

Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

---

**Présentée et soutenue par :**  
**Karina HERNANDEZ**

Le mercredi 3 juillet 2013

**Titre :**

CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE L'INTERACTION ARC - MATERIAU :  
APPLICATION A L'OPTIMISATION DES APPAREILS DE COUPURE

---

ED GEET : Génie Electrique

**Unité de recherche :**

LAPLACE, UMR 5213

**Directeur(s) de Thèse :**

M. Manitra RAZAFINIMANANA Professeur, Université Paul Sabatier  
M. Mathieu MASQUERE, Maître de Conférences, Université Paul Sabatier

**Rapporteurs :**

M. Jean-Marc BAUCHIRE, Maître de Conférences, Université d'Orléans  
M. Vincent RAT, Chargé de Recherche au CNRS, Université de Limoges

**Autre(s) membre(s) du jury :**

M. Jean-François COUDERT, Professeur, Université de Limoges (Président)  
M. Jean-Jacques GONZALEZ, Directeur de Recherche au CNRS, Toulouse (Examineur)



*A ma fille, Camila, mon trésor le plus précieux*  
*A ma mère, Corina*



Ce travail a été effectué au sein de l'équipe « Arc électrique et procédés plasma thermique » du laboratoire Laplace à Toulouse.

Je tiens à remercier Monsieur Manitra RAZAFINIMANANA, Professeur à l'Université Paul Sabatier pour la confiance qu'il m'a témoignée en acceptant la direction scientifique de mes travaux. Je lui suis reconnaissante de m'avoir fait bénéficier tout au long de ce travail de sa grande compétence et de son dynamisme.

Je remercie vivement Monsieur Mathieu MASQUERE, Maître de conférences de l'Université Paul SABATIER pour le temps consacré pendant ces années de travail et les remarques judicieuses qui m'ont fait progresser. Je le remercie aussi pour son soutien moral sans faille et son optimisme à toute épreuve que je n'oublierai jamais.

Je tiens à remercier Monsieur Jean-François COUDERT, Professeur à l'Université de Limoges pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse. Je remercie Monsieur Jean-Marc BAUCHIRE, Maître de conférences à l'Université d'Orléans et Monsieur Vincent RAT, Chargé de recherche au CNRS, pour leur participation à mon jury de thèse en qualité de rapporteurs et pour toutes les remarques intéressantes qu'ils m'ont faites.

Je remercie en particulier Monsieur Jean-Jacques Gonzalez, Directeur de Recherche au CNRS, pour ses discussions fructueuses et ses relectures qui ont permis de faire avancer mon travail, J'ai énormément appris à ses côtés.

Je suis également très reconnaissante envers tous les membres de l'équipe AEPPT, pour leur disponibilité et gentillesse. Je remercie particulièrement Monsieur Flavien VALENSI, Pierre FRETON, Philippe TEULET et Alain GLEIZES pour leur collaboration et aide à ce travail. Je remercie vivement Monsieur Pierre FORT, technicien au CNRS pour l'élaboration des pièces mécaniques, sa présence pendant les mesures et son soutien dans la mise en place du dispositif expérimental. Je remercie Monsieur Nordine OUAHHABI et Franck MOSSER du service électronique pour l'élaboration des diverses cartes et outils qu'ils ont pu mettre en œuvre.

Je profite également pour remercier toutes les personnes que j'ai côtoyées au laboratoire pour la bonne ambiance de travail mais également pour les nombreux bons moments passés ensembles : Hery Zo, Zo Alain, Vonji, Ravo, Hugues, Dannet, Jean et Pascal (mes collègues de bureau), Raja, Hadi, Jonathan, Christopher, Tommy, Marine, Emmanuelle et à tous ceux que j'ai pu oublier.

Je remercie vivement mes amis Jonathan, Philipe, Yu, Sedire, Nico, Ileana, pour ces moments merveilleux et inoubliables passés à Toulouse, les mots croisés, les pauses déjeuner, les soirées « latinas » et surtout parce que vous m'avez soutenu moralement.

Un remerciement spécial à David, pour avoir fait ce long parcours avec moi, pour son soutien dans les moments difficiles et ses conseils.



# **CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE L'INTERACTION ARC - MATERIAU : APPLICATION A L'OPTIMISATION DES APPAREILS DE COUPURE**

## **RÉSUMÉ**

La quantification du transfert d'énergie est un thème primordial pour l'optimisation de nombreux systèmes et procédés tels que la coupure du courant dans un disjoncteur basse tension. L'équipe AEPPT étudie cette thématique depuis de nombreuses années aussi bien d'un point de vue expérimental que numérique par la mise en place de dispositifs expérimentaux et de modèles numériques. A ce jour, les études expérimentales menées ont été réalisées sur une configuration d'arc transféré pour des intensités de courant voisines de la centaine d'ampères. Dans le cadre de ce travail, un nouveau dispositif expérimental permettant de générer un arc impulsionnel de plusieurs milliers d'ampères a été mis en place. Deux approches complémentaires ont été considérées pour la quantification du transfert d'énergie en régime temporel: l'étude de l'interaction de l'arc avec les matériaux utilisés comme électrode et la caractérisation du plasma établi. Des mesures par imagerie rapide, thermographie infrarouge et spectroscopie optique ont été réalisées.

