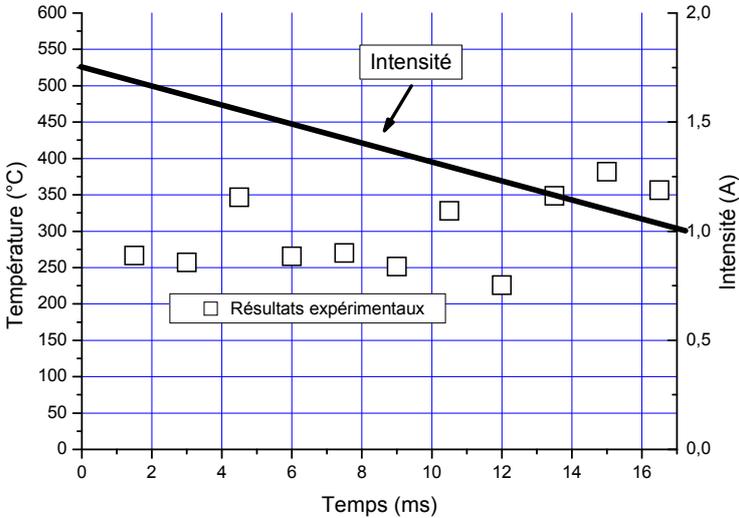


Figure 5.28 : Exemple d'évolution en fonction du temps de la température maximale de surface (échelle de gauche) et de l'intensité du courant d'arc (échelle de droite) – Cathode en cuivre. Air à P = 100 mbar.

**Résultats à P = 900 mbar :**

Les profils présentés sur la figure 5.29 ont été obtenus pour un seul et même arc. Bien qu'ils correspondent à des mesures obtenues suivant la décroissance du courant, on observe une oscillation des valeurs maximum de température. En effet, elle passe de 350 °C (carrés rouges) à 250 °C (carrés verts) pour enfin être de 430 °C (carrés bleus et violets). On note que

les largeurs de profils changent également, un profil avec une température moins importante aura tendance à être plus étalé. Une fois encore, on peut expliquer ces variations de températures par la mobilité du pied cathodique, les profils les plus piqués correspondent à des instants d'immobilité du pied cathodique. Sur la figure 5.30 ont été reportées les évolutions des différentes températures maximum de surface ainsi que l'évolution du courant. Les valeurs de température oscillent dans la gamme 250 – 470 °C et sont plus dispersées que pour l'air à la même pression. Il n'existe pas de d'augmentation notable de la température au cours du temps probablement dû au fait que l'intensité décroît au cours du temps.

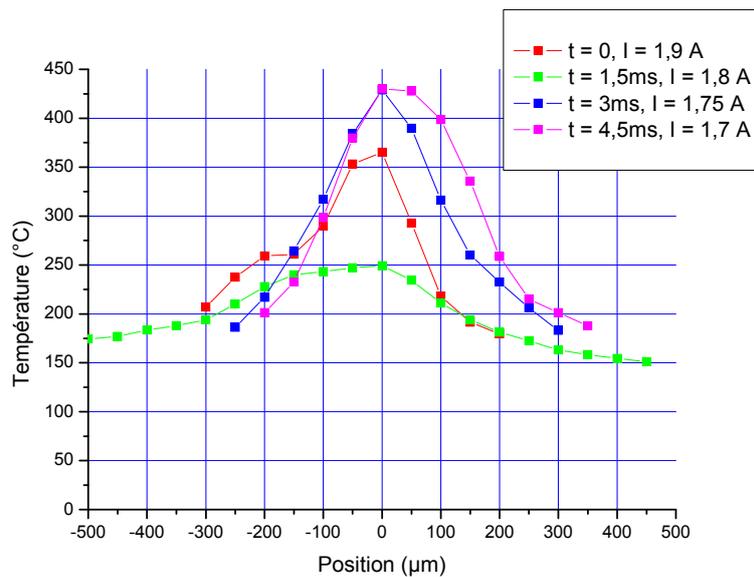


Figure 5.29 : Exemples de profils de température à la surface d'une cathode en cuivre dans l'air à  $P = 100$  mbar.

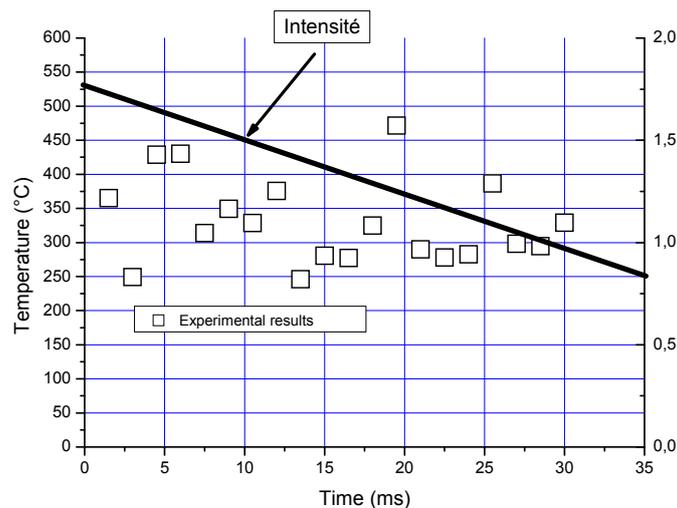
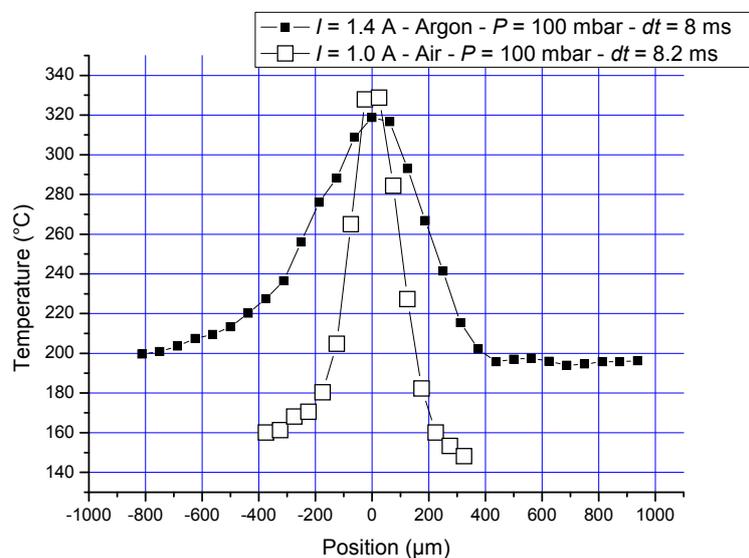


Figure 5.30: Exemple d'évolution en fonction du temps de la température maximale de surface (échelle de gauche) et de l'intensité du courant d'arc (échelle de droite) – Cathode en cuivre. Air à  $P = 900$  mbar.

### 4.3.3 Comparaison des résultats obtenus dans l'air et l'argon pour des courants faibles

À titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure 5.31 deux exemples de profils de températures obtenus pour des arcs d'intensité du même ordre et des durées similaires à  $P = 100$  mbar, l'un a été mesuré dans l'air et l'autre dans l'argon. Ils présentent des températures maximales quasiment égales (environ 325 °C). Cependant, le profil obtenu dans l'air est plus piqué que celui dans l'argon. Ces différences de largeur de profil peuvent s'interpréter de deux manières. Soit le spot cathodique est plus mobile dans l'argon, soit la densité de courant dans le spot cathodique est plus faible dans l'argon.



**Figure 5.31 :** Exemples de profils de température pour des arcs d'intensité du même ordre ( $I \approx 1,2$  A) et des durée également du même ordre ( $dt \approx 8$  ms). L'un est obtenu dans l'air et l'autre dans l'argon.  $P = 100$  mbar.

#### Remarque concernant les spots cathodiques :

Dans la gamme de courant que nous avons étudiée (moins de 4 A), nous avons toujours observé un spot cathodique, aussi bien dans l'air que dans l'argon. Ce résultat est inattendu car il est en contradiction avec ce qu'ont observé Leblanc *et al.*<sup>32</sup>. En effet, ils ont observé pour un arc de 400 A dans l'argon avec des électrodes de cuivre une structure complètement diffuse du pied cathodique. Ils ont mesuré une érosion 20 à 200 fois plus faible que dans l'air pour un arc de même intensité. Nous n'avons jamais observé d'arc avec un pied cathodique diffus. Il est possible qu'il existe plusieurs sortes de structures de pied d'arc dans l'argon selon la valeur de l'intensité de l'arc et comme c'est le cas pour le tungstène (voir paragraphe 3.1 du chapitre 3).

## 5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats concernant les mesures de température de surface d'une électrode en cuivre soumise à un arc électrique. Deux gammes de courant ont été explorées :

- une gamme de courants de forte intensité ( $150 \text{ A} > I > 25 \text{ A}$ ). Dans ce cas, les arcs ont été réalisés dans l'air à pression atmosphérique.
- Une gamme de courants d'intensité plus faibles ( $I < 4\text{A}$ ). Dans ce cas les mesures ont été réalisées dans l'air et l'argon pour des pressions dans la gamme (100 – 900 mbar).

Dans le premier cas, nous avons utilisé le dispositif décrit au chapitre 4. La mesure est faite juste après une coupure brutale et contrôlée de l'arc afin de ne pas être gêné par le rayonnement du plasma. Dans le cas des anodes en cuivre nous avons étudié plus particulièrement l'influence de l'intensité du courant sur la température atteinte en surface. Dans le cas des cathodes en cuivre nous nous sommes attachés à estimer la dispersion des résultats pour une seule gamme de courant ( $I \approx 70 \text{ A}$ ). Pour cela un grand nombre de mesures a été réalisé pour ce courant. Dans les deux cas, les mesures ont été faites à différents instants après la coupure et ont permis de quantifier la décroissance de la température de surface au cours du temps.

Après avoir présenté les différentes distributions typiques de température mettant en évidence l'influence du mode de déplacement de l'arc sur l'échauffement et expliquant en partie la dispersion observée dans les mesures, nous avons proposé une première façon simple de déterminer la valeur de la température au moment de la coupure en extrapolant les courbes de décroissance. Nous avons par exemple estimé de cette façon une température de surface de  $815^\circ\text{C}$  à l'anode et  $730^\circ\text{C}$  à la cathode pour  $I \approx 70 \text{ A}$ . Ces valeurs paraissent relativement faibles en regard de l'existence de cratères en surface des électrodes, tout en sachant qu'il faut par ailleurs garder à l'esprit que la mesure est réalisée à une échelle macroscopique d'un point de vue spatial (1 pixel :  $40 \times 60 \mu\text{m}$ ) ce qui ne permet pas de distinguer la présence d'échauffement intense à l'échelle microscopique. De même le temps d'intégration certes court (10 à 50  $\mu\text{s}$  en général) demeure cependant très largement supérieur à la durée de vie d'un micro spot par exemple.

Dans un second temps les mesures pour des courants moins intenses ont été réalisées par une autre méthode. Le dispositif utilisé est celui décrit au chapitre 2 et permet de réaliser

des arcs en atmosphère contrôlée. Une méthode simple a été proposée. Elle permet en faisant certaines hypothèses de réaliser la mesure pendant l'arc lui-même et de proposer une estimation de la température de surface. Les hypothèses sont en cours de validation expérimentales. Nous présentons cependant les premières mesures réalisées dans l'argon et dans l'air pour des intensités inférieures à 4 A et des cathodes en cuivre. Ces mesures ont montré des températures du même ordre de grandeur même si les profils semblent plus étendus dans le cas de l'argon. Une estimation de la température de surface de cathode soumise à un glow a aussi été proposée dans les deux gaz pour des intensités de glow élevées (plusieurs centaines de milliampères).

# **CHAPITRE 6 - Proposition d'une méthode alliant expérience et modélisation en vue de déterminer le bilan de puissance aux électrodes**

## **1. Introduction et description des objectifs**

Au chapitre précédent nous avons présenté une méthode permettant de mesurer la température de la surface quelques dizaines de microsecondes après la coupure brutale du courant. Nous avons aussi, par une extrapolation simple des résultats expérimentaux, estimé la température de surface au moment de la coupure. Dans ce chapitre nous allons utiliser les résultats expérimentaux obtenus au chapitre 5 et, à l'aide d'une modélisation numérique du chauffage de l'électrode nous allons, d'une part estimer de nouveau les températures de surfaces atteintes au moment et les comparer avec les valeurs proposées au chapitre 5 et d'autre part estimer les caractéristiques du bilan de puissance au niveau des électrodes. Les principales parties de ce chapitre sont les suivantes.

En préambule, un bref rappel bibliographique concernant la structure de la zone cathodique rappelle les différentes échelles de structures observables. De même les phénomènes physiques contribuant à l'échauffement des électrodes seront décrits mettant aussi en évidence les paramètres fondamentaux et les principales difficultés. Un balayage rapide des valeurs proposées dans la littérature pour les grandeurs physiques telles que la densité surfacique de puissance ou la densité de courant au pied sera aussi réalisé.

Dans un second temps, nous décrirons en le justifiant le point de vue adopté pour décrire de façon simple à une échelle macroscopique le bilan de puissance au pied d'arc. Les objectifs poursuivis dans ce chapitre seront alors décrits en détail. Une description rapide des caractéristiques du modèle numérique utilisé pour décrire l'échauffement des électrodes sous l'action de l'arc sera rappelée.

À partir d'un exemple nous montrerons alors comment l'emploi du modèle et des résultats expérimentaux obtenus au chapitre précédemment peut conduire d'une part à l'estimation du bilan de puissance et d'autre part à celle de la température de surface au moment de la coupure de l'arc. Ceci se fera en deux étapes : d'une part en comparant les

profils obtenus juste après la coupure à  $\tau_{image} = 40 \mu s$  et aussi en utilisant la décroissance de la température de surface avec le temps.

Quelques exemples seront donnés pour illustrer rapidement l'influence que peuvent avoir l'intensité du courant d'arc, la durée de l'arc et la polarité des électrodes sur le bilan de puissance. De même pour des conditions de courant données nous regarderons là encore sur quelques exemples la dispersion qui peut exister sur les résultats obtenus.

Enfin, les résultats obtenus seront comparés plus en détails avec ceux de la littérature. Pour finir nous appliquons brièvement notre méthode pour estimer les caractéristiques du bilan de puissance aux mesures réalisées en fin de chapitre 5 pour des courant d'arc de plus faible intensité. Une comparaison est faite avec les résultats obtenus en début de ce chapitre.

## 2. Préambule : rappels bibliographiques rapides

### *2.1. La zone cathodique – description générale et bilan de puissance*

La zone de « rattachement » de l'arc à la cathode est une zone dont la physique est très complexe. Depuis plusieurs dizaines d'années de nombreux auteurs se sont attachés à observer et à décrire cette zone particulière de transition entre le solide (ou le liquide) et le plasma. Les études expérimentales effectuées aux échelles spatiale et temporelle les plus fines ont été effectuées par Jüttner<sup>53</sup>, Rakhovski<sup>62</sup>, Djakov<sup>63</sup>.

L'échelle spatiale est inférieure au micromètre et l'échelle temporelle inférieure à la microseconde. Par exemple, dans le vide, Jüttner a ainsi proposé un classement des différentes structures observées en fonction de divers paramètres qui sont la durée de vie de la structure, son intensité et ses dimensions caractéristiques. Il en a ainsi distingué trois :

- Le spot cathodique (appelé structure de type **A**) caractérisé par une intensité de l'ordre de 50 à 100 A et un rayon de l'ordre de 50 à 100  $\mu m$  ayant une durée de vie de l'ordre de 20  $\mu s$ .
- Le fragment ou micro spot (appelé structure de type **B**) dont le diamètre est de l'ordre de 20  $\mu m$  l'intensité caractéristique de l'ordre de 20 A et la durée de vie de l'ordre de 10 à 20 ns.

---

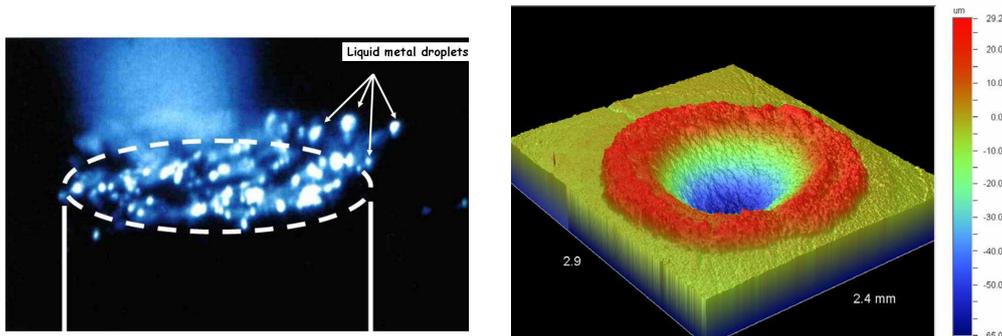
<sup>62</sup> V. I. Rakhovski, 1976, IEEE Trans. Plasma Science, 4, pp. 81-102

<sup>63</sup> B. E. Djakov, 1993, Cont. Plasma Science, 33, pp. 201-207

- La « cellule » ou sous fragment (appelé structure de type C) caractérisé par des intensités inférieures à 5 A et des diamètres de moins de 5  $\mu\text{m}$ .

Ainsi, la zone cathodique est-elle formée de sites émissifs distincts, très dispersés dans le cas d'un arc dans le vide<sup>64</sup> et très proches les uns des autres dans le cas d'un arc à pression atmosphérique d'après Guile *et al.*<sup>65</sup> et Drouet *et al.*<sup>66</sup>. De plus ces différents sites ont un caractère non stationnaire dans le cas d'électrode dite « froide ».

Par ailleurs, dès lors que les durées d'arc deviennent « importantes » (supérieures à quelques dizaines de microsecondes) des structures plus macroscopiques apparaissent comme des bains de métal liquide de taille importante. Ceci est montré sur la figure 6.1 qui donne une image de la surface d'une cathode en argent soumise à un arc électrique dont l'intensité du courant vaut environ 600 A et dont la durée est de quelques ms. De même, des cratères de tailles macroscopiques comme celui montré sur la figure 6.2 sont observés. Il s'agit d'un cratère observé sur une cathode en cuivre soumise à un arc électrique d'une durée d'environ 300  $\mu\text{s}$  pour un arc dont l'intensité du courant était de quelques centaines d'ampères.



**Figure 6.1 :** Bain de métal fondu dans le cas d'une électrode en Ag – Observation en cinématographie monochromatique<sup>67</sup> - Présence d'une zone fondue macroscopique ( $I \approx 600$  A,  $dt \approx 5$  ms).

**Figure 6.2 :** Cratère macroscopique observé au profilomètre optique 3D ( $I \approx 600$  A,  $dt \approx 300$   $\mu\text{s}$ ).

De nombreux travaux ont été réalisés concernant le bilan de puissance au niveau de la surface de la cathode que ce soit dans le cas d'une cathode en matériau réfractaire ou dans le cas d'une cathode dite « froide »<sup>68, 69, 70, 71, 72, 73, 74</sup>. Le flux de puissance apporté à la cathode a plusieurs origines :

<sup>64</sup> G.R. Mitchell, Proc. IEE, 1970, 117, 2315

<sup>65</sup> A.E. Guile, A. H. Hitchcock, G.W. Stephens, Proc. IEE, 1977, 124, pp. 273-276

<sup>66</sup> M. G. Drouet, S. Gruber, IEEE Trans PAS-95, n°1, 1976, pp. 105-112

<sup>67</sup> Ph. Teste, R. Andlauer and T. Leblanc, Eur. Phys. J. Appl. Phys., 55, 10802 (2011)

<sup>68</sup> B. Rethfeld, T. Wendelstorf, T. Klein, G. Simon, J. Phys. D: Appl. Phys., 1996, 29, pp. 121-128

<sup>69</sup> T. Klein, J. Paulini, G. Simon, J. Phys. D: Appl. Phys., 1994, 17, pp. 1914-1921

<sup>70</sup> S. Coulombe, J. L. Meunier, Plasma Sources Sci. Technol., 1997 6, 508, pp. 508-517

- les électrons (émis ou rétro diffusés). La puissance (positive ou négative) ainsi que la densité surfacique de puissance apportées par les électrons émis à la surface de la cathode sont habituellement écrites sous la forme suivante :

$$P_{ee} = \alpha \times I \times F_N$$

$$Q_{ee} = J_{ee} \times F_N$$

où  $\alpha$  est la fraction de courant électronique,  $I$  le courant d'arc,  $J_{ee}$  la densité de courant électronique et  $F_N$  le potentiel de Nottingham. Plusieurs expressions analytiques ont été proposées pour  $J_{ee}$  et  $F_N$  en faisant diverses approximations selon la gamme de température et de champ électrique<sup>75, 76, 77</sup>. Une expression a aussi été proposée par He *et al.*<sup>71</sup> pour la densité de puissance apportée par les électrons rétrodiffusés.

- Les ions qui bombardent la cathode et qui peuvent se neutraliser à proximité de la surface. Les ions cèdent alors une part de leur énergie cinétique à la surface et aussi une part de leur énergie « potentielle » lors des processus d'ionisation. Cobine<sup>78</sup> a proposé l'expression suivante pour la contribution des ions au chauffage:

$$P_i = (1 - \alpha)(\epsilon U_c + V_i - \phi)I$$

où  $U_c$  est la chute de tension proche de la cathode,  $V_i$  le potentiel d'ionisation des lourds et  $\phi$  le travail de sortie du matériau. D'autres expressions plus récentes existent plus ou moins voisines de celle-ci pour exprimer la puissance apportée par les ions.

- Les neutres qui bombardent la surface et qui eux aussi peuvent céder à la surface une part de leur énergie cinétique ainsi que de l'énergie provenant des phénomènes d'excitation, ionisation qui se produisent aux abords de la surface.
- Le rayonnement du plasma et celui de la surface de la cathode.
- Les diverses réactions chimiques susceptibles de se dérouler en surface.
- L'effet Joule.

---

<sup>71</sup> Z. J. He, R. Haug, J. Phys. D: Appl. Phys., 1997, 30, pp. 503-513

<sup>72</sup> A. Lefort, M. J. Parizet, S. E. El-Fassi, M. Abbaoui, J. Phys. D: Appl. Phys., 1993, 26, pp. 1239-1243

<sup>73</sup> J. Rossignol, thèse de doctorat, Université Clermont II, 2001

<sup>74</sup> A. Lefort, Thèse de doctorat, Université Clermont II, 1982

<sup>75</sup> Richardson O W 1921 (London : Longmans Green)

<sup>76</sup> Fowler R H and Nordheim L 1928: Proc. R.Soc. Lond. A 119 173

<sup>77</sup> E. L. Murphy and R. H. Good, Phys. Rev., 1956, 102, n°6, June 15, pp. 1464-1473

<sup>78</sup> J. D. Cobine, Gaseous Conductors, 1958, (New York: Dover)

## 2.2 La zone anodique

Le chauffage de l'anode a lui aussi plusieurs origines :

- Les neutres qui bombardent la surface.
- Les électrons qui bombardent la surface
- Le rayonnement du plasma.
- Les diverses réactions chimiques qui peuvent se produire en surface.
- Le chauffage par effet Joule.

## 2.3 Commentaires

Les valeurs proposées dans la littérature pour des paramètres essentiels tels que la densité de courant au niveau des électrodes ou la densité surfacique de puissance apportée par l'arc aux électrodes sont très dispersées. Les valeurs obtenues expérimentalement de diverses manières pour la densité de courant<sup>79, 80, 81, 82, 83, 84, 85</sup> (observation des traces sur la surface, observation des zones lumineuses de l'arc, étude en spectroscopie (effet Zeeman), utilisation de micro bobines insérées dans l'électrode, mesure de la force exercée par l'arc sur les électrodes) conduisent à des valeurs allant de  $10^8$  à  $10^{12}$  A/m<sup>2</sup>. Le tableau 6.1 qui est extrait de l'article de synthèse de Rakhovski<sup>62</sup> et qui donne la valeur de la densité de courant au niveau de la cathode obtenue par différents auteurs pour diverses valeurs du courant d'arc, illustre bien la dispersion qui existe.

Quant aux travaux de modélisation<sup>71, 73, 74, 86</sup> ils proposent des valeurs couvrant la gamme  $5 \cdot 10^9$  -  $10^{11}$  A.m<sup>-2</sup>. Il en va de même pour la valeur de la densité surfacique de puissance apportée par l'arc aux électrodes. Qu'il s'agisse de travaux expérimentaux ou de modélisation, la gamme des valeurs proposées s'étale de  $5 \times 10^9$  W.m<sup>-2</sup> à  $8 \times 10^{11}$  W.m<sup>-2</sup>.

Cette importante dispersion peut, peut-être s'expliquer en fonction de l'échelle à laquelle l'étude est réalisée. Les travaux de modélisation de la zone cathodique se situent le plus souvent à l'échelle du micro spot alors que certaines études expérimentales se situent à

---

<sup>79</sup> C Sanger and P E Secker, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 1971, 4, pp. 1941-1945

<sup>80</sup> K P Nachtigall and J Mentel, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1991, 19, pp. 947-953

<sup>81</sup> A E Guile, A. H. Hitchcock, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1975, 8, pp. 663-669

<sup>82</sup> R N Szente, M G Drouet, R J Munz, *J. Appl. Phys.*, 1991, 69, 3, pp.1263-1268

<sup>83</sup> K C Hsu, K Etemadi, E Pfender, *J. Appl. Phys.*, 1983, 54, 3, pp.1293-1301

<sup>84</sup> N Vogel and B. Jüttner, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1991, 24, pp. 922-927

<sup>85</sup> J. Devautour, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1992

<sup>86</sup>H. Salihou, M. Abbaoui, A. Lefort, R. Auby, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1995, 28, pp. 1883-1887

une échelle spatiale plus importante : celle des structures macroscopiques évoquées au dessus et qui correspondent à ce qui peut être appelé pied d'arc apparent. Il s'agit d'une structure qui englobe l'ensemble des micro-spots et qui est liée par exemple aux traces de zone de « macro fusion » présentées sur les figures 6.1 et 6.2.

$I_{arc}$ (A)	$J_C$ (A/m <sup>2</sup> )
2.6	$1,2 \cdot 10^9$
1- 5	$0,4 - 0,6 \cdot 10^9$
60	$30 - 100 \cdot 10^9$
200	$1,5 - 77 \cdot 10^9$
2-200	$0,02 - 0,1 \cdot 10^9$
3000	$0,25 \cdot 10^9$
5-4000	$0,3 - 1,0 \cdot 10^9$
5000	$12 - 1200 \cdot 10^9$
16000	$8 - 800 \cdot 10^9$
20000	$50 \cdot 10^9$

**Tableau 6.1** : Extrait de l'article de Rakhovski<sup>62</sup>. Valeur de la densité de courant au niveau de la cathode pour des électrodes en cuivre d'après plusieurs auteurs.

Dans la partie suivante nous allons décrire le point de vue macroscopique que nous avons adopté pour « modéliser » l'échauffement des électrodes.

### 3. Point de vue adopté pour la description du bilan de puissance : une approche macroscopique

Plusieurs facteurs nous ont poussés à nous placer à une échelle macroscopique pour entreprendre une modélisation simple de l'échauffement de l'électrode sous l'action de l'arc.

D'une part les arcs que nous avons étudiés ont des durées très supérieures au temps de vie d'un micro spot (fragment). Il est très difficile de simuler à l'aide de modèles à l'échelle microscopique des phénomènes dont l'étendue observée et la durée sont, de plusieurs ordres de grandeur, supérieures aux durées et aux dimensions caractéristiques relatives aux micro-spots.

D'autre part les mesures expérimentales de température de surface, que l'on va comparer aux résultats du modèle, sont elles aussi réalisées à une échelle macroscopique aussi bien d'un point de vue spatial (la taille d'un pixel vaut environ  $40 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$ ) que d'un point de vue temporel (le temps d'intégration vaut au minimum  $10 \mu\text{s}$ ).

Une telle approche macroscopique ne remet en aucun cas en cause la description microscopique proposée par ailleurs, mais elle représente de notre point de vue d'une part une réalité physique observable (cratères macroscopiques, zone fondue de taille quasi

millimétrique...) et d'autre part une approche et un outil pratiques. En effet, dans de nombreux travaux concernant des arcs dans l'air à pression atmosphérique et des cathodes en cuivre par exemple, une approche macroscopique a été choisie que ce soit pour l'étude du déplacement du pied d'arc<sup>87, 88</sup>, l'étude de l'érosion de cathodes en cuivre<sup>89, 90</sup> ou la modélisation de l'arc électrique<sup>91</sup>. Apporter des enseignements sur la valeur de la température de surface ou sur le bilan de puissance à cette échelle présente donc un intérêt aussi bien pour les modélisateurs qu'en ce qui concerne les problèmes d'échauffement des électrodes souvent liés à l'érosion.

Dans ce but nous avons cherché à extraire et/ou à mesurer des paramètres macroscopiques susceptibles de nous apporter des informations intéressantes. À cette échelle nous avons adopté une caractérisation simple du flux de puissance. Nous avons opté pour le formalisme proposé par Marotta *et al.*<sup>92</sup> qui introduit la notion de pied d'arc « apparent » et de densité de courant dans ce pied d'arc. Cette approche utilisée par plusieurs auteurs<sup>81, 86, 93, 94, 95, 96, 97</sup> « oublie » les phénomènes physiques qui interviennent à l'échelle microscopique. Cela représente un bilan de puissance moyenné spatialement et temporellement. La puissance moyenne  $P$  (W) et la densité surfacique de puissance  $Q$  (W/m<sup>2</sup>) s'écrivent sous la forme suivante :

$$P = I \times V_{eq} \quad (\text{W}) \quad (1)$$

$$Q = J \times V_{eq} \quad (\text{W/m}^2) \quad (2)$$

où  $I$  est l'intensité du courant d'arc,  $V_{eq}$  est une tension équivalente du flux de puissance au niveau du pied d'arc,  $J$  est la densité de courant dans le pied d'arc.  $V_{eq}$  a bien sûr la dimension d'une tension (V), d'un point de vue de son utilisation pour la description du bilan de puissance, on peut aussi proposer comme unité des W/A<sup>98</sup>. Dans ces conditions le flux est concentré là où  $J \neq 0$ . Ainsi pour un arc donné, le couple  $(Q, V_{eq})$  caractérise alors complètement le flux de puissance.

<sup>87</sup> J. M. Park, K. S. Kim, T. H. Hwang and S. H. Hong, *IEEE Trans. on Plasma Science*, 2004, vol. 32, n°2, pp. 479-487

<sup>88</sup> J. W. McBride and P. A. Jeffery, 1999, vol. 22, n°1, pp. 38-46

<sup>89</sup> S. W. Chau, K. L. Hsu, D. L. Lin and C. C. Tzeng, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2007, 40, pp. 1944-1952

<sup>90</sup> R. J. Munz, R. N. Szente, M. G. Drouet, *Pure & Appl. Chem.* 1992, Vol. 64, No. 5, pp. 657-663

<sup>91</sup> P. Freton, J.-J. Gonzalez, and G. Escalier, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2009, 42, 195205

<sup>92</sup> A. Marotta, L. I. Sharakhovskiy, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1996, 29, pp. 2395-2403

<sup>93</sup> A. Marotta, L. I. Sharakhovskiy, V. N. Borisyuk, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1997, 30, pp. 2018-2025

<sup>94</sup> J. Devautour, J.-P. Chabrier, Ph. Teste, *J. Phys. III*, 1993, 3, pp. 1157-1166

<sup>95</sup> N. A. Sanders, E. Pfender, *J. Appl. Phys.*, 1984, 55, pp. 714-722

<sup>96</sup> A. M. Esspichouk, L. I. Sharakhovskiy, A. Marotta, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2003, 12, pp. 501-507

<sup>97</sup> Ph. Teste, T. Leblanc, J. Rossignol, R. Andlauer, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2008, 17, 035001

<sup>98</sup> H. Salihou, J. P. Guillot, M. Abbaoui and A. Lefort, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1996, 29, pp. 2915-2921

Il faut bien entendu garder à l'esprit que ces « tensions équivalentes » ne traduisent que très grossièrement le détail des phénomènes physiques qui entrent en jeu et contribuent au chauffage des électrodes.

Physiquement,  $V_{eq}/U_{arc}$  représente la portion de puissance dissipée dans l'arc qui est apportée aux électrodes. Une limitation apparaît alors :  $V_{eq}$  ne peut dépasser la tension d'arc. D'autres hypothèses ont été faites :

Durant l'arc, la densité de courant dans le pied d'arc est constante ce qui signifie que seul le rayon du pied d'arc varie quand l'intensité du courant change.

Les valeurs de  $V_{eq}$  (notées  $V_{eqC}$  et  $V_{eqA}$ ) respectivement pour des cathodes et des anodes) sont constantes durant l'arc.

#### **4. Description des objectifs**

Les objectifs poursuivis sont doubles. D'une part nous avons cherché à obtenir des renseignements sur les valeurs possibles pour  $V_{eq}$  et  $Q$ . L'objectif de cette démarche n'est pas de caractériser avec précision le bilan de puissance aux électrodes, mais plutôt d'essayer d'obtenir un ordre de grandeur pour les paramètres  $V_{eq}$  et  $Q$ , ce qui, étant donné la dispersion dans les résultats proposés représenterait déjà un apport intéressant. Pour cela nous nous sommes appuyés sur deux types d'information obtenues expérimentalement :

- les profils de température de surface mesurés à des instants proches de l'extinction  $\tau_{image} \approx 40 \mu s$ .
- la mesure de la décroissance de la température maximale de surface après l'extinction.

D'autre part, proposer une autre méthode d'estimation de la température de surface au moment de l'extinction. À l'aide des valeurs obtenues pour  $V_{eq}$  et  $Q$ , nous avons calculé par la simulation les valeurs de température de surface durant l'arc.

## 5. Description rapide des caractéristiques du modèle numérique utilisé pour décrire l'échauffement des électrodes sous l'action de l'arc.

Le modèle thermique utilisé a été développé au LGEP il y a quelques années<sup>99</sup>. Ce modèle dont nous présentons les principales caractéristiques, permet de décrire l'échauffement d'une électrode cylindrique soumise à un flux de chaleur. Les propriétés de ce modèle sont les suivantes :

Le problème est donc supposé être 2D axisymétrique (à géométrie axiale). Ceci suppose que le pied d'arc soit immobile et localisé plutôt sur l'axe de l'électrode cylindrique. Cette hypothèse sera d'autant plus valide que la durée de l'arc sera faible et qu'ainsi la chaleur apportée par l'arc n'aura pas le temps de diffuser jusqu'à la surface latérale de l'électrode. Sur la figure 6.3 une représentation schématique de la géométrie prise en compte est donnée. De plus, au cours de nos expériences, les formes des électrodes (coniques d'un côté et cylindrique de l'autre) ont été choisies afin d'optimiser le centrage du pied d'arc sur la surface de l'électrode cylindrique.

Les propriétés du matériau d'électrodes peuvent être choisies dépendantes de la température (chaleur spécifique, conductivité thermique).

La densité de masse est prise constante par rapport à la température. Il a été montré<sup>100</sup> que dans le cas du cuivre par exemple, cette hypothèse n'était pas trop restrictive et que par exemple cela avait peu d'influence sur la quantité de liquide formée lors du chauffage.

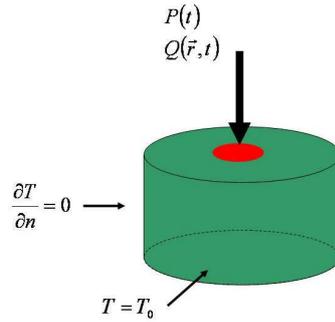
L'effet Joule a été négligé. En effet, dans le cas d'un pied d'arc immobile on peut montrer<sup>71</sup> que pour des électrodes plates, l'influence de l'effet Joule sur l'échauffement était négligeable jusqu'à des densités de courant de l'ordre de quelques  $10^{10}$  A.m<sup>-2</sup>.

Les mouvements de métal liquide induits par les forces de Laplace, l'effet Marangoni (gradient de tension superficielle), ou les interactions entre les jets de plasma prenant naissance à une électrode et interagissant avec la surface de l'autre électrode ont été négligés.

---

<sup>99</sup> Ph. Teste, Thèse de doctorat Université Paris VI, 1994.

<sup>100</sup> L.W. Hunter, J.R. Kutler, , *J. Heat Trans.*, 1989, 111, pp.239-242



**Figure 6.3 :** Schéma d'une électrode cylindrique soumise à un flux de puissance et de chaleur avec les conditions aux limites.

Les conditions aux limites du problème thermique sont données sur la figure 6.3 :

- La surface supérieure de l'électrode est chauffée en son centre par une puissance  $P(t)$  et une densité surfacique de puissance  $Q(r, t)$ . Ce point sera rediscuté plus loin.
- Le flux de chaleur sur les surfaces latérales a été négligé. Ceci est d'autant plus valide que les durées de chauffage sont courtes. Du coup le rayonnement et aussi la convection peuvent être négligés.
- Le fond de l'électrode est à température constante  $T = T_0 = 25^\circ\text{C}$ . Pour les mêmes raisons que précédemment, cette hypothèse est valide pour les faibles durées d'arc.

Ces deux dernières hypothèses sont justifiées en considérant la valeur de la diffusivité thermique pour le cuivre par exemple. Celle-ci est égale à  $10^{-4} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  et conduit à des longueurs de diffusion de la chaleur de l'ordre du mm pour un arc de 10 ms. Les arcs que nous considérons auront (sauf indication contraire) une durée au plus de cet ordre.

Dans ces conditions il faut résoudre deux équations :

- l'équation de diffusion de la chaleur en régime non stationnaire qui prend alors la forme suivante :

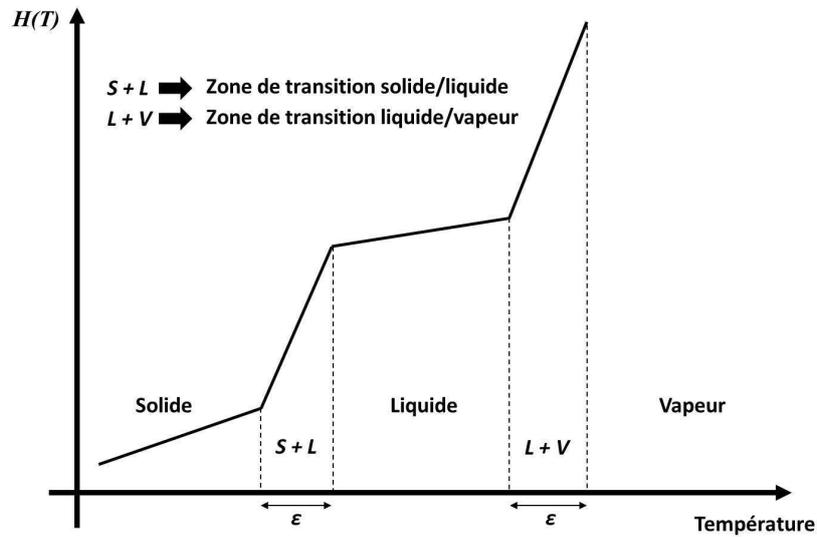
$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(k(T)\vec{\nabla}T) + S \quad (3)$$

Où  $\rho$  est la densité de masse,  $C_p$  la chaleur spécifique,  $T$  la température,  $t$  le temps,  $k$  la conductivité thermique et  $S$  le terme source (que nous avons négligé)

- l'équation à la frontière entre chaque phase :

$$[k(T)\vec{\nabla}T]_{\parallel}^2 = -\rho L_{1 \rightarrow 2} v_s \quad (4)$$

Où  $v_s$  est la vitesse de déplacement de la frontière entre les deux phases 1 et 2 et  $L_{1 \rightarrow 2}$  est la chaleur latente de changement d'état (état 1 à état 2).



**Figure 6.4 :** Représentation schématique de l'enthalpie  $H$  en fonction de la température  $T$  avec les différents changements de phase.

Cette condition est appelée condition de Stefan. Plusieurs méthodes numériques ont été proposées<sup>101, 102</sup> pour simuler par exemple l'évolution du front de fusion en cherchant à chaque instant la position de celui-ci. Pour cela des méthodes à base de pas de temps variables ou à base de pas de discrétisation spatiale variables ont été proposées. En fait, la difficulté réside dans la discontinuité de la fonction enthalpie au moment des changements de phases. La méthode utilisée ici a consisté à rendre cette fonction enthalpie « continue ». Une allure schématique de la fonction enthalpie choisie est donnée sur la figure 6.4. On voit que la fonction enthalpie est rendue continue en effectuant le changement sur un intervalle de température de largeur  $2\epsilon$  autour de la température de changement de phase. Cela consiste à introduire une chaleur spécifique égale à  $L/2\epsilon$ .

Du coup, seule l'équation (3) est à résoudre. La détermination de la frontière entre les phases se fait *a posteriori*. Par ailleurs il a été observé que dès que  $\epsilon$  avait une valeur inférieure à  $20^\circ\text{C}$ , l'influence de ce paramètre sur les quantités fondues devenait négligeable. Dans notre cas  $\epsilon$  vaut  $5^\circ\text{C}$ . En ce qui concerne le problème de frontière mobile liée à la vaporisation, la méthode plus complexe a été décrite en détail dans<sup>99</sup>. La discrétisation de

<sup>101</sup>R. Gupta, A.Kumar, *Conf. on Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1986, vol 56, p.127

<sup>102</sup>N. Morita *J. Appl. Phys*, 1984, 56, 7, pp.1987- 1991

l'équation (3) se fait à base de différences finies en utilisant un schéma de discrétisation temporelle implicite.

L'électrode cylindrique est maillée avec un maillage non régulier : il est plus fin sous la zone d'application du flux comme le montre la figure 6.5. Il a été choisi afin que la différence maximale de température entre deux points adjacents soit inférieure à  $2\varepsilon$ . Ceci nécessite un maillage de l'ordre de  $200 \times 200$  avec un pas d'espace minimal de l'ordre de 0,2 à 10  $\mu\text{m}$  selon la valeur de la densité surfacique de puissance appliquée. Le pas de temps choisi varie entre 0,1 et 10  $\mu\text{s}$ .