**MOTS CLES**: Plasma thermique, arc impulsionnel, imagerie rapide, spectroscopie optique, interaction arc – matériau



**EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF THE ARC-MATERIAL INTERACTION: APPLIED TO THE OPTIMIZATION OF SWITCHING DEVICES.**

**ABSTRACT**

Quantification of energy transfer is an essential theme for optimization of many systems and processes such as low-voltage circuit breakers. The AEPPT team investigates this topic over many years, both from an experimental and theoretical point of view by developing experimental devices and numerical models. To this day, experimental studies have been made on a transferred arc configuration for current values about a hundred amperes. In this work, a new experimental device has been carried out to generate a pulsed arc of several kilo amperes. Two complementary approaches were considered to quantify time-resolved energy transfer: to study the interaction of the arc with the electrode material and to characterize the plasma created. High-speed video analysis has been used, thermographic and spectroscopy measurements were carried out.

**KEYWORDS:** Thermal plasma, pulsed arc, high speed imagery, optical spectroscopy, arc-material interaction



## *Table de matières*

<b>Introduction générale</b>	5
<b>CHAPITRE INTRODUCTIF</b>	9

### *Chapitre 1. Etude et visualisation de l'accrochage du pied d'arc par imagerie rapide*

<b>1.1 Dispositif expérimental</b>	21
1.1.1 <i>Le réacteur</i>	21
1.1.2 <i>Alimentation basse tension</i>	21
a. Le circuit de puissance	21
b. Le circuit de commande	21
c. Caractéristiques courant/tension	22
1.1.3 <i>Mesures électriques</i>	22
<b>1.2 Visualisation de la décharge par imagerie rapide</b>	24
<b>1.3 Visualisation de l'accrochage du pied d'arc</b>	26
1.3.1 <i>Visualisation du pied d'arc anodique</i>	26
1.3.2 <i>Visualisation du pied d'arc cathodique</i>	29
<b>1.4 Densité moyenne de courant</b>	31
1.4.1 <i>Estimation de la taille d'accrochage du pied d'arc</i>	31
1.4.2 <i>Validation de la méthode</i>	32
1.4.3 <i>Résultats</i>	36
a. Taille d'accrochage du pied d'arc	36
b. Densité moyenne de courant	38
<b>1.5 Estimation du taux d'érosion</b>	41
1.5.1 <i>Résultats</i>	42
<b>1.6 Commentaires</b>	48

## Chapitre 2. Etude du transfert d'énergie

<b>2.1</b>	<b>Quantification du transfert d'énergie</b>	52
<b>2.2</b>	<b>Problèmes inverses appliqués en thermique</b>	52
2.2.1	<i>Les méthodes analytiques et semi analytiques - Méthode de retour vers la surface</i>	53
a.	Zone directe	54
b.	Zone inverse : zone de retour vers la surface	55
<b>2.3</b>	<b>Validation de la méthode : étude paramétrique</b>	57
2.3.1	<i>Le pas de temps caractéristique (<math>\Delta t_i</math>)</i>	57
2.3.2	<i>Module de Fourier (M)</i>	58
2.3.3	<i>Etude paramétrique</i>	58
a.	Influence du positionnement du premier point de mesure $T_{M1}$	61
b.	Influence du positionnement du second point de mesure $T_{M2}$	63
c.	Influence de la résolution temporelle ( $\Delta t$ )	64
d.	Influence de la résolution spatiale ( $\Delta x$ )	66
e.	Influence du Module de Fourier (M)	67
f.	Influence de l'introduction d'un bruit de mesure	69
g.	Traitement numérique des signaux bruités : Lissage, filtrage	71
h.	Détermination des conditions opératoires	75
2.3.4	<i>Validation de l'utilisation d'un code inverse 1D</i>	75
<b>2.4</b>	<b>Mesures expérimentales</b>	80
2.4.1	<i>Description du matériel de mesure : caméra infrarouge</i>	80
2.4.2	<i>Mesure de l'émissivité du matériau</i>	81
2.4.3	<i>Mesures de température</i>	83
<b>2.5</b>	<b>Résultats</b>	83
2.5.1	<i>Mesures de température</i>	83
2.5.2	<i>Quantification du flux thermique</i>	86
2.5.3	<i>Puissance transférée aux électrodes</i>	89
2.5.4	<i>Energie transférée aux électrodes</i>	94
2.5.5	<i>Profondeur de pénétration des isothermes</i>	94

2.5.6	<i>Estimation du volume moyen fondu</i>	97
<b>2.6</b>	<b>Commentaires</b>	98

## *Chapitre 3. Caractérisation du plasma : mesures spectroscopiques*

<b>3.1</b>	<b>Observation et localisation des champs de vapeurs métalliques</b>	102
<b>3.2</b>	<b>Description du dispositif expérimental</b>	103
3.2.1	<i>Le monochromateur</i>	104
3.2.2	<i>La caméra CCD</i>	104
<b>3.3</b>	<b>Observation des espèces présentes</b>	105
3.3.1	<i>Reproductibilité</i>	106
3.3.2	<i>Identification des raies observées</i>	108
<b>3.4</b>	<b>Sélection des raies spectrales</b>	113
3.4.1	<i>L'étalonnage en intensité des raies</i>	114
<b>3.5</b>	<b>Généralités</b>	115
3.5.1	<i>Lois de l'Equilibre Thermodynamique Complet</i>	115
3.5.2	<i>Equilibre Thermodynamique Local</i>	116
3.5.3	<i>Luminance spectrique</i>	117
3.5.4	<i>Emissivité d'une raie</i>	118
<b>3.6</b>	<b>Détermination de la température du plasma</b>	119
3.6.1	<i>Intensité relative de deux raies de la même espèce</i>	119
<b>3.7</b>	<b>Détermination de la densité électronique</b>	119
<b>3.8</b>	<b>Détermination de la densité totale d'une espèce</b>	120
<b>3.9</b>	<b>Détermination de la concentration du cuivre</b>	120
<b>3.10</b>	<b>Résultats</b>	120
3.10.1	<i>Température électronique</i>	120
3.10.2	<i>Détermination de la densité du cuivre</i>	124
3.10.3	<i>Détermination de la densité électronique</i>	126
<b>3.11</b>	<b>Commentaires</b>	129
	<b>Conclusion</b>	131
	<b>Bibliographie</b>	138



# Introduction générale



A l'heure actuelle, de nombreux procédés industriels font appel à l'utilisation des plasmas thermiques créés à partir d'un arc électrique parmi lesquels on peut citer l'arc de soudure, la découpe de métaux, les torches de projection. Il existe également les arcs créés dans certains dispositifs de coupure tels que les disjoncteurs. Lors de la séparation des contacts dans un disjoncteur, le gaz présent est ionisé et la création d'un plasma facilite le passage d'un fort courant électrique (plusieurs milliers d'ampères). L'arc créé dépose une grande partie de son énergie aux matériaux environnants: contacts électriques, parois, et rails.

Pour l'ensemble de ces configurations, le pied d'arc joue un rôle primordial. Il occasionne de très forts transferts d'énergie entre le plasma et le matériau en contact avec le plasma. Une meilleure compréhension et description des phénomènes physiques entrant en jeu permettra donc d'optimiser ces dispositifs et les faire plus efficaces et fiables.

L'étude du transfert d'énergie des arcs électriques fait partie des thématiques privilégiées développées dans l'équipe AEPPT depuis quelques années et à ce titre, on peut citer les travaux de thèse de El Bayda [Bay\_1] et Ramanantsoa [Ram\_1] soutenus récemment. Dans cet axe de recherche sont répertoriées les études relatives à l'interaction arc-matériau et la caractérisation globale du milieu plasma. Le travail réalisé dans ce mémoire porte sur l'étude de l'interaction d'un arc impulsif avec différents matériaux et s'inscrit pleinement dans cette thématique.

L'objectif est de quantifier le transfert d'énergie entre un arc de coupure généré dans l'air et trois matériaux d'électrode, cuivre (Cu), tungstène (W) et un alliage argent-carbone (Ag/C). Pour cela, un nouveau dispositif expérimental a été mis en place permettant d'étudier et caractériser la décharge ainsi que son interaction avec les matériaux d'électrode.

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à l'état de l'art. Ce chapitre a pour but d'apporter des notions et des éléments de base pour mieux comprendre le sujet. Nous évoquerons dans un premier temps, les différents phénomènes qui se produisent lors de la coupure de courant. Ensuite, un aperçu des différents travaux effectués autour du transfert d'énergie et des arcs impulsifs sera présenté.