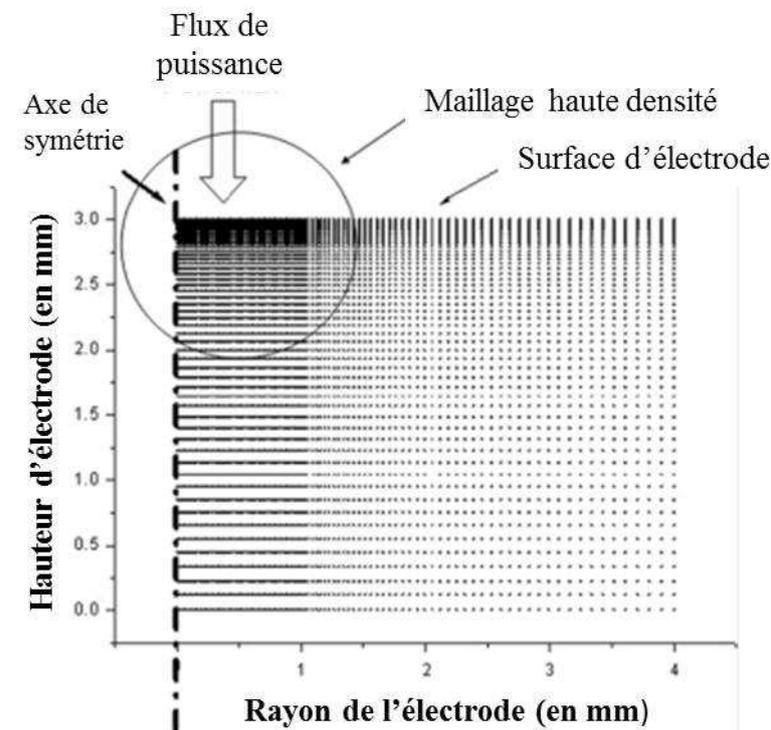


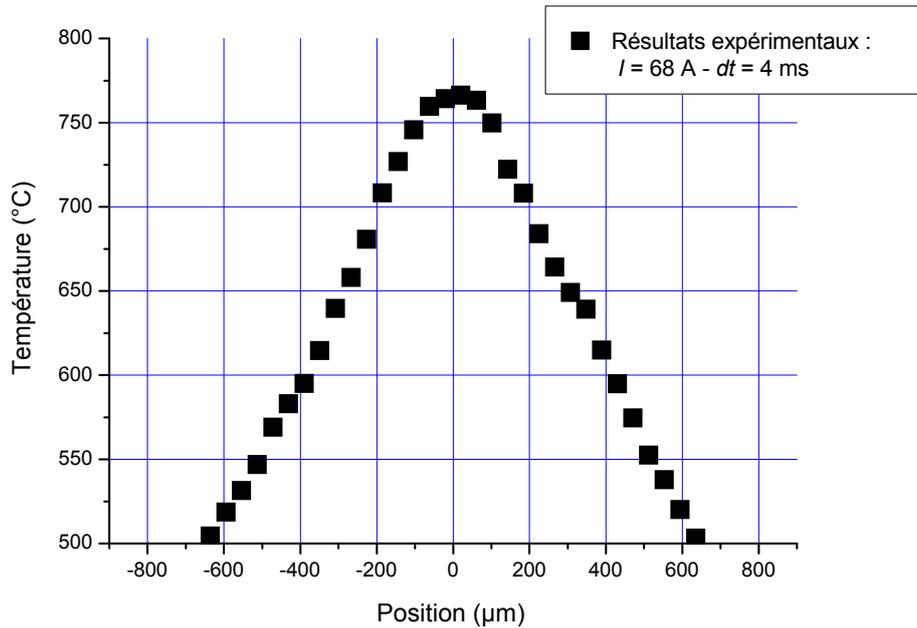
Figure 6.5 : Maillage en fonction de la hauteur et du rayon de l'électrode.

## 6. Estimation du bilan de puissance et de la température de surface à l'aide d'un exemple spécifique

Afin d'illustrer notre méthode, nous allons l'appliquer en détail sur un exemple spécifique. Il s'agit d'une cathode en cuivre ayant subi un arc dont l'intensité moyenne vaut 68 A et dont la durée vaut 4 ms. Nous avons aussi choisi ce cas pour lequel le pied d'arc a été relativement immobile durant tout l'arc.

## Présentation des résultats expérimentaux :

Sur la figure 6.6 nous avons tracé le profil de température obtenu pour  $\tau_{image} = 40 \mu s$ .



**Figure 6.6 :** Profil expérimental de température mesuré pour  $I = 68 \text{ A}$  et une durée d'arc  $dt$  de  $4 \text{ ms}$ .

## Comparaison profil expérimental/profils calculés : proposition de valeurs pour $Q$ et $V_{eq}$ :

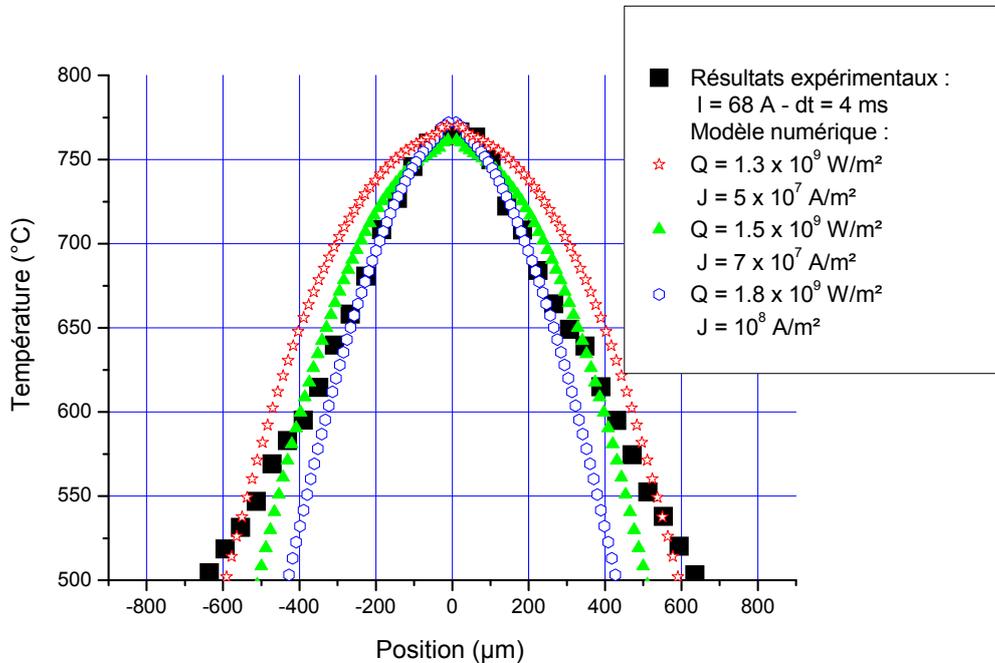
Plusieurs calculs ont été menés pour diverses valeurs de  $V_{eq}$  et  $Q$ . Quand on veut comparer les résultats du calcul avec les résultats expérimentaux, il est nécessaire de prendre en compte le temps d'intégration ou d'exposition de la caméra infra-rouge. Ainsi il ne faut pas comparer le résultat « brut » du calcul mais après le calcul il faut « simuler » le temps de pose de la caméra. Lors de comparaisons expérience/simulation les résultats des calculs prendront donc en compte ce point. Ainsi, dans le cas d'un profil de température, la température présentée sera calculée d'après les valeurs obtenues à l'aide de la formule suivante qui traduit justement le fait que la caméra a un temps de pose appelé  $\tau_{exposure}$  :

$$T_{profile}(r, t = \tau_{image} = 40 \mu s) = \frac{1}{\tau_{exposure}} \int_{\tau_{image} - 0.5\tau_{exposure}}^{\tau_{image} + 0.5\tau_{exposure}} T_{calculated}(r, t) dt \quad (5)$$

Sur la figure 6.7 nous présentons quelques exemples de profils obtenus pour des valeurs de ces deux paramètres qui permettent d'obtenir des profils voisins de ceux observés. Ces trois exemples ne représentent pas l'ensemble des solutions mais donnent un aperçu

« typique » des profils de température que l'on peut obtenir. Les critères de sélection que nous nous sommes proposés sont les suivants :

- une valeur de la température maximale proche de celle mesurée
- une extension spatiale du profil voisine du résultat expérimental.



**Figure 6.7:** Exemple de profil de température expérimental ( $I_{arc} = 68 \text{ A}$ ,  $dt = 4 \text{ ms}$ ) obtenus pour  $\tau_{image} = 40 \mu\text{s}$  et de profils numériques pour 3 différentes valeurs de ( $J$ ,  $Q$ ).

Les trois couples ( $Q$ ,  $V_{eq}$ ) pour lesquels les résultats sont présentés sont ( $1,3 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$ ; 26 V), ( $1,5 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$ ; 21,4 V) et ( $1,8 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$ ; 18 V), ce qui amène plusieurs commentaires :

Les valeurs obtenues pour la densité surfacique de puissance sont toutes voisines et dans la gamme [ $10^9 - 2 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$ ].

Les valeurs obtenues pour  $V_{eq}$  paraissent très élevées par rapport à la tension d'arc par exemple qui vaut environ 20 V pour un arc de 70 A.

Les calculs conduisent à des profils de température qui proposent des valeurs maximales de température très proches de celle du profil observé et qui ont des extensions spatiales du même ordre de grandeur que le profil expérimental. En revanche, ils présentent une décroissance des températures quand on s'éloigne du sommet qui paraît plus brutale que la décroissance observée expérimentalement.

## **Estimation de la température au moment de la coupure – Comparaison avec l'extrapolation expérimentale proposée au chapitre 5 :**

Au chapitre 5 nous avons estimé la température maximale au moment de la coupure en extrapolant les courbes expérimentales. Dans le cas de cathodes en cuivre et d'arcs électriques d'intensité de l'ordre de 60 A pour une durée dans la gamme 3 - 5 ms, nous avons obtenu des températures maximales de surface dans la gamme 580°C - 910°C pour une valeur moyenne de l'ordre de 730°C. Nous proposons ici d'utiliser les valeurs de couples ( $Q$ ,  $V_{eq}$ ) qui conduisent à des profils calculés voisins de celui mesuré expérimentalement et de regarder comment la température maximale de surface évolue durant l'arc ainsi que la valeur qu'elle atteint au moment de la coupure.

Sur la figure 6.8 nous avons tracé pour les trois couples possibles l'évolution de la température maximale de la surface de la cathode au cours de l'arc. On s'aperçoit que bien que les valeurs de  $Q$  varient dans un rapport 1,4, les températures maximales atteintes en surface sont voisines à moins de 15 % près dès que la durée d'arc a dépassé 2 ms (cf. figure 6.9). Ainsi dans les différents cas pour lesquels les couples ( $Q$ ,  $V_{eq}$ ) conduisent à des profils de températures « voisins » de celui observé expérimentalement pour  $\tau_{image} = 40 \mu s$ , la température maximale au moment de la coupure se situe dans la gamme 1000°C - 1150°C.

Il est important de rappeler les valeurs obtenues en extrapolant « simplement » (et peut être trop simplement) les résultats expérimentaux. Ceux-ci conduisaient à une température maximale de surface dans la gamme 580 - 910°C, bien en dessous de celle proposée grâce à notre méthode. Ceci s'explique par le fait que la décroissance de la température dans les premières  $\mu s$  est très importante et ne peut apparaître avec notre méthode de mesure. Par exemple, la modélisation nous donne une décroissance de la température de l'ordre de 300 à 400 °C dans les premières 40  $\mu s$ , c'est-à-dire au moment où on a pu réaliser la mesure la plus proche de la coupure. La décroissance ensuite devient moins aigüe par la suite et n'est plus que de l'ordre de la centaine de degrés sur les 40  $\mu s$  suivantes, là où nous pouvons réaliser nos mesures.

Ces différences peuvent avoir différentes causes :

L'hypothèse d'un pied d'arc parfaitement immobile est restrictive. Il en va de même de considérer une distribution surfacique de densité de puissance uniforme.

La caméra ne nous donne qu'une vision macroscopique (spatialement et temporellement) des phénomènes de chauffage.

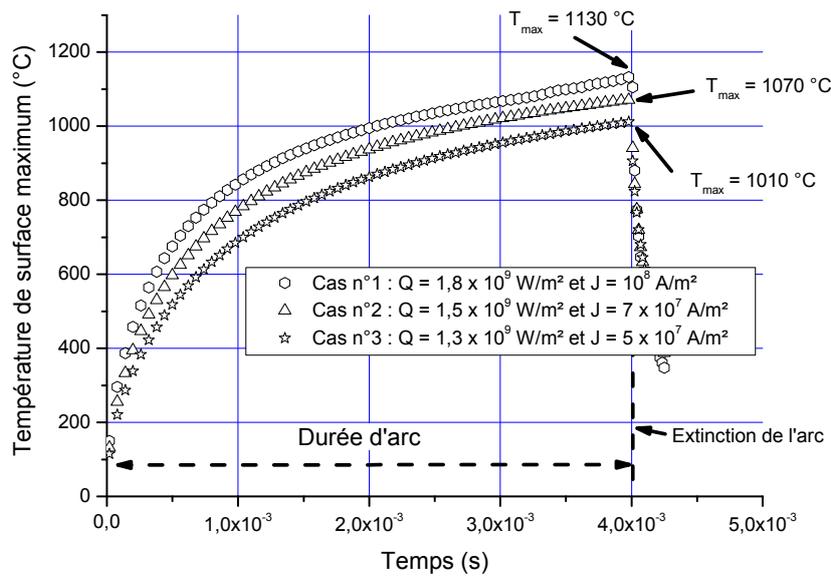


Figure 6.8: Évolution temporelle de la température de surface calculée pour 3 différentes paires  $(J, Q)$ .

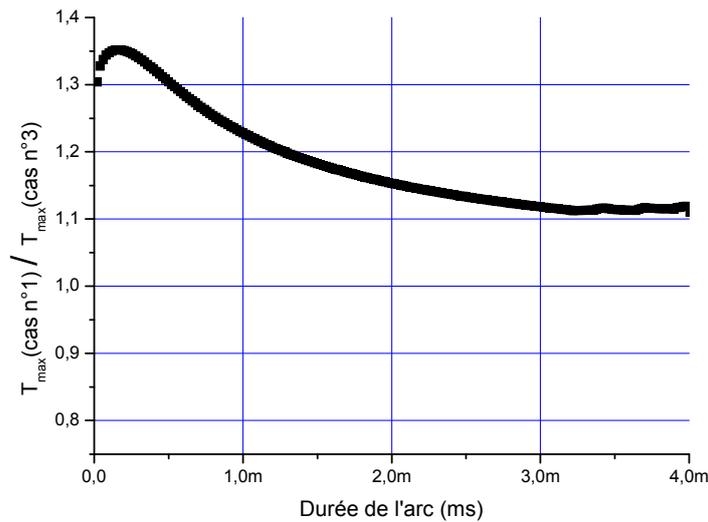
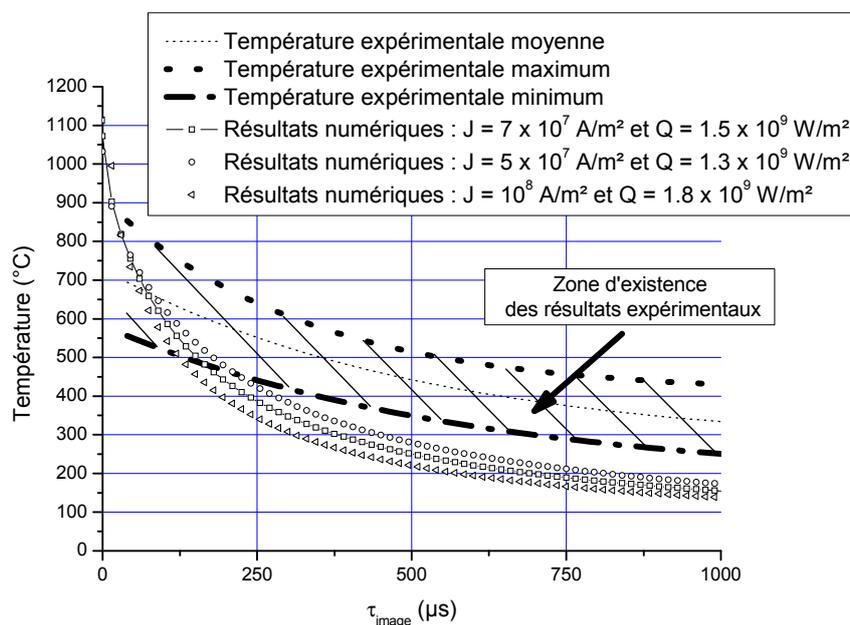


Figure 6.9 : Évolution du rapport entre les températures maximales calculées pour le cas n°1 et le cas n°3 au cours de l'arc.

### Comparaison de la décroissance temporelle expérimentale de la température maximale et des décroissances temporelles calculées pour les trois couples $(Q, V_{eq})$ :

Il est par ailleurs intéressant, même s'il s'agit d'un paramètre encore plus « global » qu'un profil de température, de comparer la décroissance de la température maximale obtenue expérimentalement avec les résultats des calculs pour quelques exemples de « bons » couples  $(Q, V_{eq})$ . Ceci est présenté sur la figure 6.10 sur laquelle nous avons rappelé et tracé :

- l'évolution, après la coupure, de la valeur maximale moyenne de la température de surface obtenue expérimentalement.
- Les valeurs expérimentales maximum et minimum (la gamme dans laquelle on a obtenu les résultats expérimentaux) (en tirets et pointillés respectivement)
- La zone dans laquelle on a obtenu les résultats expérimentaux est donc représentée avec des hachures.
- Les résultats numériques pour les trois « bons » couples  $(Q, V_{eq})$  que nous avons choisis pour illustrer l'exemple.



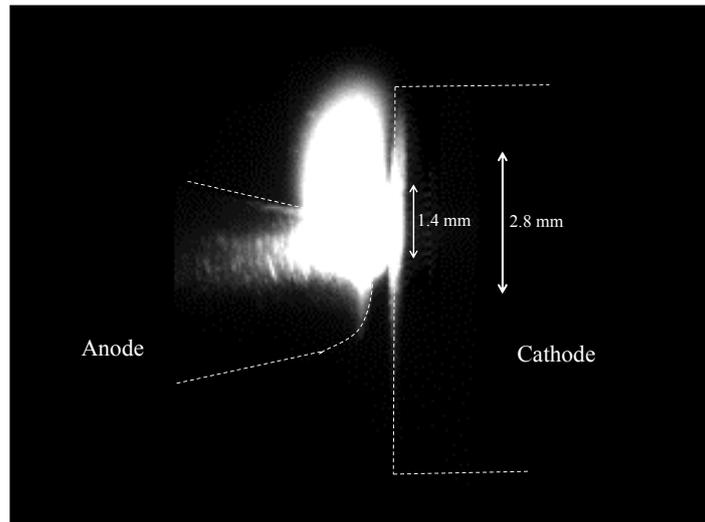
**Figure 6.10** : Décroissance de la température maximum de surface : comparaison entre expérience et calculs.

Un constat rapide s'impose : très rapidement après la coupure (250  $\mu s$ ), la modélisation donne des valeurs maximales pour la température de surface bien inférieures à celles obtenues expérimentalement. Par exemple, 500  $\mu s$  après la coupure les calculs donnent  $T_{max}$  dans la gamme 200°C - 300°C alors qu'expérimentalement la dispersion des résultats donne des températures dans la gamme 350°C – 520°C.

### Commentaires et proposition d'un nouveau modèle de chauffage :

Dans notre proposition de bilan de puissance à la cathode, nous avons considéré que le chauffage de la surface de la cathode se faisait uniquement au niveau du pied d'arc qui a une

surface  $S$  donné par  $S = \frac{I_{arc}}{J} \approx 1mm^2$ . Or nous avons pu observer à l'aide de la caméra rapide que la zone de chauffage était plus importante. Ceci est montré sur la figure 6.11 qui montre qu'il existe de fortes interactions entre la surface de la cathode et les jets de plasma dans la colonne d'arc. Une valeur typique de l'extension de la zone chauffée par ce type d'interactions au cours de l'arc est 1,5 - 2,5 mm.

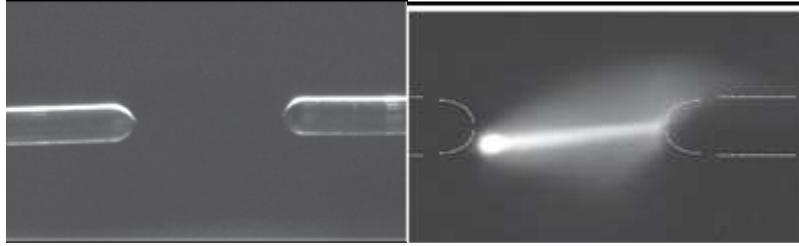


**Figure 6.11:** Photographie du plasma prise 10  $\mu$ s avant que l'intensité du courant de l'arc ne soit forcée à zéro.

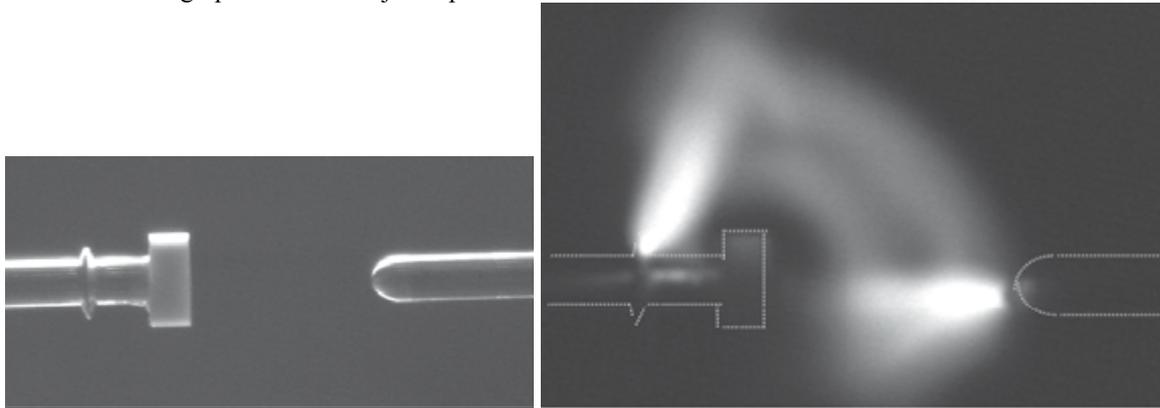
Nous avons donc cherché à prendre en compte ce chauffage supplémentaire plus étendu. L'importance des interactions jets de plasma/surface (chauffage convectif) de l'électrode a déjà été mise en évidence <sup>103</sup> à l'aide d'une expérience qui consistait à étudier l'érosion des électrodes dans deux cas. Un premier cas où les électrodes étaient face à face comme cela est montré sur la figure 6.12. Cette configuration (appelée configuration 1) autorisait d'avoir de fortes interactions jets de plasma/surface qui sont présentées sur photographie de droite de la figure où on voit clairement le jet de plasma en provenance de l'électrode de gauche (l'anode) fortement interagir avec la surface de l'électrode de droite (cathode).

Une seconde configuration décrite sur la figure 6.13 (appelée configuration 2), pour laquelle une céramique mise au bout de l'anode permettait de s'affranchir des interactions plasma / surface au niveau de la cathode comme le montre la figure.

<sup>103</sup> Ph. Teste, T. Leblanc, R. Andlauer, J-P. Chabrier, Plasma Sources Sci. Technol., 2001, 10, pp. 10–16

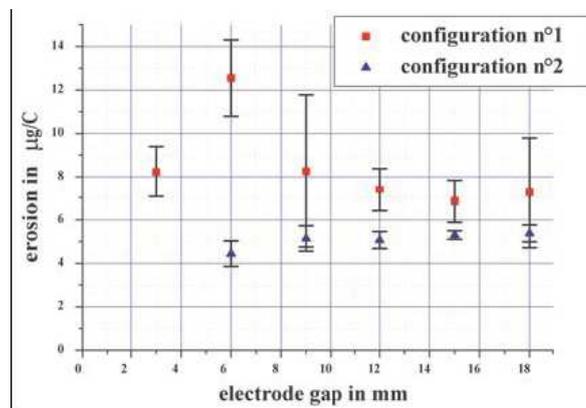


**Figure 6.12:** Photographie de gauche : configuration des électrodes appelée configuration 1. Anode à gauche, cathode à droite  
 Photographie de droite : jet de plasma venant de l'anode en interaction avec la cathode.



**Figure 6.13:** Photographie de gauche : configuration des électrodes appelée configuration 2. Anode à gauche avec une céramique au bout, cathode à droite.  
 Photographie de droite : jet de plasma venant de l'anode sans interaction avec la cathode.

Dans la première configuration, l'érosion dépendait fortement de la distance inter-électrode comme ceci est montré sur la figure 6.14 alors que dans la seconde configuration l'érosion dépend beaucoup moins de la distance inter-électrode. Par ailleurs, on peut constater que quand la distance inter-électrode augmente, l'érosion dans la configuration 1 se rapproche des valeurs obtenues dans la configuration 2. Par cette méthode il avait donc été possible de montrer et de quantifier l'importance des interactions plasma/surface sur le chauffage d'une électrode qui pouvait provoquer une augmentation de l'ordre de 20 à 100 % de l'érosion.



**Figure 6.14:** Érosion de l'électrode ( $\mu\text{g}/\text{C}$ ) en fonction de la distance inter électrode (mm) pour deux configurations différentes :

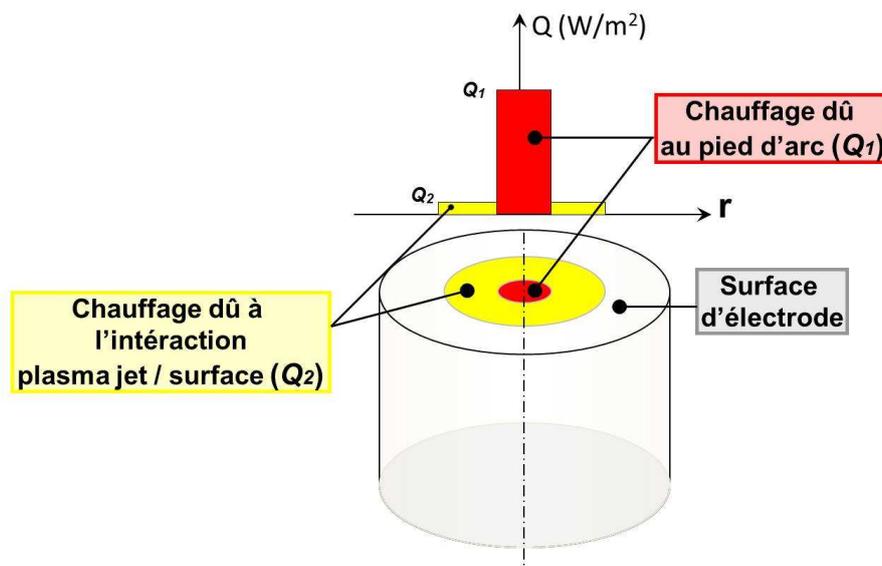
- Configuration 1 : électrodes simplement face à face
- Configuration 2 : anode avec céramique au bout face à une cathode.

Pour prendre en compte ce phénomène dans la simulation nous avons proposé d'ajouter un flux de puissance supplémentaire à celui appliqué uniquement au niveau du pied d'arc. Ceci est décrit schématiquement sur la figure 6.15:

- Un premier flux de puissance noté  $Q_1$  est appliqué au niveau du pied d'arc. Il est caractérisé par les paramètres des équations 1 et 2.
- Un second flux de puissance noté  $Q_2$  simule le chauffage par les jets de plasma. La surface d'application de ce second flux va au-delà de la surface du pied d'arc et « intuitivement » nous avons supposé que son intensité était nettement inférieure à celle de  $Q_1$ .

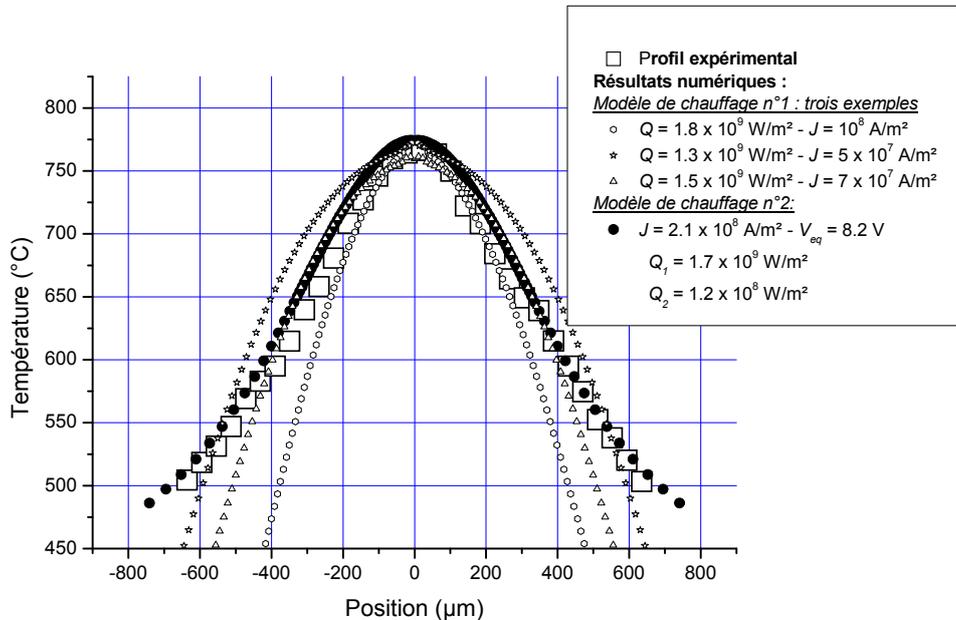
Dans notre exemple nous avons alors cherché à savoir si il était possible de trouver les caractéristiques de  $Q_1$  et  $Q_2$  permettant non seulement de « fitter » le profil de température de surface à  $\tau_{image} = 40 \mu s$  mais aussi de retrouver une décroissance de la température de surface dans la gamme de celle observée expérimentalement. De nombreux calculs ont été réalisés en faisant varier les caractéristiques du premier flux ( $V_{eq}$  et  $Q_1$ ) et celle du second flux ( $Q_2$  et la surface d'application de  $Q_2$ ). Le résultat le plus concluant a été obtenu pour les valeurs suivantes :

- pour  $Q_1$  :  $J = 2,1 \times 10^8 \text{ A.m}^{-2}$ ,  $V_{eq} = 8,2 \text{ V}$ ,  $Q_1 = 1,7 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$
- Pour  $Q_2$  :  $Q_2 = 1.2 \times 10^8 \text{ W.m}^{-2}$  et une surface d'application du flux de l'ordre du  $\text{mm}^2$ .



**Figure 6.15:** Représentation schématique du chauffage de la surface d'électrode dans le cas où l'interaction jet de plasma / surface d'électrode est prise en compte sous la forme d'un flux de chaleur supplémentaire  $Q_2$ .

Sur la figure 6.16 nous avons d'une part rappelé le profil expérimental de la figure 6.6 ainsi que les trois résultats de simulation obtenus avec le premier mode de chauffage. Nous avons aussi ajouté le profil obtenu avec le second mode de chauffage. La concordance entre l'expérience et la simulation est bien meilleure surtout en ce qui concerne la décroissance spatiale de la température sur les bords du profil.



**Figure 6.16:** Rappel des résultats expérimentaux et des résultats numériques obtenus avec le modèle de chauffage n°1. (présentés figure 6.7). Comparaison avec les résultats numériques obtenus dans le cas d'un chauffage dû à un flux supplémentaire (modèle de chauffage n°2).

De plus, nous avons tracé sur la figure 6.17, la décroissance temporelle de la température maximale de surface obtenue avec ce mode de chauffage (n°2) et nous avons aussi rappelé les valeurs expérimentales. Contrairement au cas précédent, la courbe de décroissance simulée est en accord avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, il est aussi important de noter que les valeurs obtenues pour  $V_{eq}$  sont dans ce cas beaucoup plus faibles et semblent être en meilleur accord avec les valeurs proposées classiquement.

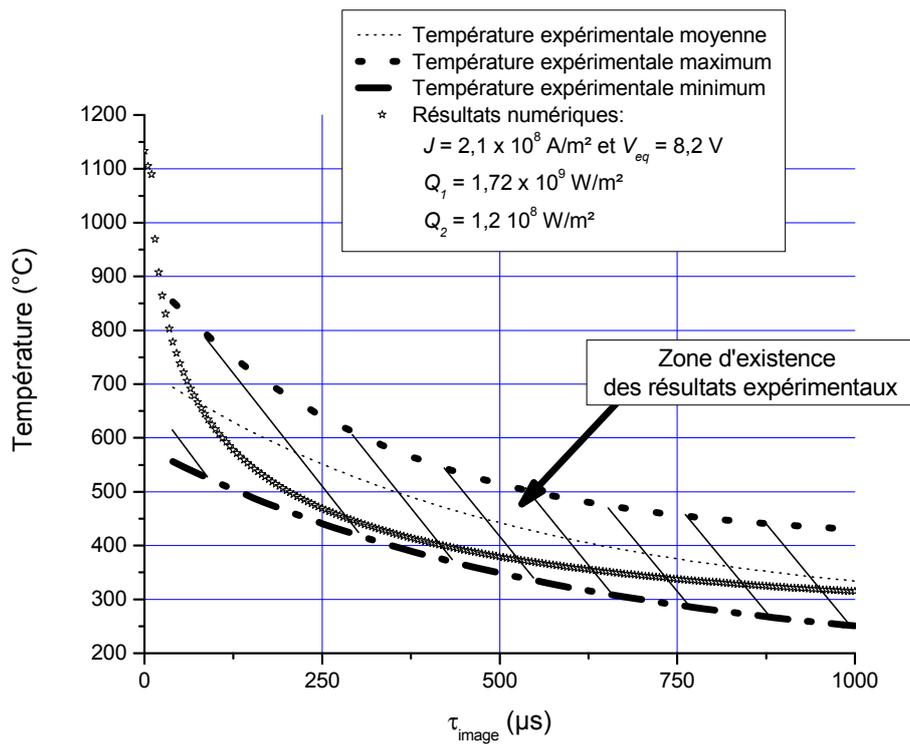


Figure 6.17 : Comparaison entre la décroissance expérimentale de la température en fonction du temps après la coupure et la décroissance numérique pour le mode de chauffage n°2.

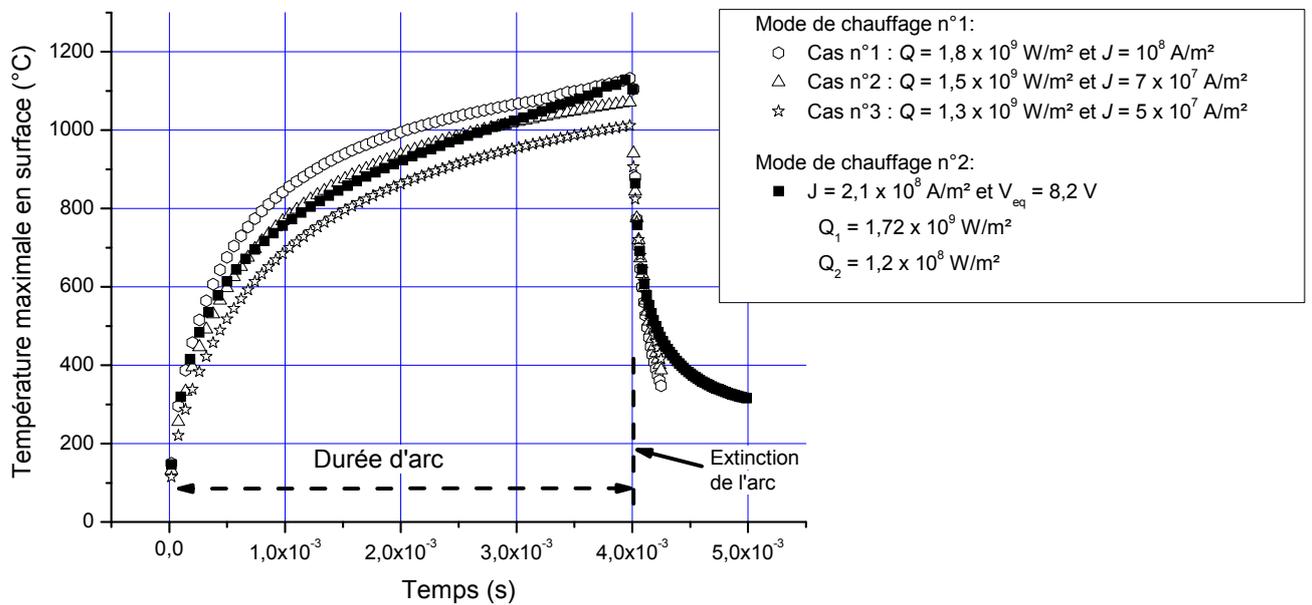


Figure 6.18 : Évolution de la température maximale de la surface au cours du chauffage pour les différentes simulations des deux modes de chauffage.

Il est aussi intéressant de constater qu'avec ce nouveau mode de chauffage, la température atteinte en surface au moment de l'extinction de l'arc n'est pas très différente de celles obtenues avec les autres modes de chauffage. Sur la figure 6.18 nous avons tracé les évolutions de  $T_{max}$  pour les quatre cas présentés ici.

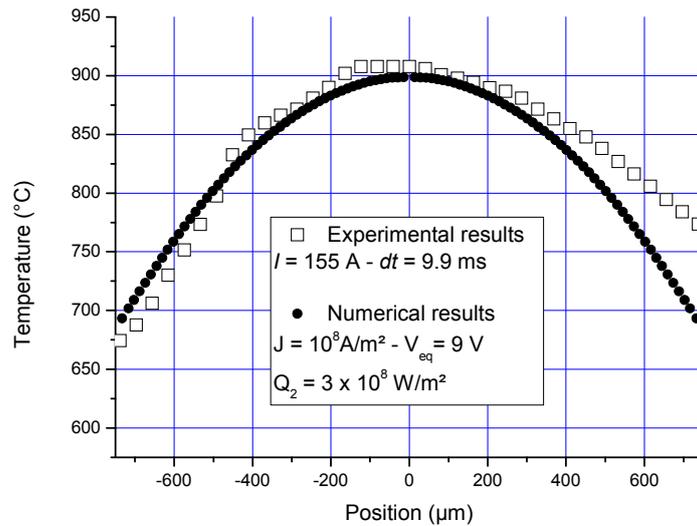
## **7. Quelques exemples pour illustrer l'influence du courant d'arc, de la durée de l'arc et de la polarité des électrodes sur le bilan de puissance**

Nous présentons dans ce paragraphe quelques exemples de profils obtenus expérimentalement et quelques exemples de profils obtenus par la modélisation numérique pour diverses valeurs de l'intensité d'arc et donc de durée d'arc ainsi que pour des cathodes et anodes en cuivre.

### **Cas d'un arc d'intensité de courant plus élevée – cathode en cuivre :**

Sur la figure 6.19 nous avons représenté le profil obtenu pour un courant d'intensité de 155 A, d'une durée valant 8,2 ms. Le profil a été obtenu pour  $\tau_{image} = 40 \mu s$ . Dans ce cas la température maximale mesurée vaut 900°C. Nous présentons sur la même figure un profil obtenu numériquement qui « colle » avec le profil numérique. On peut s'apercevoir que pour « fitter » au mieux, la densité de courant dans le pied d'arc doit être plus faible que pour des durées d'arc plus courtes. Ceci a été vérifié pour les différents cas où les intensités d'arc sont plus importantes et en conséquence les durées le sont aussi. Cela peut s'expliquer par le fait que plus la durée d'arc est importante, moins l'arc est immobile même si les films laissent penser que le pied d'arc est relativement fixe et la zone de chauffage est dès lors plus étendue ce qui se traduit par une densité de courant apparente plus faible et aussi par une valeur pour  $Q_2$  plus élevée.

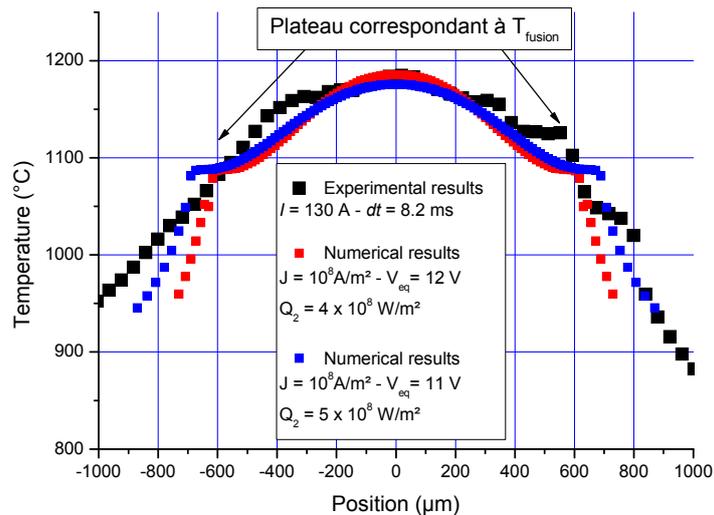
Un autre exemple est proposé qui propose lui un profil plus « compliqué ». Ce profil a lui aussi été obtenu pour  $\tau_{image}$  valant 40  $\mu s$ . Il est présenté sur la figure 6.20.



**Figure 6.19 :** Comparaison entre profil expérimental et profil calculé.

Expérience :  $I = 155 \text{ A} - dt = 9.9 \text{ ms}$

Simulation :  $J = 10^8 \text{ A/m}^2 - V_{eq} = 9 \text{ V} - Q_2 = 3 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ .



**Figure 6.20 :** Comparaison entre profil expérimental et profil calculé.

Expérience :  $I = 133 \text{ A} - dt = 8,2 \text{ ms}$

Simulation n°1:  $J = 10^8 \text{ A/m}^2 - V_{eq} = 12 \text{ V} - Q_2 = 4 \times 10^8 \text{ W/m}^2$

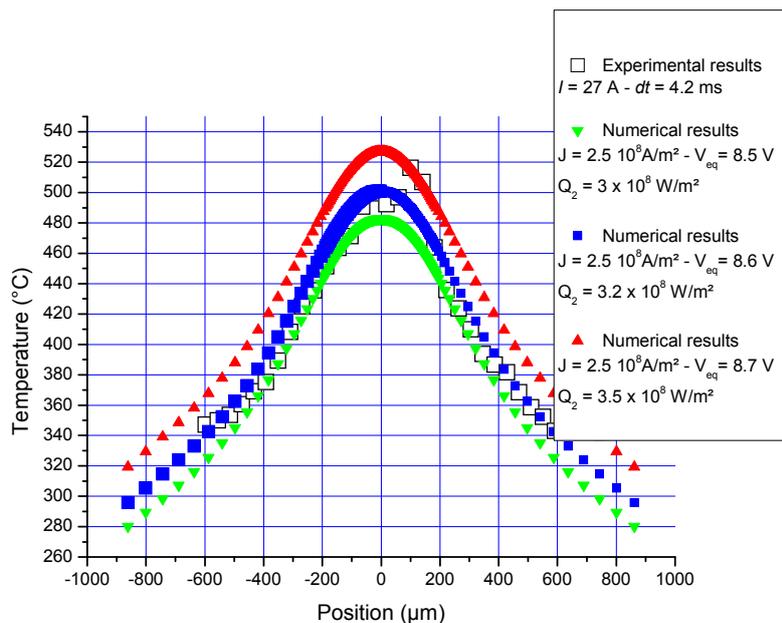
Simulation n°2:  $J = 10^8 \text{ A/m}^2 - V_{eq} = 11 \text{ V} - Q_2 = 5 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ .

Dans ce cas la température maximale mesurée vaut environ  $1175^\circ\text{C}$ . Il faut noter que la température maximale est au-dessus de la température de fusion et résulte donc d'une extrapolation de la courbe de calibration. On voit que la courbe expérimentale présente une sorte de « plateau » avec une « cassure » dans le gradient de température. Ceci correspond au changement de phase. Ce plateau apparaît plus clairement sur les courbes du modèle qui

correspond au cas d'un arc parfaitement immobile. Là encore, les paramètres conduisant au « fit » le plus correcte propose des valeurs de la densité de courant faible. De même que précédemment ceci peut s'expliquer par la durée importante de l'arc et de la mobilité du pied d'arc qui en découle.

### Cas d'un arc d'intensité de courant moins élevée – cathode en cuivre :

Dans le cas d'un arc d'intensité plus faible, et donc de durée plus faible, la valeur de la densité de courant permettant le fit est plus élevée (le chauffage est plus concentré). De plus le « fit » est meilleur du fait aussi de l'immobilité de l'arc. Un exemple est donné sur la figure 6.21 pour un arc de durée de 4,2 ms et dont l'intensité du courant vaut 27 A. Par ailleurs nous avons profité de cet exemple pour illustrer l'influence que pouvaient avoir certains paramètres sur le « fit ». Dans les trois cas la densité de courant est la même. Seules les valeurs de  $V_{eq}$  et de  $Q_2$  varient.



**Figure 6.21 :** Comparaison entre profil expérimental et profil calculé.

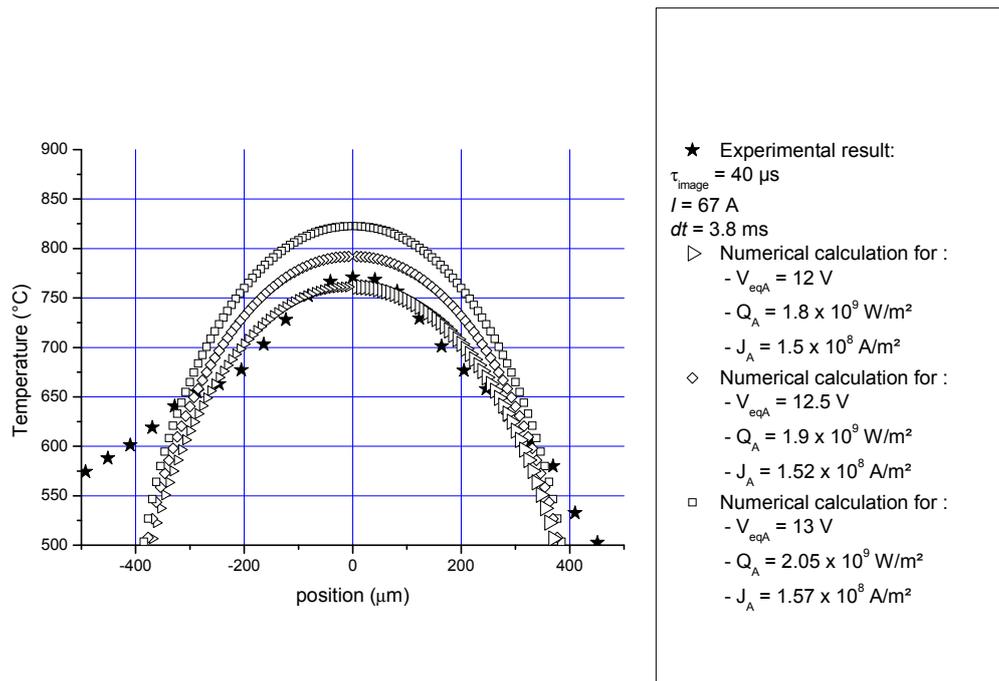
Expérience :  $I = 27 \text{ A} - dt = 4,2 \text{ ms}$

Simulation qui « fit » le mieux :  $J = 2.5 \times 10^8 \text{ A/m}^2 - V_{eq} = 8.6 \text{ V} - Q_2 = 3.2 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ .

### Cas d'une anode en cuivre :

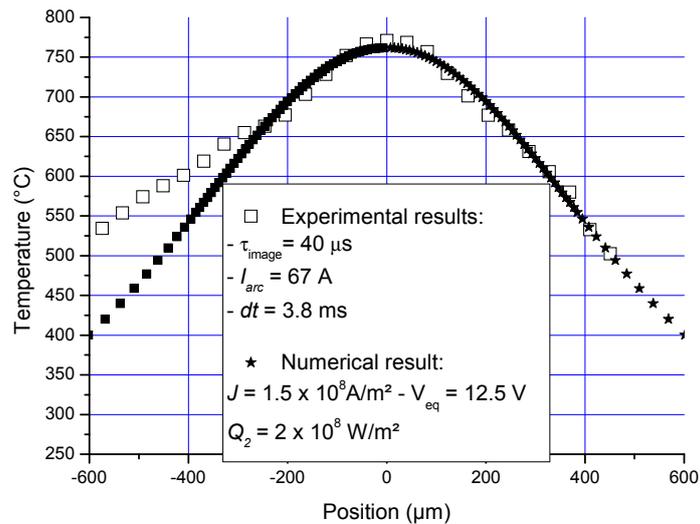
Des résultats similaires peuvent être obtenus pour des anodes. Nous présentons un exemple de résultat obtenu pour une intensité de courant d'arc valant 67 A et une durée d'arc de 3,8 ms. Nous avons comparé à l'aide des figures 6.22 et 6.23 l'influence du mode de

chauffage comme cela a été fait dans le cas d'une cathode précédemment. Sur la figure 6.22, nous présentons plusieurs types de « fit » obtenus avec le mode de chauffage n°1. Nous avons cherché des valeurs pour  $V_{eq}$  et  $J$  (ou  $Q$ ) pour faire correspondre la valeur maximale du profil de température ainsi que la pente. Les profils obtenus avec trois couples sont présentés. Si la valeur maximale des profils calculés reste voisine de celle du profil expérimental, en revanche, les pentes obtenues numériquement sont assez éloignées des pentes expérimentales comme nous l'avons vu précédemment.



**Figure 6.22 :** Comparaison entre profil expérimental et trois profils calculés avec le mode de chauffage n°1.  
Expérience :  $I = 67 \text{ A} - dt = 3,8 \text{ ms}$ .

Sur la figure 6.23 nous proposons les résultats obtenus avec le mode de chauffage n°2 qui permet un meilleur « fit ». Il est intéressant de noter que la forme des profils expérimentaux conduit à des valeurs très proches pour  $J$ ,  $V_{eq}$  et  $Q$  de celles obtenues avec le mode de chauffage n°1. Avec le mode de chauffage n°2 nous avons obtenu  $Q = 1,9 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ ,  $J = 1,5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  et  $V_{eq} = 12,5 \text{ V}$  et  $Q = 1,8 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ ,  $J = 1,5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  et  $V_{eq} = 12 \text{ V}$  pour le mode n°1. Le chauffage « supplémentaire » attribué aux interactions jets de plasma / surface joue surtout sur la forme du profil « loin » du maximum.

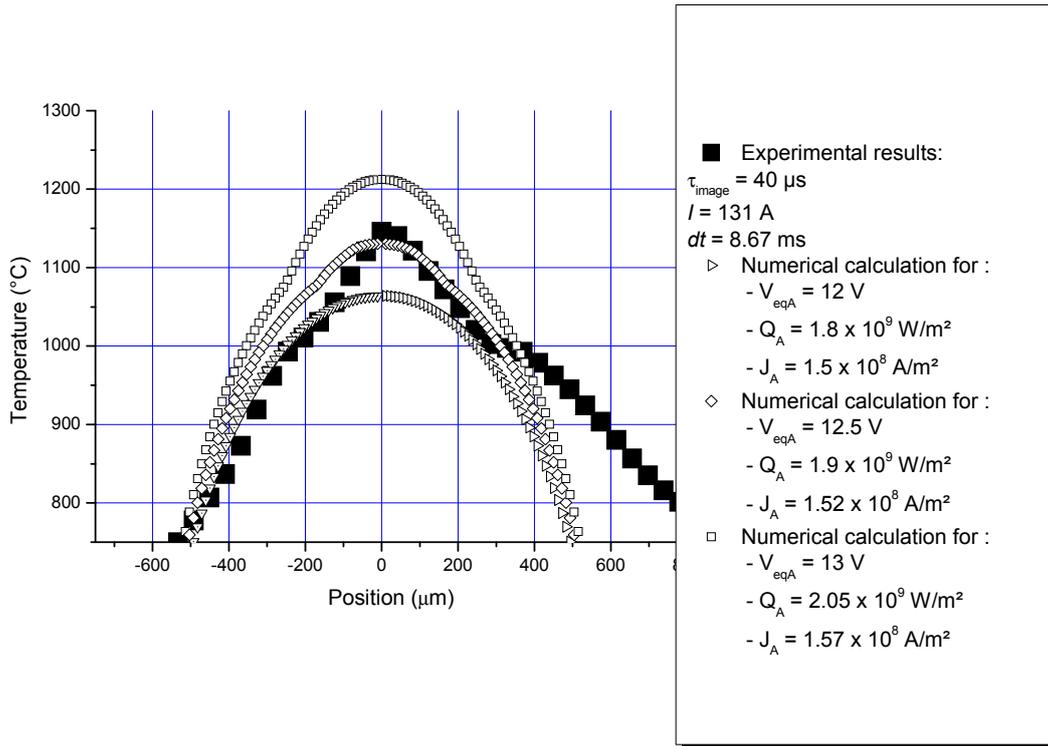


**Figure 6.23 :** Comparaison entre profil expérimental et un profil calculé avec le mode de chauffage n°2.  
Expérience :  $I = 67 \text{ A}$  –  $dt = 3,8 \text{ ms}$ .

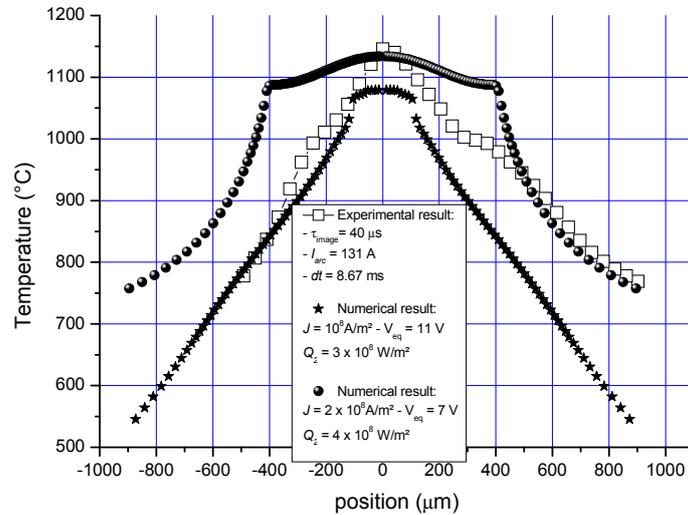
Un cas plus complexe est présenté sur les figures 6.24 et 6.25. Il s'agit d'un arc de durée et d'intensité de courant plus élevées (131 A pendant 8,67 ms). Sur la figure 6.24 le profil expérimental est comparé à des profils «calculés en employant le mode de chauffage n°1. Sur la figure 6.25 le profil expérimental est comparé à des profils calculés selon le mode de chauffage n°2. Dans ce dernier cas les deux profils ont été choisis pour « coller » avec les pentes « loin » du sommet. Dans ce cas, la température obtenue a dépassé la température de fusion et a donc été obtenue par extrapolation des courbes de calibration. L'intérêt d'un tel exemple est multiple :

Le profil expérimental n'est pas symétrique, cela montre que le pied d'arc n'est pas immobile et cela correspond à une majorité de cas dès lors que la durée est importante.

Cet exemple montre qu'il est souvent très difficile de trouver un « fit » correct certainement du fait du déplacement même avec le mode de chauffage n°2.



**Figure 6.24 :** Comparaison entre profil expérimental et trois profils calculés avec le mode de chauffage n°1.  
 Expérience :  $I = 131 A - dt = 8,67 ms$ .



**Figure 6.25 :** Comparaison entre profil expérimental et deux profils calculés avec le mode de chauffage n°2.  
 Expérience :  $I = 131 A - dt = 8,67 ms$ .

## 8. Dispersion des résultats pour une même intensité

Nous avons généralisé cette méthode à plusieurs cas de cathodes pour lesquelles nous avons pu observer que le pied d'arc avait été quasiment immobile durant tout l'arc et pour lesquelles nous avons des profils réalisés pour  $\tau_{image} = 40 \mu s$ . Nous avons aussi choisi des cas pour lesquels les intensités de courant d'arc étaient voisines afin d'estimer la « dispersion » sur les résultats concernant aussi bien l'estimation du bilan de puissance que la température de surface au moment de la coupure. Au total cinq cas réalisaient ces conditions.

Les principaux résultats obtenus sont présentés dans le tableau 6.2:

- Les caractéristiques (intensités et durées) de l'arc sont données dans la colonne 1.
- La colonne 2 indique la valeur de  $T_{max}$  obtenue expérimentalement pour  $\tau_{image} = 40 \mu s$ .
- Les caractéristiques du bilan de puissance obtenues en considérant le premier mode de chauffage et permettant de « fitter » le profil de température de surface sont données dans la colonne 3.
- Les caractéristiques du bilan de puissance obtenues en considérant le second mode de chauffage et permettant de « fitter » le profil de température et d'avoir une décroissance temporelle de  $T_{max}$  en accord avec l'expérience sont données dans la colonne 4.
- La valeur de la température de surface calculée au moment de l'extinction de l'arc est donnée dans la colonne 5.

### Synthèse :

- Les valeurs obtenues pour  $Q_1$  sont dans la gamme  $0,6 - 2,5 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$
- Les valeurs obtenues pour  $J$  sont dans la gamme  $8 \times 10^7 - 3,5 \times 10^8 \text{ A.m}^{-2}$
- Les valeurs obtenues pour  $V_{eq}$  sont dans la gamme  $6,7 - 11 \text{ V}$
- Les valeurs obtenues pour  $Q_2$  sont dans la gamme  $10^8 - 2 \times 10^8 \text{ W.m}^{-2}$

Caractéristiques de l'arc	Valeurs des températures maximales mesurées pour $\tau_{\text{image}} = 40 \mu\text{s}$ .	Caractéristiques du flux de puissance obtenu avec le modèle numérique de chauffage n°1	Caractéristiques du flux de puissance obtenu avec le modèle numérique de chauffage n°2	Valeurs des températures maximum calculées à l'extinction de l'arc
$I_{\text{arc}} = 61 \text{ A}$ $dt = 2,1 \text{ ms}$	860 °C	$Q \approx 2 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $J \approx 8 \times 10^7 - 10^8 \text{ A/m}^2$	$J \approx 2 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ $V_{\text{eq}} \approx 10,4 - 10,7 \text{ V}$ $Q_1 \approx 2,1 - 2,2 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $Q_2 \approx 2 \times 10^8 \text{ W/m}^2$	1200 – 1250 °C
$I_{\text{arc}} = 61 \text{ A}$ $dt = 3,8 \text{ ms}$	800 °C	$Q \approx 1,56 \times 10^9 - 2,5 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $J \approx 5 \times 10^7 - 1,2 \times 10^8 \text{ A/m}^2$	$J \approx 3,2 - 3,5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ $V_{\text{eq}} \approx 6,7 - 7,2 \text{ V}$ $Q_1 \approx 2,15 - 2,5 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $Q_2 \approx 1,2 \times 10^8 \text{ W/m}^2$	1100 – 1300 °C
$I_{\text{arc}} = 68 \text{ A}$ $dt = 4 \text{ ms}$	770 °C	$Q \approx 1,5 \times 10^9 - 1,8 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $J \approx 5 \times 10^7 - 10^8 \text{ A/m}^2$	$J \approx 2 - 2,2 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ $V_{\text{eq}} \approx 8 - 8,25 \text{ V}$ $Q_1 \approx 1,6 - 1,85 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $Q_2 \approx 1,2 \times 10^8 \text{ W/m}^2$	1000 – 1180 °C
$I_{\text{arc}} = 63 \text{ A}$ $dt = 4,2 \text{ ms}$	680 °C	$Q \approx 1,5 \times 10^9 - 1,7 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $J \approx 8 \times 10^7 - 1,05 \times 10^8 \text{ A/m}^2$	$J \approx 1,8 - 2 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ $V_{\text{eq}} \approx 7,7 - 8 \text{ V}$ $Q_1 \approx 1,4 - 1,6 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $Q_2 \approx 1,2 \times 10^8 \text{ W/m}^2$	1000 – 1050 °C
$I_{\text{arc}} = 67 \text{ A}$ $dt = 3,3 \text{ ms}$	555 °C	$Q \approx 1,3 \times 10^9 - 1,6 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $J \approx 8 \times 10^7 - 1,1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$	$J \approx 8 \times 10^7 - 1,1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ $V_{\text{eq}} \approx 7,8 - 8,2 \text{ V}$ $Q_1 \approx 0,6 - 0,9 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ $Q_2 \approx 10^8 \text{ W/m}^2$	840 – 900 °C

**Tableau 6.2:** Synthèse de 5 comparaisons entre expérience et calculs – estimation des caractéristiques du flux de puissance et de la température de surface à l'instant de l'extinction de l'arc.

## 9. Synthèse des résultats obtenus concernant le bilan de puissance

Si on considère les différents cas (pas tous présentés ici) qui ont conduit à des « fits » satisfaisants pour des intensités de courant d'arc dans la gamme 50-80 A, on a pu obtenir des encadrements pour les valeurs des différents paramètres du bilan de puissance pour les cathodes en cuivre et les anodes en cuivre.

Pour des cathodes en cuivre, une intensité du courant d'arc « faible ou moyenne » (inférieure à 100 A) et donc une durée d'arc inférieure à 5 ms, on a obtenu :

- Les valeurs obtenues pour  $Q_1$  sont dans la gamme  $0,6 - 2,5 \times 10^9 \text{ W/m}^2$
- Les valeurs obtenues pour  $J$  sont dans la gamme  $8 \times 10^7 - 3,5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$
- Les valeurs obtenues pour  $V_{\text{eq}}$  sont dans la gamme  $6,7 - 11 \text{ V}$

- Les valeurs obtenues pour  $Q_2$  sont dans la gamme  $10^8$ -  $3,5 \times 10^8$  W/m<sup>2</sup>

Dans les mêmes conditions et pour des anodes en cuivre on a obtenu :

- Les valeurs obtenues pour  $Q_1$  sont dans la gamme  $0,5 - 2,6 \times 10^9$  W/m<sup>2</sup>
- Les valeurs obtenues pour  $J$  sont dans la gamme  $7 \times 10^7$ -  $2 \times 10^8$  A/m<sup>2</sup>
- Les valeurs obtenues pour  $V_{eq}$  sont dans la gamme 9 – 13 V
- Les valeurs obtenues pour  $Q_2$  sont dans la gamme  $10^8$ -  $4 \times 10^8$  W/m<sup>2</sup>

Pour les intensités plus élevées et des durées elles aussi plus importantes (supérieures à 5 ms) on a obtenu pour la cathode des valeurs de  $V_{eq}$  plus importantes et comprises dans la gamme 9 - 14 V qui s'accompagnent de valeurs plus faibles de  $J$  de l'ordre de  $5 \times 10^7$  à  $1,5 \times 10^8$  A/m<sup>2</sup>. La valeur de  $Q_1$  reste globalement dans la même gamme. Il en va de même pour les valeurs de  $Q_2$ . Quant aux anodes aux fortes intensités les valeurs de  $V_{eq}$ ,  $J$  et  $Q_2$  restent dans la même gamme.