Cette étude a été développée suivant deux directions complémentaires :

1. étude de l'interaction arc-matériau
2. caractérisation du milieu plasma

Le chapitre 1 porte sur l'observation du comportement de l'arc par imagerie rapide. Dans un premier temps, le dispositif expérimental sera détaillé. Ensuite, des clichés photographiques permettant de distinguer la forme de l'arc et l'évolution de l'accrochage du pied d'arc seront présentés. L'influence du courant d'arc et du matériau d'électrode sur le comportement de l'arc sera évaluée. En complément des visualisations de l'arc, des mesures des pertes massiques seront réalisées.

Dans le chapitre 2, nous présenterons une étude détaillée de la quantification de l'énergie transférée par l'arc aux électrodes. Pour cela, une approche numérique inverse sera adaptée à notre configuration. Une étude paramétrique sera effectuée afin de déterminer les conditions opératoires à appliquer expérimentalement. Des mesures par thermographie infrarouge seront ensuite réalisées.

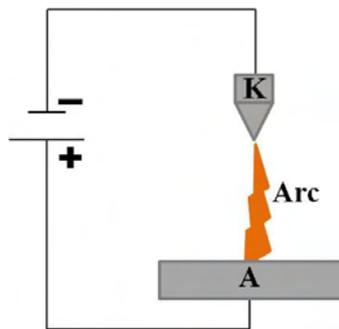
Le second volet de notre étude sera présenté dans le chapitre 3 et concerne la caractérisation du milieu plasma par spectroscopie optique en émission. Les grandeurs recherchées sont la température du plasma, la densité électronique et la concentration de vapeurs de cuivre dans un mélange Air-Cu. Des mesures par imagerie interférentielle seront réalisées pour la même configuration d'arc. Nous procéderons ensuite au diagnostic du plasma proprement dit par spectroscopie optique.

# Chapitre Introductif



Un arc électrique peut être généré dans un milieu gazeux entre deux électrodes (une anode et une cathode). Le gaz présent sera ionisé par les électrons et la création des ions, qui à leur tour retombent sur la cathode et entretiennent son échauffement. L'arc qui apparaît est constitué d'une colonne de plasma composée d'ions et d'électrons. Cette colonne reste conductrice tant que sa température est suffisamment élevée. La température d'un plasma d'arc peut ainsi atteindre dans les régions plus chaudes jusqu'à 20000K.

Une configuration d'arc permettant d'établir un plasma thermique est appelé « *arc transféré* » (**Figure I-1**). L'intensité de la décharge est de l'ordre de la centaine d'ampères et une tension de plusieurs dizaines de volts. La distance inter-électrode est de quelques cm et le gaz utilisé est généralement un gaz rare. Grâce à la stabilité de l'arc créé, cette configuration est très utilisée pour des études de laboratoire dont nous citons quelques-uns [Fre\_1], [Gir\_1], [Mas\_1], mais aussi pour des nombreuses applications et procédés industrielles: l'arc de soudure, la découpe de métaux, le traitement de déchets, les procédés de projection [Caz\_1], [Fau\_1], [Vig\_1].



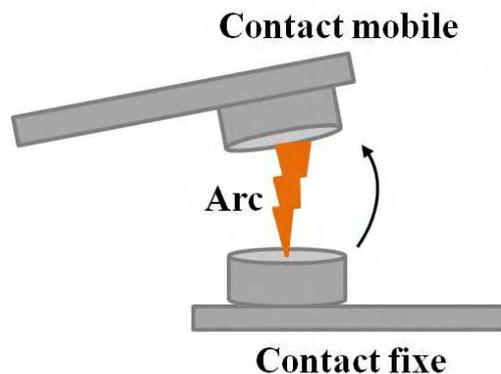
**Figure I-1.** Configuration d'arc transféré.

Les arcs électriques peuvent être créés au cours de l'opération de certains dispositifs de coupure tels que les disjoncteurs. Ces appareils de coupure assurent la protection des installations contre les surcharges et surintensités résultant d'un défaut dans le circuit. Selon le type de disjoncteur, ils peuvent aussi protéger les personnes contre chocs électriques, ou lors d'un contact accidentel avec une pièce sous tension.

L'interruption d'un courant par un dispositif de coupure est obtenue en séparant deux contacts. Lors la séparation des contacts, le gaz présent est ionisé et la création d'un plasma facilitera le passage du courant (**Figure I-2**). Suivant le domaine de coupure, Haute Tension (HT), Moyenne Tension (MT) ou Basse Tension (BT), l'arc créée est caractérisé par une durée de vie très courte de quelques millisecondes, et une intensité de courant de plusieurs milliers d'ampères. Dans le cadre de cette étude, le terme « arc de coupure » sera utilisé pour définir

ce type d'arc impulsionnel. Le transfert d'énergie d'un arc de coupure est à l'origine d'une forte ablation des électrodes et parois du disjoncteur.