## 10. Comparaison avec les résultats de la littérature

### Cas de la cathode en cuivre :

Dans ce paragraphe nous avons comparé les résultats obtenus dans le cadre de cette étude avec d'autres travaux relatifs au bilan de puissance dans le cas d'une cathode en cuivre soumise à un arc électrique dans l'air à pression atmosphérique :

Wang *et al.*<sup>104</sup> ont réalisé des arcs de courtes durées (40 μs) pour des distances inter-électrodes faibles (de l'ordre de 0,1 mm). Ils ont ensuite observé les profils des cratères à l'aide d'un profilomètre 2D. Ce travail expérimental accompagné de travaux de modélisation a permis de déterminer un ordre de grandeur pour la densité surfacique de puissance égal à  $2 \times 10^{10} - 3 \times 10^{11}$  W.m<sup>-2</sup>. Les valeurs obtenues dans ce cas sont un à deux ordres de grandeurs supérieurs à celles présentées ici. Ceci être dû au fait qu'il s'agit d'arcs de durées beaucoup plus courtes et dont le comportement se rapproche de celui de micro-spots pour lesquels les densités surfaciques de puissance obtenues par modélisation sont très élevées.

Teste *et al.*<sup>97</sup> pour des arcs de durée aux alentours de 200 μs et une intensité du courant d'arc variant dans la gamme 400 – 2250 A ont observé les cratères laissés par l'arc. Ils ont mesuré à l'aide d'un profilomètre 3D les profondeurs, rayons et volumes de matière déplacée.

---

<sup>104</sup>B.J. Wang, N. Saka N., *IEEE Trans. Compon. Hybrids Manuf. Technol.*, 1993,16, 4, pp. 456–66

Ils ont alors obtenu à l'aide d'une modélisation des valeurs pour  $V_{eq}$  et  $Q$  qui permettaient d'avoir des résultats de modélisation compatibles avec l'expérience. Pour une cathode en cuivre, un ordre de grandeur correct pour la densité surfacique de puissance est  $6 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$  et la tension équivalente a été trouvée dans la gamme 5,4 – 9 V. On constate que les valeurs obtenues pour  $V_{eq}$  sont très proches de celles obtenues ici. Quant aux valeurs obtenues pour les densités surfaciques de puissance, elles sont du même ordre de grandeur. Là encore, la différence réside peut-être dans la durée des arcs considérés.

Dans le cas d'arcs électriques tournant (avec des températures comprises entre 1100°C et 1400°C des vitesses dans la gamme 60 – 200  $\text{m.s}^{-1}$ ) dans une torche à plasma, Marotta *et al.*<sup>93, 105</sup> ont estimé à l'aide de bilans énergétiques macroscopiques  $Q$  dans la gamme  $6,2 \times 10^9 - 1,2 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$  et  $V_{eq}$  égal à 6,7 V.

Dans<sup>45</sup>, pour des courants d'arc allant de 400 A à 1000 A et des durées d'environ 5 ms,  $Q$  a été trouvé dans la gamme  $6,5 - 9,5 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ .

Coulombe *et al.*<sup>70</sup> ont obtenu en modélisant un micro-spot des valeurs de densité de puissance surfacique dans la gamme  $2 \times 10^{10} - 1,1 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$  et pour  $V_{eq}$  des valeurs dans la gamme 4 – 15 V. Dans ce cas encore, une différence importante entre leur travail et le travail présenté ici existe et peut s'expliquer par des durées d'arc différentes (on rappelle que la durée d'un micro-spot est d'environ 10 – 20 ns).

Rieder<sup>106</sup> a trouvé  $V_{eq}$  égal à 6,1 V quand la distance inter-électrode tend vers 0 et égal à 10 V quand la distance inter-électrode est de 1 mm.

Dans le cas d'une anode en cuivre on peut citer d'autres travaux ayant proposé des valeurs pour  $V_{eqA}$  et  $Q$  :

Rieder<sup>106</sup> a trouvé pour un arc dont l'intensité du courant valait 30 A des valeurs de  $V_{eqA}$  dans la gamme 6,9 - 13 V selon la distance inter-électrode.

Cobine *et al.*<sup>107</sup> ont trouvé  $Q$  dans la gamme  $5 \times 10^8 - 10^{10} \text{ W/m}^2$  et  $6,25 \text{ V} < V_{eqA} < 20 \text{ V}$ .

Marotta *et al.*<sup>93</sup> ont trouvé  $V_{eqA}$  égal à 11V et la densité surfacique de puissance dans la gamme  $3 \times 10^9 \text{ W/m}^2 - 2 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$

<sup>105</sup>A. Marotta, L.I. Sharakhovsky, *IEEE Trans. Plasma Science*, 1997, 25, n°5, pp. 905-912

<sup>106</sup>W. Rieder *W. Z. Phys.*, 1956, 146, pp. 629-643

<sup>107</sup>J. D. Cobine and E. E. Burger, *J. Appl. Phys.*, 1955, 26, pp. 895-900

Pour des arcs de durée de l'ordre de 5 ms, une intensité de courant dans la gamme 200 - 600 A et une distance inter-électrode de 5 mm, Devautour *et al.*<sup>94</sup> ont obtenu une valeur de 6 V pour  $V_{eqA}$  et  $Q_A$  de l'ordre de  $1,2 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ .

Dans<sup>97</sup> pour des arcs de courtes durées (quelques centaines de microsecondes)  $V_{eqA}$  a été trouvé dans la gamme 9 - 12,6 V et  $Q_A$  voisin de  $6 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ .

Des travaux de modélisation proposés à une échelle microscopique<sup>86</sup> ont obtenu  $V_{eqA}$  dans la gamme 8,7 – 9,6 V et  $Q_A$  dans la gamme  $2,15 \times 10^{11}$  –  $4,3 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$ .

Dans le cas de l'anode comme dans celui de la cathode on s'aperçoit que plus les durées d'arc sont élevées, plus les densités surfaciques de puissance sont importantes. Pour les faibles durées, le comportement se rapproche de celui d'un « microspot ». Par ailleurs, on voit aussi la différence qui existe avec les travaux de modélisation réalisés à l'échelle microscopique qui aboutissent tous à des valeurs élevées des densités de courant et des densités surfaciques de puissance.

## **11. Contribution à l'estimation du bilan de puissance à partir de la deuxième méthode présentée au chapitre 5**

À l'heure actuelle, comme nous l'avons dit au chapitre 5, les hypothèses faites et qui ont conduit à la proposition de la seconde méthode de mesure de température de surface sont en cours de validation (ou d'invalidation) expérimentale. Cependant, sans pour autant s'attarder sur le sujet, avant d'en savoir plus, nous avons réalisé quelques calculs similaires à ceux proposés précédemment dans ce chapitre. Le but était de comparer les valeurs obtenues pour le bilan de puissance dans l'air principalement et de les comparer aux valeurs obtenues précédemment.

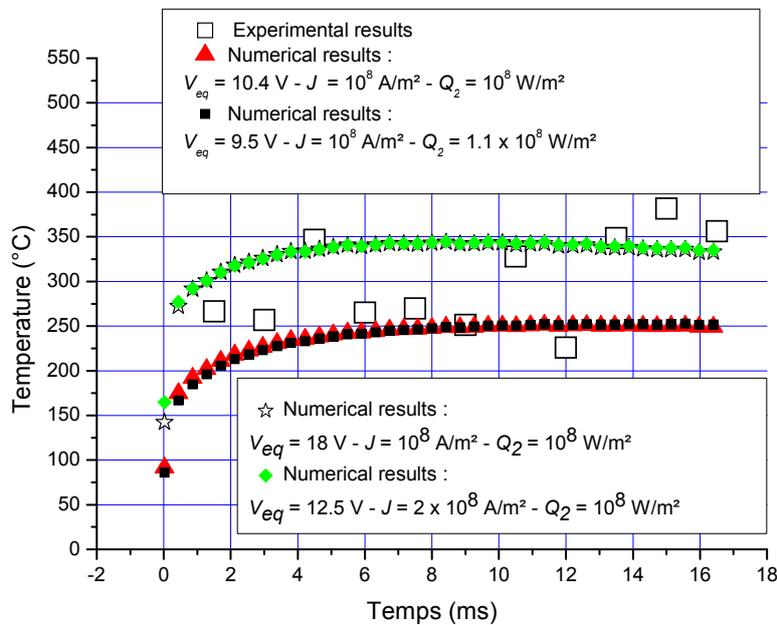
### **Gaz plasmagène : air – $P = 100 \text{ mbar}$ – cathode en cuivre :**

Nous proposons une estimation du bilan de puissance sur un exemple. Pour cela nous avons réalisé un film en cinématographie IR. L'arc dure environ 16 ms. L'intensité varie linéairement au cours du temps de 1,9 A à 1,1 A pendant les 16 ms de la durée de l'arc. Dix photographies ont été prises avec la caméra. Pendant toute cette durée la décharge était sous la forme d'arc électrique. Sur la figure 6.26 nous avons représenté :

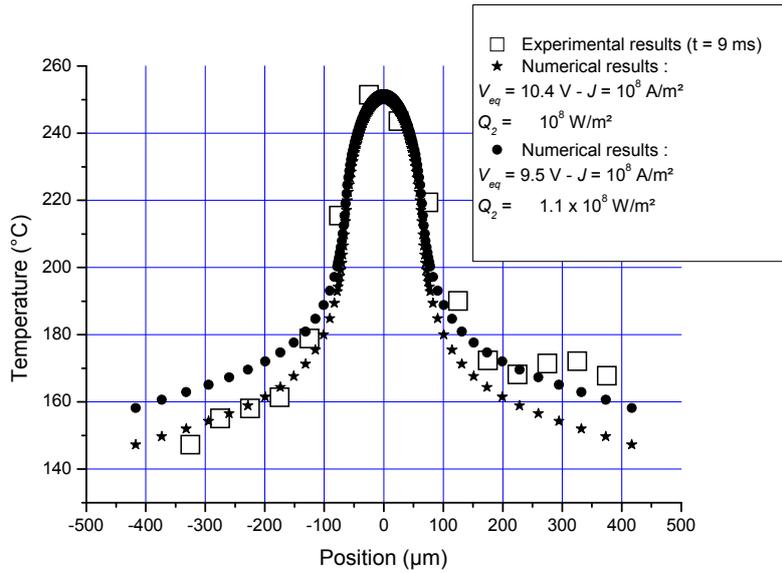
- l'évolution au cours du temps de la température maximale mesurée au niveau du pied d'arc.

- les évolutions calculées pour quatre triplets ( $V_{eq}$ ,  $J$ ,  $Q_2$ ) caractéristiques du bilan de puissance qui donnent des valeurs permettant d'encadrer les valeurs expérimentales obtenues.

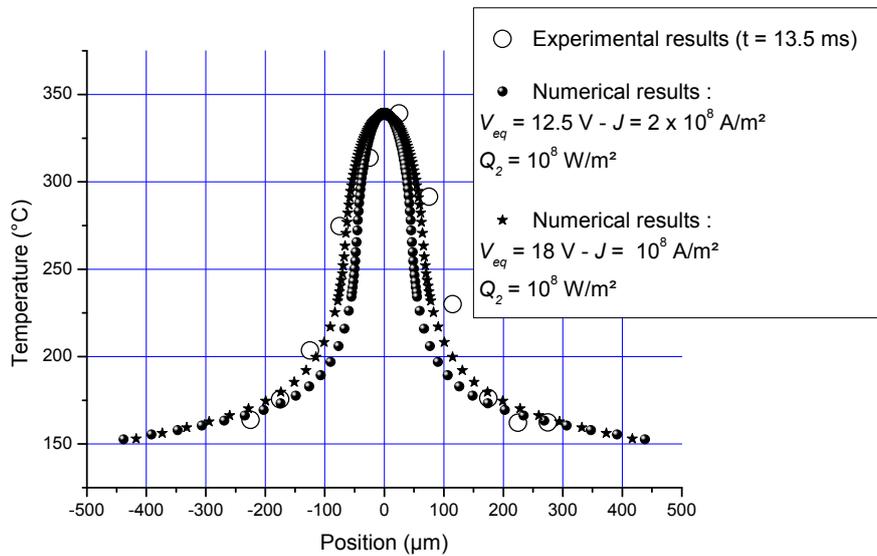
Comme cela a été dit juste avant, on voit qu'un régime peu variable est très rapidement atteint quand on fait l'hypothèse d'un pied d'arc immobile (modèle 2D). Nous avons par ailleurs choisi deux profils expérimentaux correspondant soit à des températures maximales « faibles » (pour  $t = 9$  ms) ou à des températures maximales élevées ( $t = 13,5$  ms). Nous avons alors tracé pour les caractéristiques du bilan de puissance de la figure 6.26 les profils expérimentaux et les profils obtenus par le calcul sur les figures 6.27 et 6.28.



**Figure 6.26 :** Évolution au cours du temps de la température maximale mesurée au niveau du pied d'arc et évolutions calculées pour quatre triplets ( $V_{eq}$ ,  $J$ ,  $Q_2$ ) caractéristiques du bilan de puissance qui donnent des valeurs permettant d'encadrer les valeurs expérimentales obtenues.



**Figure 6.27 :** Profil expérimental à  $t = 9$  ms.  
 Profils calculés pour deux cas :  
 $V_{eq} = 10,4 \text{ V} - J = 10^8 \text{ A/m}^2 - Q_2 = 10^8 \text{ W/m}^2$   
 $V_{eq} = 9,5 \text{ V} - J = 10^8 \text{ A/m}^2 - Q_2 = 1,1 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ .



**Figure 6.28 :** Profil expérimental à  $t = 13,5$  ms.  
 Profils calculés pour deux cas :  
 $V_{eq} = 12,5 \text{ V} - J = 2 \times 10^8 \text{ A/m}^2 - Q_2 = 10^8 \text{ W/m}^2$   
 $V_{eq} = 18 \text{ V} - J = 10^8 \text{ A/m}^2 - Q_2 = 10^8 \text{ W/m}^2$ .

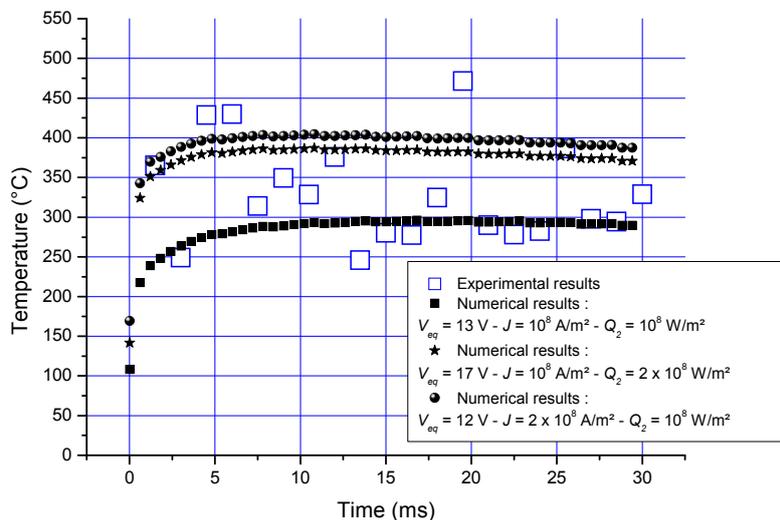
**Gaz plasmagène : air –  $P = 900$  mbar – cathode en cuivre :**

Nous avons appliqué la même méthode pour des arcs dans l'air à  $P = 900$  mbar. De même que pour  $P = 100$  mbar, nous avons tracé sur la figure 6.29 :

- l'évolution en fonction du temps de la valeur maximale de la température pour une impulsion de courant d'arc variant linéairement de 1,9 A à 1,15 A en environ 30 ms. Nous ne prenons en compte que les 28 premières ms durant lesquelles la décharge est dans l'état d'arc électrique uniquement.
- les évolutions calculées pour trois triplets ( $V_{eq}$ ,  $J$ ,  $Q_2$ ) caractéristiques du bilan de puissance qui donnent des valeurs permettant d'encadrer les valeurs expérimentales obtenues.

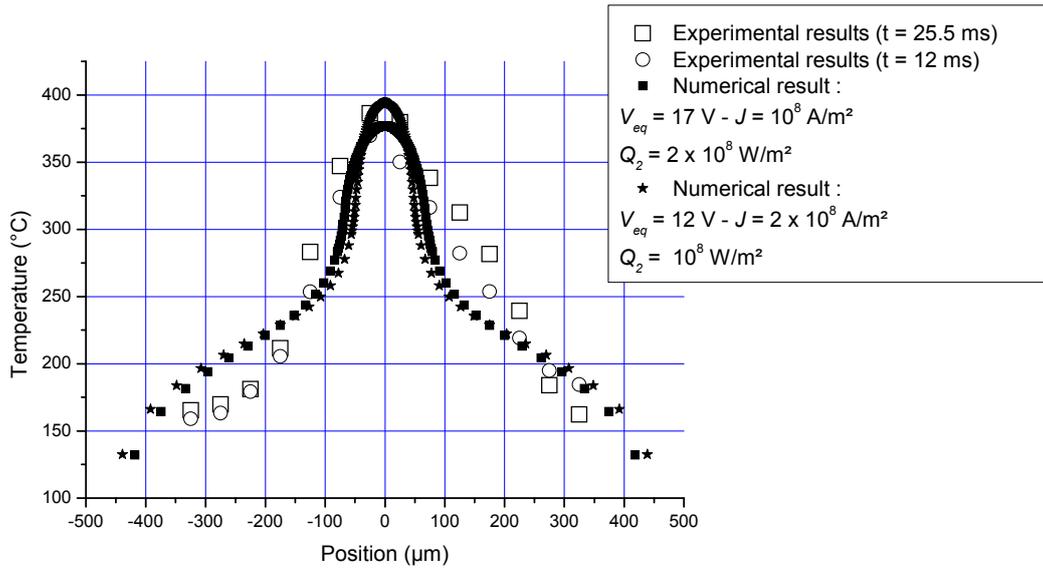
Sur la figure 6.30 deux exemples de profil de température expérimentaux présentant des valeurs élevées de température maximale. Ces deux profils très proches l'un de l'autre ont été mesurés pour  $t = 12$  ms et  $t = 25,5$  ms. Nous avons aussi donné sur cette figure deux exemples de profils calculés pour des valeurs de  $V_{eq}$  et  $J$  permettant de «*fit*ter» correctement les profils calculés et les profils expérimentaux et correspondant aux bilans de puissance de la figure 6.29.

Sur la figure 6.31 un exemple de profil de température présentant des valeurs assez basses (pour  $t = 21$  ms). De même, nous avons proposé un profil calculé pour des paramètres permettant là aussi un «*fit*» correct entre le calculé et l'expérience et proposé sur la figure 6.29.

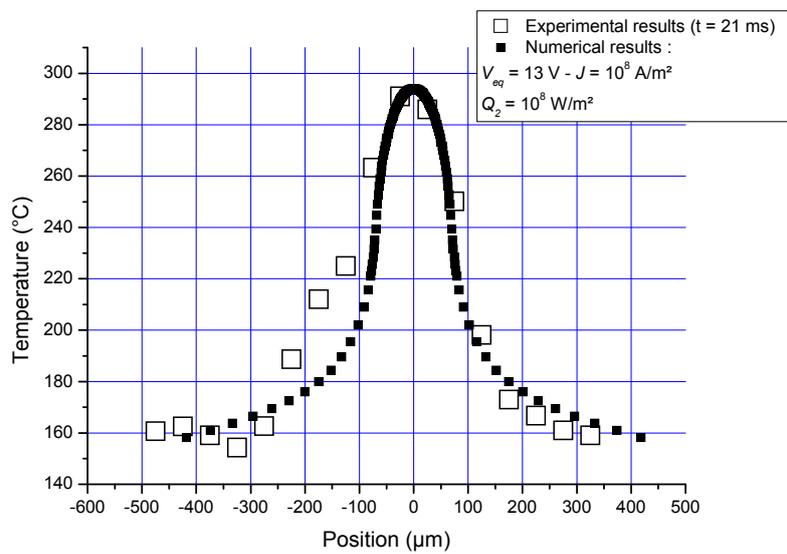


**Figure 6.29 :**

- Évolution au cours du temps de la température maximale mesurée au niveau du pied d'arc.
- Évolutions calculées pour trois triplets ( $V_{eq}$ ,  $J$ ,  $Q_2$ ) caractéristiques du bilan de puissance qui donnent des valeurs permettant d'encadrer les valeurs expérimentales obtenues.



**Figure 6.30** : Deux exemples de profil expérimental à  $t = 12$  et  $25,5$  ms.  
 Profils calculés pour deux cas :  
 $V_{eq} = 12 \text{ V} - J = 2 \times 10^8 \text{ A/m}^2 - Q_2 = 2 \times 10^8 \text{ W/m}^2$   
 $V_{eq} = 17 \text{ V} - J = 10^8 \text{ A/m}^2 - Q_2 = 10^8 \text{ W/m}^2$ .



**Figure 6.31** : Profil expérimental à  $t = 21$  ms.  
 Profils calculés pour :  
 $V_{eq} = 13 \text{ V} - J = 10^8 \text{ A/m}^2 - Q_2 = 10^8 \text{ W/m}^2$ .

Il est intéressant de comparer les valeurs obtenues notamment pour  $P = 900$  mbar avec celles obtenues avec la première méthode.

- Les valeurs de  $J$  semblent être du même ordre de grandeur (peut-être un peu inférieure).
- Les valeurs de  $V_{eq}$  sont légèrement supérieures (10 - 17 V) dans ce cas pour (6,7 – 11 V) pour des mesures faites avec l'autre méthode et des arcs d'intensité de courant de l'ordre de 70 A.
- Les valeurs de  $Q_l$  sont assez similaires : dans la gamme  $10^9$  W/m<sup>2</sup> -  $2 \times 10^9$  W/m<sup>2</sup> pour les cas présents et  $0,6 - 2,5 \times 10^9$  W/m<sup>2</sup> pour les résultats précédents.
- Les valeurs de  $Q_2$  sont elles aussi du même ordre.

## 12. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une méthode simple permettant d'estimer, à partir des mesures de température de surface présentées au chapitre 5, un ordre de grandeur des caractéristiques essentielles du bilan de puissance (puissance et densité surfacique de puissance).

Pour ce faire nous avons opté pour une approche macroscopique qui correspond aussi à l'échelle des mesures présentées au chapitre 5. Nous nous plaçons donc au niveau du pied d'arc et les structures microscopiques ayant par ailleurs des durées de vie très faibles n'apparaissent pas dans notre modèle, leur effet se traduit par un échauffement à une échelle spatiale et temporelle supérieure.

Le modèle numérique choisi est bidimensionnel, ce qui implique que le pied d'arc est immobile pendant toute sa durée et a donc réduit le nombre de cas expérimentaux utilisables pour l'estimation indirecte du bilan de puissance.

Il a été montré que le mécanisme de chauffage impliquait non seulement un chauffage localisé au niveau du pied d'arc mais aussi un chauffage moins intense et plus diffus qu'on peut attribuer aux interactions jets de plasma / surface de l'électrode.

Les résultats obtenus peuvent se résumer ainsi :

Pour une anode en cuivre nous avons trouvé que :

$$0,6 \times 10^9 \text{ W/m}^2 \leq Q_1 \leq 2,5 \times 10^9 \text{ W/m}^2$$

$$8 \times 10^7 \text{ A/m}^2 \leq J \leq 3,5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$$

$$6,7 \text{ V} \leq V_{eq} \leq 10,7 \text{ V}.$$

Pour une cathode en cuivre nous avons trouvé que :

$$0,5 \times 10^9 \text{ W/m}^2 \leq Q_1 \leq 2,6 \times 10^9 \text{ W/m}^2$$

$$7 \times 10^7 \text{ A/m}^2 \leq J \leq 2 \times 10^8 \text{ A/m}^2$$

$$9 \text{ V} \leq V_{\text{eq}} \leq 13 \text{ V}.$$

De plus la modélisation est aussi un moyen de remonter aux températures de surface au moment de la coupure. A titre d'exemple dans le cas de cathode en cuivre nous avons obtenu des valeurs de la température dans le pied d'arc au moment de la coupure dans la gamme 850 - 1300°C

Pour finir nous avons proposé appliqué succinctement notre méthode aux mesures présentées en deuxième partie de chapitre 5. Elles conduisent à des caractéristiques du bilan de puissance assez voisines de celles obtenues en première partie. Reste à savoir si les différences observées sont imputables à la méthode expérimentale, à la différence de pression ou à la différence d'intensité de courant d'arc.



# Conclusion générale

L'objectif général de notre travail était d'apporter une contribution à l'étude de la transition décharge luminescente / arc électrique. Pour ce faire, une démarche essentiellement expérimentale a été adoptée. Deux approches ont été choisies. D'une part, l'étude de la décharge au voisinage de la transition a été conduite, aussi bien du point de vue de sa structure que du point de vue de ses caractéristiques électriques. D'autre part, l'échauffement des surfaces des électrodes sous l'action d'un arc électrique a été caractérisé, et le bilan de puissance aux électrodes a été estimé au moyen des résultats expérimentaux et d'un modèle 2D.

L'ambition initiale était de proposer une étude pour deux matériaux de cathode aux propriétés très différentes *a priori* : une cathode (dite froide) en cuivre et une cathode (dite chaude) en tungstène. Nous envisagions de plus de mener l'étude dans deux atmosphères gazeuses : air et argon, à une pression comprise entre 100 mbar et 1 bar. L'objectif final visé était d'observer les différents comportements aussi bien d'un point de vue structurel que d'un point de vue thermique pour les deux types d'électrodes dans les diverses conditions expérimentales.

Dans ce contexte, deux dispositifs expérimentaux ont été mis en œuvre. Le premier avait pour fonction de permettre l'étude et l'observation de la décharge autour de la transition dans une atmosphère contrôlée. Pour répondre aux diverses contraintes liées aux problèmes d'observation de la décharge, d'isolation des électrodes et d'interaction entre la décharge et les parois, une enceinte spécifique a été conçue et réalisée au Laboratoire, de même qu'une alimentation électrique spécifique. Cette dernière permet d'une part de générer une décharge stationnaire avec des courants de faible intensité et d'autre part de superposer à la composante continue une impulsion de courant qui, selon la valeur de l'intensité, peut prendre la forme d'un échelon de durée contrôlable ou, pour les courants plus forts, la forme d'une impulsion de courant d'intensité décroissante correspondant à la décharge d'un banc de capacités.

Le second dispositif permettant la mesure de température de surface d'une électrode soumise à un arc électrique (caméra infra-rouge) est constitué d'une alimentation de puissance

disponible au Laboratoire et d'un dispositif mécanique permettant l'amorçage de l'arc par ouverture de contact afin d'éviter l'emploi de la haute tension pour amorcer l'arc. Dans un premier temps, ce dispositif a été utilisé dans l'air à pression atmosphérique et devait ensuite être adapté à une enceinte contenant une atmosphère d'argon à une pression comprise entre 100 mbar et 1 bar. Cette dernière configuration n'a pas pu être exploitée dans le cadre de la thèse.

Pour les deux dispositifs, l'observation de la décharge a été faite à l'aide d'une caméra rapide. Il convient de rappeler ici les critères retenus pour définir le régime d'arc dans ces travaux. Il s'agit de critères électriques et structurels, et non de critères thermodynamiques. Ainsi, des régimes d'arc sont rencontrés pour de faibles intensités (60mA dans le cas du tungstène dans l'argon), et pour lesquels la tension aux bornes des électrodes était de quelques dizaines de volts. Ce régime d'arc est par ailleurs caractérisé par l'existence d'un pied cathodique concentré (spot).

La première étude concernant l'observation de la transition glow/arc a tout d'abord été réalisée dans l'air pour diverses pressions inférieures à la pression atmosphérique. Plusieurs résultats nous ont alors incités à changer de gaz plasmagène et à passer dans l'argon :

- nous avons observé une grande dispersion dans les résultats, se traduisant par une faible reproductibilité du régime de décharge à intensité donnée.
- Nous n'avons observé que très peu de transitions spontanées, limitant ainsi l'étude aux transitions « forcées » apparaissant lors de l'application de l'échelon de courant et dont la dynamique peut dépendre des caractéristiques du circuit d'alimentation.

Dans le cas d'une cathode en tungstène dans l'argon, les transitions spontanées se produisent pour de faibles valeurs d'intensité. L'emploi possible de l'interrupteur statique et donc le contrôle précis de l'intensité de décharge a permis une étude rigoureuse du phénomène. Dans le cas d'électrodes en cuivre dans l'argon, les transitions se produisant pour des intensités plus élevées, nous avons dû réaliser l'étude au moyen d'une impulsion de courant d'intensité décroissante ce qui a rendu le travail de synthèse plus difficile. Dans les deux cas, la transition se produit sans que toute la surface de l'électrode ne soit recouverte par le pied cathodique de la décharge. Les principales observations menées en cinématographie rapide autour de la transition sont les suivantes :

- le pied anodique ne change pas de structure du fait de la transition. Il est relativement fixe et unique sur le tungstène et très instable (et peut être multiple) sur le cuivre.
- Le pied cathodique change de structure lors de la transition (diffuse pour un glow, concentrée pour un arc)
- L'évolution de la colonne positive est complexe, de totalement diffuse à partiellement diffuse (coexistence d'une partie diffuse et d'une partie sur laquelle on observe une constriction de la colonne, par la suite qualifiée de zone filamentaire) dans le cas du glow pour des électrodes en tungstène, elle devient totalement filamentaire en régime d'arc. Dans le cas du cuivre, les différences les plus notables sont observées pour la valeur de pression la plus faible (100 mbar). Dans ces conditions, la colonne positive peut être partiellement filamentaire et partiellement diffuse en régime d'arc. La partie diffuse et riche en vapeur métallique se trouve côté cathode. En régime de glow à forte intensité, la colonne de décharge est filamentaire sur la totalité ou la presque totalité de sa longueur. Les vapeurs métalliques n'apparaissent pas même pour les fortes intensités. A faible intensité la colonne est diffuse.
- Dans tous les cas, aucune transition à l'arc n'est observée sans constriction quasi-totale de la colonne positive.
- Dans le cas d'électrodes en tungstène dans l'argon, la vitesse d'extension de la zone filamentaire depuis l'anode vers la cathode a été vue dépendante de la pression et de l'intensité.

Lors d'une transition spontanée (entre une décharge glow en régime filamentaire et l'arc), la durée de transition (mesurée sur la base de la dynamique de la chute de tension aux électrodes) a été linéairement corrélée à la distance inter-électrode, suggérant un mécanisme propagatif à vitesse constante dans la colonne. Au cours des mêmes expériences, une durée incompressible nécessaire à la transition a été estimée (50 - 100 ns), qui peut être attribuée au temps de changement de structure de la zone cathodique, et dont la valeur a été vue indépendante de la pression et de l'intensité. En revanche, plus la pression est élevée, plus la durée totale (durée du mécanisme propagatif + durée constante de changement de structure de la zone cathodique) des transitions est longue ; par ailleurs, à pression constante, cette durée

de transition spontanée décroît à intensité croissante, pour tendre vers une durée limite, correspondant à la durée constante de changement de structure de la zone cathodique.

Comme lors de la première étude, la seconde étude a été menée dans un premier temps dans l'air avec des électrodes en cuivre. Pour des raisons de faisabilité, nous avons entrepris nos mesures pour des arcs dont l'intensité du courant était assez élevée (de 25 A à environ 150 A). Afin de ne pas perturber la mesure de température par le rayonnement du plasma, la mesure a été effectuée juste après une coupure brutale et contrôlée de l'arc. Dans le cas des anodes en cuivre, nous avons étudié plus particulièrement l'influence de l'intensité du courant sur la température de surface. Dans le cas des cathodes en cuivre nous nous sommes attachés à estimer la dispersion des résultats pour une seule gamme de courant ( $I \approx 70$  A). Un grand nombre de mesures a été réalisé pour cette valeur d'intensité. Dans les deux cas, les mesures ont été faites à différents instants après la coupure et ont permis de quantifier la décroissance de la température de surface au cours du temps.

Une grande dispersion a été observée dans les mesures. Elle a été attribuée à la mobilité des pieds d'arc sur les électrodes. Les mesures réalisées ont permis de proposer par extrapolation des valeurs de température de surface au moment de la coupure. Les valeurs obtenues comprises entre 700 et 850°C (pour un arc de 70 A et quelques ms) nous ont paru relativement faibles par rapport à nos attentes. Ceci peut s'expliquer par le caractère relativement macroscopique de nos mesures (aussi bien spatialement que temporellement). Dans un second temps les mesures pour des courants moins intenses ont été réalisées par une autre méthode qui permet en faisant certaines hypothèses de réaliser la mesure pendant l'arc lui-même et de proposer une estimation de la température de surface. Les hypothèses sont en cours de validation expérimentale.

Le travail expérimental concernant la mesure de température s'est accompagné d'une phase de modélisation ayant pour but d'estimer les caractéristiques du bilan de puissance aux électrodes à l'aide d'une part des résultats expérimentaux obtenus, et d'autre part d'un modèle simple 2D permettant de simuler l'échauffement d'une électrode soumise à un flux de chaleur intense et immobile. Pour cela, nous avons proposé une approche macroscopique qui correspond aussi à l'échelle des mesures présentées au chapitre 5. Il a été montré que le mécanisme de chauffage impliquait non seulement un chauffage localisé au niveau du pied

d'arc mais aussi un chauffage moins intense et plus diffus, attribuable aux interactions jets de plasma / surface de l'électrode. Des encadrements ont été proposés pour les valeurs des densités de courant au pied d'arc, des tensions équivalentes et des densités surfaciques de puissance apportées par le pied d'arc aux électrodes. De plus la modélisation a été utilisée pour estimer de nouveau les températures de surface au moment de la coupure. Les valeurs obtenues sont bien plus élevées que celles obtenues par extrapolation au chapitre 5.



# Perspectives

Les deux études ont été menées parallèlement. Comme évoqué au début de ce mémoire, cette méthode a présenté certains avantages mais aussi certains inconvénients, la progression des travaux ne se faisait pas de façon uniforme pour les deux expériences. En conséquence, certains des objectifs initiaux n'ont pas été atteints. Cependant, si cette démarche a créé un certain déséquilibre dans l'obtention des résultats au risque de faire perdre un peu de cohérence à l'ensemble, elle a néanmoins permis d'approfondir certaines parties et a aussi mis rapidement en évidence de nombreuses difficultés, dont certaines ont pu être surmontées.

Les travaux présentés dans ce mémoire ont fait apparaître certains points à éclaircir, mais aussi mis en évidence l'intérêt de poursuivre certaines parties des études entreprises.

On peut de façon simple présenter nos propositions de perspectives en deux domaines qui concernent naturellement d'une part les études relatives à la transition glow / arc proprement dite, et d'autre part les mesures de températures et les modélisations simples qui les accompagnent et qui avaient aussi pour but d'estimer le bilan de puissance.

## **Domaine de la transition glow / arc :**

La transition du glow vers l'arc peut passer par plusieurs phases qui s'accompagnent de changement de structures aussi bien au niveau de la colonne de la décharge que de la zone proche de la cathode. Si ces régimes ont été au cours de ce travail décrits d'un point de vue électrique, la dimension thermodynamique manque clairement. Ainsi, la décharge qualifiée dans le cadre de cette thèse d'arc électrique, défini par sa chute de tension caractéristique, ne présente peut-être pas, compte-tenu des faibles intensités (chapitre 3), un équilibre thermodynamique local. Ainsi, il paraît judicieux d'obtenir des précisions sur les températures électronique et de « lourds » du plasma dans les différents états observés afin de mieux appréhender les mécanismes physiques qui sont activés lors des changements observés, qu'il s'agisse des changements de structures de la colonne de décharge ou des changements de structure au niveau de la zone cathodique. Dans cet objectif, des mesures de spectroscopie d'émission optique<sup>108, 109</sup> pourraient permettre d'obtenir ce type d'information.

Différents travaux ont été réalisés sur la modélisation de la transition<sup>110, 111</sup>. Kristya base son modèle sur le bombardement ionique et l'évolution des parts respectives des différentes émissions

---

<sup>108</sup> D. Staack, B. Farouk, A. Gutsol, A. Fridman, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2008, 17, 025013

<sup>109</sup> C O Laux, T G Spence, C H Kruger and R N Zare, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2003, 12, pp. 125–138

<sup>110</sup> V. I. Kristya, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2008, Vol. 72, No. 7, pp. 966–968.

électroniques (émission secondaire et émission par effet thermo-ionique). Dans ces travaux, Kristya ne prend en compte ni le plasma de décharge, ni les changements dans les propriétés de la colonne de plasma au-dessus de l'électrode. Une piste possible est actuellement en cours d'exploration. Nous avons entrepris de faire les premiers pas dans la modélisation de l'échauffement d'une rugosité<sup>112</sup> et de la façon dont une telle rugosité peut subir un « emballement » thermique pouvant conduire à une émission électronique de type thermo-ionique importante. Une telle modélisation, pourrait s'appliquer à la transition glow / arc dans le cas d'une cathode chaude en tungstène. Les mesures de durées de transition représentent une donnée expérimentale intéressante à confronter aux résultats des modèles. Par exemple, les travaux de Kristya conduisent à des durées de transition de l'ordre de la centaine de milliseconde voire la seconde ce qui reste très éloigné des résultats expérimentaux observés.

Une poursuite moins originale, mais présentant malgré tout un intérêt, pourrait consister à élargir la gamme de pression étudiée, à changer les géométries et les matériaux d'électrodes. Par ailleurs, afin de limiter la propension d'un glow à transiter vers l'arc, nous comptons étudier l'influence d'un champ magnétique sur l'apparition du phénomène. Des essais préliminaires ont été réalisés avec un champ qui s'est avéré malheureusement trop intense et non homogène et n'ont pas permis pour le moment d'étudier l'influence d'un tel champ sur les propriétés du glow.

Approfondir l'étude sur la dynamique de transition représente une piste intéressante pouvant permettre d'une part de faire apparaître une chronologie dans les phénomènes physiques impliqués dans la transition et d'autre part de comprendre plus en détail l'ensemble de ces phénomènes. Certaines questions restent posées : s'agit-il vraiment d'un phénomène de propagation dans la colonne au moment de la transition ? Peut-on mieux appréhender les phénomènes aux électrodes ? Pour cela, nous comptons modifier le dispositif actuel afin d'effectuer des mesures rapides (échelle de la nanoseconde) d'émission afin de confirmer ou d'infirmer un phénomène de propagation.

De façon plus anecdotique, dans les conditions expérimentales de cette étude, un certain nombre d'éléments semblent avoir éclairci le rôle des transitions successives arc vers glow puis glow vers arc sur le mode de déplacement du pied d'arc en surface de cathode quand les transitions successives se déroulent dans de très faibles intervalles de temps. On peut rappeler certaines observations faites dans l'air pour des intensités de courant d'arc plus élevées. D'une façon générale il a été observé que le pied d'arc sur une cathode se déplaçait de façon continue ou continue par morceaux. Une proposition d'explication avait été avancée pour expliquer les « bonds » qui parfois apparaissaient au milieu d'un déplacement majoritairement continu : l'arc pouvait trouver des conditions favorables d'émission

---

<sup>111</sup> K. B. Liland, Thèse de doctorat, Institue of Tromso et Université Paul Sabatier, 1997

<sup>112</sup> A. Bonjou, F. Fauche, rapport de stage de 3<sup>ème</sup> année, Supélec, 2011

électronique sur la cathode « loin » de son pied cathodique quand la colonne d'arc se déformait et venait créer les conditions favorables à l'émission, soit en chauffant, soit en imposant un champ électrique à distance du pied déjà présent. Dans ce mémoire, nous avons vu que dans les conditions expérimentales spécifiques de notre étude, le déplacement du pied d'arc par bonds était systématiquement lié à une succession de transition arc vers glow puis glow vers arc. Il serait intéressant d'étudier dans quelles conditions expérimentales (pression, courant, tension maximale disponible, matériau d'électrode...) ce type de constatations restent valides.

### **Domaine de la mesure de température :**

A très court terme, les modifications d'ordre mécanique sont en cours sur le dispositif afin de valider ou d'invalider expérimentalement la deuxième méthode de mesure de température proposée au chapitre 5.

Toujours dans le cadre des suites directes de notre étude, nous allons poursuivre les mesures de température dans l'air à pression atmosphérique avec la première méthode de mesure en tentant d'étendre la gamme de courant surtout en ce qui concerne les cathodes. On peut, par ailleurs, imaginer des temps d'exposition plus court (proche de la microseconde) pour des arcs d'intensité très élevée. Disposant d'un corps noir, nous aurions alors toute latitude pour réaliser un étalonnage de la caméra pour des temps d'intégration très courts.

L'expérience permettant la mesure de température juste après la coupure brutale de l'arc est en cours de modification pour pouvoir réaliser des mesures sous atmosphère contrôlée. Malgré les difficultés rencontrées, nous envisageons prochainement de réaliser des mesures dans l'argon pour des arcs d'intensité élevée. Ceci aura pour intérêt de permettre des comparaisons avec les travaux de modélisation qui existent dans la littérature<sup>113</sup>. Les modèles sont actuellement réalisés en régime stationnaire. Une collaboration informelle est actuellement envisagée avec le laboratoire LAPLACE afin de réaliser ces comparaisons. Ceci présenterait un double intérêt : valider notre méthode de mesure, affiner les conditions aux limites utilisées dans les modèles.