A l'heure actuelle, l'optimisation de ces dispositifs de coupure reste un enjeu majeur pour les fabricants : réduction des temps de coupure, réduction de la taille de l'appareil, efficacité et fiabilité du disjoncteur, respect des nouvelles normes environnementales. Cela nécessite une compréhension et description des phénomènes physiques entrant en jeu.



*Figure I-2. Apparition d'un arc lors de l'ouverture des contacts*

## **I. L'arc électrique dans les appareils de coupure**

L'interruption d'un courant électrique peut se faire dans le domaine haute tension, moyenne tension ou basse tension. Il existe plusieurs types de disjoncteurs, et bien que l'apparition de l'arc soit toujours basée sur la séparation des contacts, le principe de la coupure est différent pour chaque appareil. Les différentes technologies coupent le courant à l'aide d'un gaz (SF<sub>6</sub>, air), d'un isolant (l'huile) ou dans le vide.

### *1.2.1 Techniques de coupure en Haute Tension (HT)*

Le domaine haute tension est compris entre 50 et 800kV pour des courants de court-circuit supérieurs à 10kA. Le rôle du disjoncteur HT est de contrôler l'arc lors du premier passage par zéro du courant (**Figure I-3**), car c'est à cet instant que la puissance fournie à l'arc est minimale. Dans le cas d'un courant alternatif à 50Hz, ceci se produit toutes les dix millisecondes.

L'une de techniques plus anciennes et de moins en moins utilisé en HT est la coupure « *dans l'huile* », l'énergie d'arc étant consommée par la vaporisation et la décomposition de l'huile,

l'arc se refroidit et s'interrompt au voisinage du passage par zéro du courant. L'inconvénient de cette technique est le risque d'incendie ou d'explosion en cas d'échec de coupure.

Un grand nombre des disjoncteurs à huile ont été donc remplacé par des disjoncteurs à «*air comprimé*», où l'un des contacts est lié à un réservoir d'air comprimé, lorsque les contacts se séparent l'écoulement de l'air est utilisé à travers des tuyères pour refroidir l'arc et obtenir sa désionisation. L'inconvénient des disjoncteurs à air comprimé est leur bruit très important à l'ouverture. Malgré leur pouvoir de coupure très élevé (275kA sous 36kV), cette technique a été progressivement supplantée par les disjoncteurs à SF<sub>6</sub>.

Le gaz hexafluorure de soufre (SF<sub>6</sub>) est le gaz plus utilisé pour la coupure HT, il est un excellent isolant électrique, incolore, inerte, non toxique et ininflammable. Les disjoncteurs à SF<sub>6</sub> présentent l'avantage qu'ils nécessitent peu de maintenance et ont une durée de vie d'au moins 25 ans. Dans la technique de coupure à soufflage «*auto-pneumatique*», la compression du gaz SF<sub>6</sub> contenu dans un volume est utilisée pour le soufflage de l'arc.

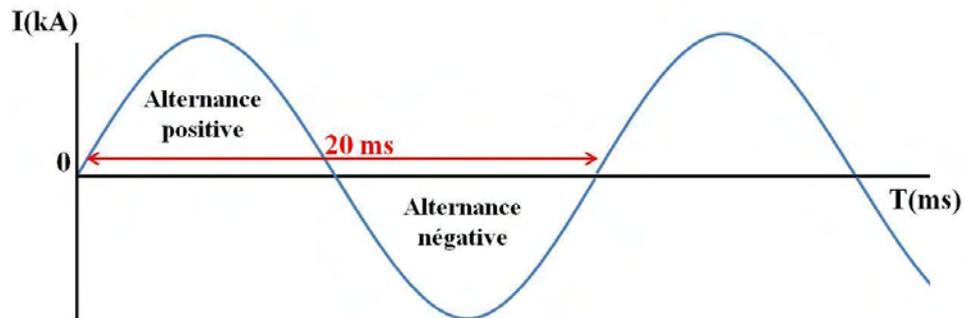


Figure I-3. Oscillogramme d'un courant de court-circuit

Ces disjoncteurs possèdent des chambres de coupure à double soufflage, car le refroidissement de l'arc nécessaire à son extinction est obtenu par un premier soufflage, exercé vers le haut à l'intérieur de la buse isolante (pièce en téflon limitant le périmètre de l'arc) et par un second soufflage, dirigé vers le bas à l'intérieur du contact d'arc mobile.

L'évolution des disjoncteurs à SF<sub>6</sub> a permis le remplacement de la technique à soufflage auto-pneumatique par des appareils à faible énergie de manœuvre. Ce nouveau principe se caractérise par l'utilisation importante de l'énergie de l'arc pour générer le soufflage nécessaire à la coupure du courant. Actuellement, la technique plus répandue en HT est celle du disjoncteur à «*autosoufflage*» [Duf\_1].