Comme indiqué au chapitre 4, des mesures de température de surface dans le cas du tungstène n'ont pas pu être réalisées. D'une part nous n'avons pas trouvé de données bibliographiques concernant l'émissivité du tungstène dans la gamme de longueur d'onde (3-5  $\mu\text{m}$ ), d'autre part, l'autre possibilité consistant à réaliser la calibration de la caméra à l'aide d'un thermocouple pose de sérieuses difficultés (fixation fiable du thermocouple dans un trou du barreau de tungstène). Cependant on voit

---

<sup>113</sup> J J Gonzalez, F Cayla, P Freton and P Teulet, J. Phys. D: Appl. Phys., 2009, 42, 145204

tout l'intérêt qu'il y aurait à réussir une telle calibration permettant ainsi de comparer par la mesure les températures atteintes pour les deux matériaux.

Une autre difficulté réside dans le fait que la méthode mise en œuvre pour la calibration de la caméra IR pour un matériau donné ne permet pas de dépasser la température de fusion. Ne disposant pas au Laboratoire d'un four haute température, nous n'avons pas réussi pour l'instant à trouver une méthode abordable pour réaliser une calibration sur du cuivre liquide par exemple.

# Références

- [1] B. Chapman, “*Glow discharge processes*”, 1980, John Wiley and Sons, Inc.
- [2] S. Vacquié, “*L’arc électrique*”, Eyrolles, 2000
- [3] A. Von Engel “*Ionized gases*”, AIP Press, 1994
- [4] C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger, R. N. Zare, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2003, 12, pp. 125-138
- [5] D. Staack, B. Farouk, A. Gutsol, A. Fridman, *Plasma Sources Sci. and Tech.*, 2005, 14, pp. 700-711
- [6] A. A. Garamoon, A. Samir, F. F. Elakshar, E. F. Kopt, *Plasma Sources Sci. And Tech.*, 2003, 12, pp. 417-420
- [7] H. D. Hagstrum, *Phys. Rev.*, 1953, 89, 244
- [8] H. Y. Fan, *Physical Review*, 1939, vol.55, pp. 769-775
- [9] R. G. Westberg, *The Physical Review*, 1959, vol.114, n°1, pp. 1-17
- [10] H. Akiyama, T. Takamatsu, C. Yamabe, K. Horii *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, Vol. 17, 1984, pp. 1014-1017
- [11] T. Z. Szelenyi, *Brit. J. Appl. Phys.*, 1966, Vol. 17, pp. 345-356
- [12] A. J. T. Holmes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 9, 1976, pp. 537-545
- [13] A. Fridman, L.A.Kennedy, *Plasma Physics and Engineering*, 2004 (New York: Taylor and Francis eds)
- [14] M. Saiepour, J. E. Harry, *Int. J. Electronics*, 1991, vol.70, n°2, pp. 459-465
- [15] W. A. Gambling, H. Edels, *British Journal of Applied Physics*, vol. 5, 1954, pp. 36-39
- [16] S. Watanabe, S. Saito, K. Takahashi, T. Onzawa, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36, 2003, pp. 2521–2525
- [17] M. Saiepour and J. E. Harry, *Int. J. Electronics*, 1991, vol. 70, n°2, pp. 467-474
- [18] A. M. Gouega, Ph. Teste, R. Andlauer, T. Leblanc, and J.-P. Chabrierie, *Eur. Phys. J. A.P.*, 2000, 11, pp. 111-122
- [19] W. A. Gambling, H. Edels, *Br. J. of Appl. Phys.* Vol. 7, 1956, pp.376-379
- [20] S. Watanabe, S. Saito, K. Takahashi, T. Onzawa, *Welding International*, 2003, 17, 8, pp. 593–597
- [21] V. I. Kobolov, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 2006, 39, pp. R487

- [22] A. M. Gouega, Ph. Teste, R. Andlauer, T. Leblanc, J. P. Chabrierie, *Eur. Phys. JAP*, 2000, 11, pp.111-122
- [23] N. A. Dyatko, Y. Z. Ionikh, I. V. Kochetov, D. L. Marinov, A. V. Meshchanov, A. P. Napartovich, F. B. Petrov, S. A. Starostin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** (2008) 055204
- [24] A. Garscadden, D. A. Lee, *Int. J. Electron*, 1966, Vol. 20No. 6, pp. 567-581
- [25] Yu. Z. Ionikh, A. V. Meshchanov, F. B. Petrov, N. A. Dyatko, A. P. Napartovich, *Plasma Physics Reports*, 2008, Vol. 34, No. 10, pp. 867–878.
- [26] C. Hsu, C. Yi Wu , *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2009, 42, 215202
- [27] M. Cernak, E. M. van Veldhuizen, I. Mowat, W. R. Rutgerst, *J. Phys. D Appl. Phys.* 28 (1995), pp. 1126-1132
- [28] J. Reiche, F. Konemann, W. Mende, M. Kock, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2001, 34, pp. 3177–3184
- [29] N. K. Mitrofanov, S. M. Shkol'nik, *Technical Physics*, 2007, Vol. 52, No. 6, pp. 711 - 720.
- [30] S. Lichtenberg, D. Nandelstadt, L. Dabringhausen, M. Redwitz, J. Luhmann, J. Mentel, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2002, 35, pp.1648–1656
- [31] P.G.C. Almeida, M. S. Benilov, M. D. Cunha, M. J. Faria, *J. Phys.D.*, 2009, 42, 194010
- [32] T. Leblanc, R. Andlauer, Ph. Teste, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 2005, 29, pp. 267–274
- [33] A. M. Gouega, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1995
- [34] Ph. Teste, T. Leblanc, J.-P. Chabrierie, *J. Phys. D Appl. Phys.*, 1995, 28
- [35] R. Meyer, Thèse de doctorat, Université paris-11, 1994
- [36] F. Uhlig, Thèse de doctorat, Université Paris 11, 1997
- [37] P. Borkowski, E.Walczuck, *Proc. of the 50<sup>th</sup> Holm Conference Seattle USA*, 2004, pp. 334-340
- [38] M. Masquère, thèse de doctorat, Université de Toulouse III, 2005
- [39] J. Haidar, A. J. D. Farmer, *Rev. Sci. Inst.*, 1993, Vol 64, n°2, p.542
- [40] X. Zhou, B. Ding, J. Heberlein, *Proc. 21th HCEC*, 1995, pp. 219-231
- [41] J. Haidar, J. D. Farmer, *J. Phys. D: Appl. Phys*, 1995, 28, pp. 2089-2094
- [42] J. C. De Vos 1954, *Physica*,, 1954, pp. 690-714
- [43] L. Dabringhausen, D. Nandelstädt, J. Luhmann, J. Mentel, *J. Phys. D: Appl. Phys*, 2002. 35, pp. 1621-1630
- [44] J. Peters, F. Yin, C. F M Borges, J. Heberlein, C. Hackett, *J. Phys. D: Appl. Phys*, 2005, 38, pp. 1781-1794

- [45] Ph. Teulet, L. Girard, M. Razafinimanana, A. Gleizes, Ph. Bertrand, F. Camy-Peyret, E. Baillot, F. Richard, J. Phys. D:Appl. Phys, 2006, 39, pp. 1557-1573
- [46] H. Schellenkens, M.B. Schulman, IEEE Trans. Plasma Science, 2001, 29, pp. 452-461
- [47] K. Watanabe, E. Kaneko, S. Yanabu, IEEE Trans. Plasma Science, 1997, 25, pp. 609-616
- [48] E. Dullni, B. Gellert, E. Schade, IEEE Trans. Plasma Science, 1989, 17, 5, 644-648
- [49] R. Ramanantsoa, M. Masquere, J.J. Gonzales, P. Freton, J. Pacheco, Journal of Physics: Conference Series 275, 2011, 012002, 11<sup>th</sup> European Conference on High-Technology Plasma Processes, doi:10.1088/1742-6596/275/1/012002
- [50] T. Klonowski, Thèse de doctorat, 2007, Université Paris 11.
- [51] Ph. Teste, T. Leblanc and R. Andlauer, IET Sei. Meas. Technol., 2010, Vol. 4, Iss 3, pp. 156-168
- [52] Y. Zhu, K. Mimura, J. W. Lim, M. Isshiki and Q. Jiang, 2006, Metallurgical and Materials Transactions A, vol. 37A, pp. 1231-1237
- [53] B. Jüttner, J. Phys. D: Appl. Phys, 2001, vol 34, R103-R123
- [54] Ph. Teste, J. Rossignol., High Temperature Material Processes, 2008, 12, pp. 39-54
- [55] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, 1959, Conduction of heat in solids (Oxford University Press)
- [56] S. Vacquié, « *L'arc électrique* », Eyrolles, 2000
- [57] J. Chapelle, F. Cabannes, J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 1969, vol. 9, 7, pp. 889-919
- [58] V. Aubrecht, M. Bartlova, N. Bogatyreva, 29<sup>th</sup> ICPIG, July 2009, Cancun, Mexico
- [59] N. Bogatyreva, V. Aubrecht, M. Bartlova, HTPP 11, Journal of Physics : Conference Series 275, 2011, 012009
- [60] S. Chauveau, C. Deron, M. Y. Perrin, P. Riviere, A. Soufiani, J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2003, 77, pp. 113-130
- [61] Y. Naghizadeh-Kashani, Y. Cressault, A. Gleizes, J. Phys. D: Appl. Phys. 2002, pp. 2925-2934
- [62] V. I. Rakhovskii, 1976, IEEE Trans. Plasma Science, 4, pp. 81-102
- [63] B. E. Djakov, 1993, Cont. Plasma Science, 33, pp. 201-207
- [64] G. R. Mitchell, Proc. IEE, 1970, 117, 2315
- [65] A. E. Guile, A. H. Hitchcock, G.W. Stephens, Proc. IEE, 1977, 124, pp. 273-276
- [66] M. G. Drouet, S. Gruber, IEEE Trans PAS-95, n°1, 1976, pp. 105-112
- [67] Ph. Teste, R. Andlauer, T. Leblanc, Eur. Phys. J. Appl. Phys., 2011, 55, 10802

- [68] B. Rethfeld, T. Wendelstorf, T. Klein, G. Simon, J. Phys. D: Appl. Phys., 1996, 29, pp. 121-128
- [69] T. Klein, J. Paulini, G. Simon, J. Phys. D: Appl. Phys., 1994, 17, pp. 1914-1921
- [70] S. Coulombe, J. L. Meunier, Plasma Sources Sci. Technol., 1997 6, 508, pp. 508-517
- [71] Z. J. He, R. Haug, J. Phys. D: Appl. Phys., 1997, 30, pp. 503-513
- [72] A. Lefort, M. J. Parizet, S. E. El-Fassi, M. Abbaoui, J. Phys. D: Appl. Phys., 1993, 26, pp. 1239-1243
- [73] J. Rossignol, thèse de doctorat, Université Clermont II, 2001
- [74] A. Lefort, Thèse de doctorat, Université Clermont II, 1982
- [75] O. W. Richardson, 1921 (London : Longmans Green)
- [76] R.H. Fowler, L. Nordheim, 1928: Proc. R.Soc. Lond. A, 119 173
- [77] E. L. Murphy and R. H. Good, Phys. Rev., 1956, 102, n°6, June 15, pp. 1464-1473
- [78] J. D. Cobine, Gaseous Conductors, 1958, (New York: Dover)
- [79] C. Sanger, P. E. Secker, J. Phys. D : Appl. Phys, 1971, 4, pp. 1941-1945
- [80] K. P. Nachtigall, J. Mentel, IEEE Trans. Plasma Sci., 1991, 19, pp. 947-953
- [81] A. E. Guile, A. H. Hitchcock, J. Phys. D: Appl. Phys., 1975, 8, pp. 663-669
- [82] R. N. Szente, M. G. Drouet, R. J. Munz, J. Appl. Phys., 1991, 69, 3, pp.1263-1268
- [83] K. C. Hsu, K. Etemadi, E. Pfender, J. Appl. Phys., 1983, 54, 3, pp.1293-1301
- [84] N. Vogel, B. Jüttner, J. Phys. D: Appl. Phys., 1991, 24, pp. 922-927
- [85] J. Devautour, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1992
- [86] H. Salihou, M. Abbaoui, A. Lefort, R. Auby, J. Phys. D: Appl. Phys, 1995, 28, pp. 1883 – 1887
- [87] J. M. Park, K. S. Kim, T H. Hwang, S. H. Hong, IEEE Trans. on Plasma Science, 2004, vol. 32, n°2, pp. 479-487
- [88] J. W. McBride and P. A. Jeffery, 1999, vol. 22,n°1, pp. 38-46
- [89] S. W. Chau, K. L. Hsu, D. L. Lin, C. C. Tzeng, J.Phys.D:Appl.Phys., 2007, 40, pp. 1944–1952
- [90] R. J. Munz, R. N. Szente, M. G. Drouet, Pure & Appl. Chem. 1992, Vol. 64, No. 5, pp. 657-663
- [91] P. Freton, J.-J. Gonzalez, G. Escalier, J.Phys.D:Appl.Phys., 2009, 42, 195205
- [92] A. Marotta, L. I. Sharakhovsky, J. Phys. D: Appl. Phys., 1996, 29, pp. 2395-2403

- [93] A. Marotta, L.I. Sharakhovsky, V. N. Borisyuk, J. Phys. D. Appl. Phys., 1997, 30, pp. 2018-2025
- [94] J. Devautour, J.-P. Chabrierie, Ph Teste, J. Phys. III, 1993, 3, pp. 1157–1166
- [95] N. A. Sanders, E. Pfender, J. Appl. Phys, 1984. 55, pp. 714–722
- [96] A. M. Esspitchouk, L.I. Sharakhovsky, A. Marotta, Plasma Sources Sci. Technol, 2003, 12, pp. 501–507
- [97] Ph. Teste, T. Leblanc, J. Rossignol, R. Andlauer, Plasma Sources Sci. Technol., 2008, 17, 035001
- [98] H. Salihou, J. P. Guillot, M. Abbaoui, A. Lefort, J. Phys. D: Appl. Phys., 1996, 29, pp. 2915–2921
- [99] Ph. Teste, Thèse de doctorat Université Paris VI, 1994.
- [100] L. W. Hunter, J.R. Kutler, J. Heat Trans., 1989, 111, pp. 239-242
- [101] R. Gupta, A. Kumar, Conf. on Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1986, vol 56, p. 127
- [102] N. Morita J. Appl. Phys, 1984, 56, 7, pp. 1987- 1991
- [103] Ph. Teste, T. Leblanc, R. Andlauer, J-P. Chabrierie, Plasma Sources Sci. Technol., 2001, 10, pp. 10–16
- [104] B.J. Wang, N. Saka N., IEEE Trans. Compon. Hybrids Manuf. Technol., 1993, 16, 4, pp. 456–66
- [105] A. Marotta, L.I. Sharakhovsky, IEEE Trans. Plasma Science, 1997, 25, n°5, pp. 905-912
- [106] W. Rieder, W. Z. Phys., 1956, 146, pp. 629-643
- [107] J. D. Cobine, E. E. Burger, J. Appl. Phys., 1955, 26, pp. 895–900
- [108] D. Staack, B. Farouk, A. Gutsol, A. Fridman, Plasma Sources Sci. Technol., 2008, 17, 025013
- [109] C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger, R. N. Zare, Plasma Sources Sci. Technol., 2003, 12, pp. 125–138
- [110] V. I. Kristya, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2008, Vol. 72, No. 7, pp. 966–968.
- [111] K. B. Liland, Thèse de doctorat, Institut of Tromso et Université Paul Sabatier, 1997
- [112] A. Bonjou, F. Fauche, rapport de stage de 3<sup>ème</sup> année, Supélec, 2011
- [113] J. J. Gonzalez, F. Cayla, P. Freton, P. Teulet, J. Phys. D: Appl. Phys., 2009, 42, 145204

# Liste de publications :

## 1. Articles dans revues avec comité de lecture

### *Soumis :*

R. Landfried, Ph. Dessante, M.J. Kirkpatrick, R. Andlauer, T. Leblanc, E. Odic, Ph. Teste « Contribution to the study of glow to arc transition mechanisms in sub-atmospheric argon », Plasma Sources Science Technology.

### *Acceptés :*

R. Landfried, T. Leblanc, R. Andlauer, Ph. Teste « Surface temperature measurement of a copper anode submitted to a non-stationary electric arc in air », Eur. Phys.J. Appl. Phys. (2011)

R. Landfried, T. Leblanc, M. Kirkpatrick, Ph. Teste, « Assessment of the power balance at a copper cathode submitted to an electric arc by surface temperature measurements and numerical modelling » IEEE Transactions on Plasma Science.

## 2. Communications avec actes

[1] R. Landfried, T. Leblanc, R. Andlauer, T. Klonowski, Ph. Teste “Temperature measurement of copper contact surfaces” Joint Meeting 25<sup>th</sup> ICEC & Holm 2010 – 56th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, Charleston, S-Carolina, USA, 4-7 October 2010 (pp. 148-152).

[2] R. Landfried, T. Leblanc, R. Andlauer, Ph. Teste “Experimental assessment of the surface temperature of copper electrodes submitted to an electric arc in air at atmospheric pressure”. 2011 J. Phys.: Conf. Ser. 275 012004 (10p)

[3] R.Landfried, T. Leblanc, Ph. Teste “Heating of a copper cathode: experiment and numerical modeling”. 30th ICPIG, August 28th – September 2nd 2011, Belfast, Northern Ireland, UK (4p)

[4] R. Landfried, R. Andlauer, P. Dessante, M. Kirkpatrick, T. Leblanc, E. Odic and P.Teste “Investigation of a glow discharge structure in 100 mbar argon”. 30th ICPIG, August 28th – September 2nd 2011, Belfast, Northern Ireland, UK (4p)



## **Contribution à l'étude de la transition décharge luminescente / arc électrique dans l'air et dans l'argon au voisinage de la pression atmosphérique**

Les phénomènes physiques qui régissent la physique de la décharge électrique sont sensiblement différents de ceux qui gouvernent la physique de l'arc électrique et jusqu'à présent, les mécanismes conduisant à la transition suscitent toujours un intérêt scientifique. Dans ce travail, nous proposons une approche essentiellement expérimentale. Dans une première partie, nous exposons les résultats obtenus par imagerie rapide et mesures électriques corrélées dans le temps, concernant l'étude de la transition entre des électrodes de cuivre dans l'air et l'argon, et entre des électrodes de tungstène dans l'argon pour des pressions comprises entre 100 mbar et 1 bar. Dans tous les cas, aucune transition à l'arc n'est observée sans constriction quasi-totale de la colonne positive. Dans le cas d'électrodes en tungstène dans l'argon, la vitesse d'extension de la zone filamentaire depuis l'anode vers la cathode a été vue dépendante de la pression et de l'intensité. Lors d'une transition spontanée, la durée de transition a été linéairement corrélée à la distance inter-électrode, suggérant un mécanisme propagatif à vitesse constante dans la colonne. Plus la pression est élevée, plus la durée totale des transitions est longue ; par ailleurs, à pression constante, cette durée de transition spontanée décroît à intensité croissante, pour tendre vers une durée limite, correspondant à la durée constante de changement de structure de la zone cathodique. Dans une seconde partie, nous nous intéressons à l'échauffement de surfaces d'anodes et de cathodes en cuivre dans l'air et dans l'argon soumises à des arcs électrique pour plusieurs gamme d'intensité de courant (quelques A, 30 A, 70 A et 120 A). Deux méthodes de mesures sont utilisées. Enfin, nous utilisons les mesures de températures de surface pour proposer deux modèles simples de bilan de puissance à la surface des électrodes (flux de chaleur). L'un considère uniquement le chauffage dû au spot d'arc et l'autre considère le chauffage supplémentaire de la colonne d'arc.

## **Contribution to the study of the transition between glow discharges and electric arcs in air and in argon near atmospheric pressure**

The physical phenomena which govern the physics of electrical discharges are slightly different from those at play in an electric arc. The mechanisms leading to the transition are of scientific interest to this day. In this work, an approach which is essentially experimental is proposed. In the first part, results are presented which were obtained by synchronized fast camera imaging and electrical measurements. These concern the study of the transition between copper electrodes in air and in argon, and between tungsten electrodes in argon for gas pressure in the range 100 mbar – 1 bar. In no case was the transition to arc been observed without the quasi-total constriction of the positive column. Considering tungsten electrodes in argon, the propagation speed of the filamentary part of the positive column from the anode to the cathode was found to be dependent on the gas pressure and the discharge current intensity. During spontaneous transition, the transition duration has been linearly correlated to the electrode gap, suggesting a propagative mechanism with a constant speed. The higher the pressure, the longer is the total transition duration. For a constant pressure and discharge current, the duration of spontaneous transition decreases with decreasing gap distance toward a limiting value, which corresponds to the constant duration of the structural change of the cathode root from diffuse to spot. In the second part, heating of copper anodes and copper cathodes submitted to electric arcs in air and in argon and for various current intensity values (some A, 30A, 70A and 120 A) is considered. Two measurement methods are used. Finally, the surface temperature measurements are used to purpose two models of the electrode surface power balance (heat flux). One model only considers the heating due to the arc spot and the second one considers a supplementary heating from the arc column.