Cependant, le SF<sub>6</sub> est l'un de plus puissants gaz à effet de serre sur terre (25 mil fois supérieur que le CO<sub>2</sub>) [Bes\_1]. A ce jour il n'existe aucun gaz capable de remplacer le SF<sub>6</sub>, ce qui justifie le développement de nouveaux types de disjoncteurs.

- Moyenne Tension (MT):

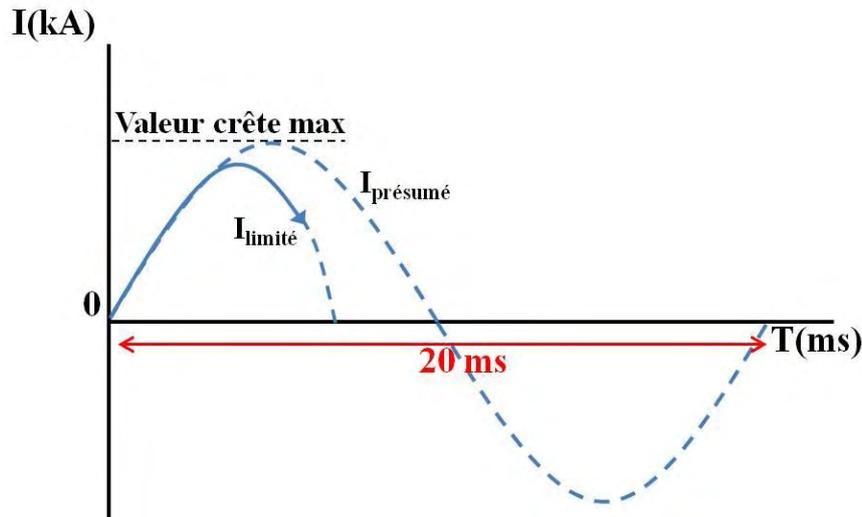
Le domaine moyenne tension est compris entre 1.5kV et 50kV pour des courant de court-circuit jusqu'à 63kA. La coupure dans l'aire et dans l'huile en MT ne sont quasiment plus utilisées aujourd'hui du au plusieurs inconvénients : dimensions et encombrement des appareils, décomposition de l'huile et risque d'explosion.

La technique plus employée en MT est la coupure « *dans le vide* ». L'arc électrique crée est composé de vapeurs métalliques provenant des électrodes. Lorsque le courant décroît, ces vapeurs se condensent sur les électrodes elles-mêmes ou sur des écrans métalliques disposés à cet effet. Les vapeurs métalliques aient eu le temps de se condenser, l'énergie apportée par l'arc n'est plus suffisante pour maintenir une température assez élevée, la coupure se fait donc au passage par zéro du courant [The\_1]. Le vide offre les avantages d'une coupure enfermée sans manifestation extérieure, sans entretien et une endurance électrique élevée [Pic\_1].

La coupure au SF<sub>6</sub> est aussi utilisée dans la MT, il existe plusieurs technologies dont les caractéristiques varient selon le domaine d'application. La coupure par « *auto-compression* », où l'arc est soufflé par la détente d'un volume de SF<sub>6</sub> comprimé par pistonnage. La coupure « *d'arc tournant* », où l'arc se refroidit par son propre déplacement dans le SF<sub>6</sub> et finalement la coupure par « *auto-expansion* » qui utilise l'énergie thermique dissipée de l'arc pour l'effet de soufflage [The\_1].

- Basse Tension (BT):

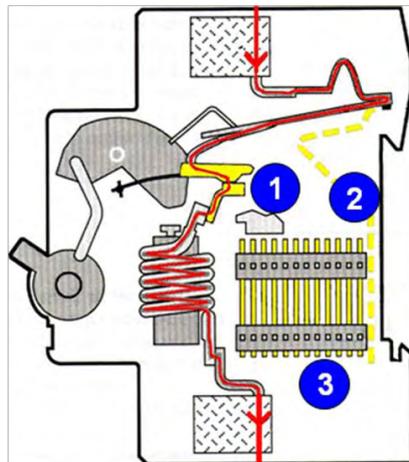
Le domaine basse tension BT comprend des tensions inférieures à 1.5kV et courants de court-circuit pouvant aller jusqu'à 10kA. En BT, la technique de coupure par excellence est réalisée « *dans l'air* ». A la différence des techniques citées précédemment (en haute et moyenne tension), où on profite du passage par zéro du courant pour l'extinction de l'arc, en BT on empêche au courant de court-circuit d'atteindre la valeur crête maximale et la coupure se fait ainsi avant du passage par zéro (**Figure I-4**). Ceci est appelé « *limitation du courant* ».



**Figure I-4.** Limitation du courant de court-circuit dans un disjoncteur BT.

La **Figure I-5** montre les trois parties principales d'un disjoncteur BT : (1) Les contacts, un mobile et un fixe ; (2) La préchambre, zone qui favorise l'allongement et le déplacement de l'arc après l'ouverture de contacts ; (3) La chambre de coupure, zone composée d'un empilage de séparateurs métalliques. En fonctionnement normal de l'appareil, le circuit est fermé, le courant nominal (indiqué par la ligne rouge) circule donc à travers le disjoncteur. Lors d'un défaut (court-circuit ou surcharge), la séparation des contacts engendre l'apparition d'un arc électrique.

Sous l'effet des forces électromagnétiques l'arc est déplacé vers la chambre de coupure pour être fractionné, créant ainsi, par une multiplication des chutes anodiques et cathodiques, une augmentation de la tension d'arc [Mor\_1]. On obtient en conséquence une limitation du courant de court-circuit, qui est d'autant plus efficace que la tension d'arc est élevée. Cependant, la réussite de la coupure dans l'air ne dépend pas uniquement de l'augmentation de la tension d'arc, des nombreux phénomènes physiques que nous détaillerons par la suite, peuvent nuire à la tentative de coupure.



**Figure I-5.** Coupe d'un disjoncteur BT.

### 1.2.2 Problèmes liés à la coupure en basse tension

Des nombreux phénomènes peuvent être à l'origine d'un échec de coupure :

- Stagnation de l'arc entre les contacts ou dans la préchambre: après plusieurs manœuvres, l'érosion excessive des matériaux (contacts ou rails), peut favoriser la stagnation de l'arc et retarder la coupure [Mor\_1].
- Soudure des contacts: lors de coupures de courant très importants, les contacts peuvent être portés à la fusion.
- Ablation des parois et vapeurs métalliques: l'interaction de l'arc avec les contacts et les parois du disjoncteur pendant la coupure, engendre l'apparition de vapeurs organiques et métalliques qui vont complètement modifier les propriétés thermodynamiques du plasma créé. L'excès des gaz ionisés augmente les risques de réamorçage, la présence de ces impuretés peut donc compromettre la coupure [Gui\_1].

La maîtrise de l'interaction de l'arc avec son environnement est donc nécessaire sur l'efficacité du dispositif. L'apparition de nouveaux dispositifs performants tels que les caméras rapides et infrarouges permet d'envisager l'étude de ces arcs de courte durée. On peut relever dans la littérature de nombreuses études traitant les différentes problématiques relatives aux arcs de coupure dans l'air. Les travaux expérimentaux menés jusqu'à présent ont permis de caractériser la décharge, de déterminer la température moyenne dans la chambre de coupure, les densités d'espèces et la vitesse de déplacement de l'arc [Fre\_2].

Dans le paragraphe suivant, les publications scientifiques ont été divisées par thème:

- *Etude du transfert d'énergie*
- *Interaction arc-parois*
- *Interaction arc-contact électrique*
- *Comportement du pied d'arc*
- *Etude du plasma et concentration de vapeurs métalliques*

#### a. *Etude du transfert d'énergie*

A ce jour, les études expérimentales menées sur la quantification du transfert d'énergie ont été réalisées que pour des intensités de courant voisines de la centaine d'ampères. Nous citons dans un premier temps les travaux effectués dans des configurations d'arc transféré. Les travaux de Gonzalez [Gon\_3] et Masquère [Mas\_1] ont permis d'estimer le flux thermique déposé par l'arc au matériau d'anode à l'aide des méthodes numériques inverses. Les mesures expérimentales ont été réalisées dans une anode en cuivre de surface plate et une cathode pointue en tungstène thorié. La mise en place d'un dispositif calorimétrique leur a permis de

quantifier la puissance transférée à une distance inter-électrode de 10mm dans l'argon. La puissance estimée pour une intensité de courant de 90A est de l'ordre de 1110W.

Egalement, des thermocouples ont été introduits à l'anode pour mesurer la température à la surface de l'électrode. Les mesures expérimentales couplées à la méthode inverse leur ont permis d'estimer des flux thermiques en surface de l'ordre de  $3.5 \times 10^7$ ,  $3.2 \times 10^7$  et  $2.8 \times 10^7$  W/m<sup>2</sup> pour un courant de 90, 80 et 70A, respectivement. En continuité de ces travaux, le travail développé par Ramanantsoa et al [Ram\_1] présente des mesures de températures par thermographie infra rouge à la surface d'électrodes en graphite. Le flux rayonné par l'arc a été également estimé à l'aide des capteurs de flux radiatif pour une distance inter-électrode de 6mm.

Par ailleurs, Nestor [Nes\_1] et Bini [Bin\_1] ont quantifié le transfert d'énergie dans une configuration d'arc transféré pour différents milieux plasmagènes. Leur dispositif expérimental a consisté d'une cathode pointe en tungstène thorié et une anode en cuivre. Les profils radiaux de flux thermique et les densités de courants ont été estimés par inversion d'Abel à la surface de l'anode, dans l'argon à la pression atmosphérique. Pour un courant de 300A et une distance inter-électrode de 6.3mm [Nes\_1], un maximum de la densité de courant de  $5 \times 10^5$  A/m<sup>2</sup> et du flux thermique de l'ordre de  $6 \times 10^6$  W/m<sup>2</sup> a été estimé. Dans le cas de Bini et al [Bin\_1] pour un courant de 200A et une distance inter-électrode de 10mm le profil radial de densité de courant estimée à un maximum de  $4 \times 10^6$  A/m<sup>2</sup> et de  $5 \times 10^7$  W/m<sup>2</sup> pour le flux thermique.

#### *b. Interaction arc-parois*

Les travaux expérimentaux portant sur l'interaction arc-parois dans l'air, sont moins nombreux. Une étude a été menée par Doméjean et al [Dom\_1], sur une maquette de disjoncteur basse tension dans laquelle trois types de matériaux ont été utilisés comme parois: PMMA, PA6 et céramique. L'arc électrique a été alimenté par une demi-onde de courant de 5kA de valeur maximale et les mesures expérimentales ont été réalisées dans l'air à la pression atmosphérique. Les résultats ont montré que le taux d'érosion est proportionnel à l'énergie injectée par l'arc. La masse ablatée pour le PA6 et PMMA est de  $7.8 \mu\text{g}/\text{J}$  et  $10.0 \mu\text{g}/\text{J}$  respectivement ; les parois en céramique semblent ne pas être sensibles à l'érosion.

Ces auteurs ont également observé que lorsque l'arc a atteint la zone d'extinction, un courant résiduel de l'ordre de 5A apparaît dans la zone des contacts et son comportement varie en fonction du matériau de paroi utilisé. Ces expériences ont montré que dans le cas des parois en céramique, ce courant résiduel décroît rapidement. En revanche, dans le cas des parois organiques, le courant résiduel chute brusquement. Suite à l'extinction de l'arc, la présence d'un gaz suffisamment chaud pour rendre le milieu conducteur a été constatée. Les résultats

de ces travaux confirment également que les vapeurs de polymère peuvent augmenter le rayonnement de l'arc et ainsi diminuer la température du plasma.

*c. Interaction arc-contact électrique*

Les études réalisées par Hemmi et al [Hem\_1] portent sur l'estimation des pertes par érosion des contacts électriques. Leur approche a consisté dans un premier temps à mesurer la masse ablatée dans des électrodes en argent. Les mesures expérimentales ont été réalisées dans l'air à la pression atmosphérique, pour des gammes de courant entre 350 – 1200A. Les résultats expérimentaux ont montré que la perte de masse à l'anode est supérieure à celle de la cathode. Ces paramètres couplés à l'équation du transfert thermique, ont permis d'en déduire une chute de tension à l'anode de l'ordre de 4.2V et de 18.5V à la cathode.

Les mesures de Lindmayer et al [Lin\_3] ont permis de quantifier des pertes massiques dues à l'érosion, pour des matériaux de contacts différents : Cu, Ag, AgCdO, et AgSnO<sub>2</sub>. Pour une intensité maximale de 1000A, ils ont observé que le taux d'érosion dans les matériaux homogènes était supérieur d'environ un ordre de grandeur par rapport aux cas des alliages. Les travaux de Walczuk [Wal\_1] montrent l'influence de trois paramètres sur l'érosion des contacts: l'énergie d'arc, la largeur et le diamètre des électrodes. La perte de masse des électrodes en AgW (anode et cathode) a été évaluée après 5 essais successifs. Les mesures avec contacts de largeur différente ont montré que les pertes de masse augmentent lorsque la largeur de l'électrode diminue.

Une autre étude expérimentale portant sur l'interaction arc-contact électrique a été menée par Michal et al [Mic\_1] dans des électrodes à base d'argent: AgCd, AgSnO<sub>2</sub>, AgNi, AgC et AgW. L'évolution de l'endommagement des contacts après essais a été analysée par microscopie électronique à balayage. Le mouvement de l'arc dans des pastilles de contacts en AgCdO et AgSnO<sub>2</sub> a été observé à l'aide d'une caméra optoélectronique. Les auteurs indiquent que l'état de la surface a une forte influence sur l'évolution de l'érosion et la mobilité de l'arc. Les expériences ont confirmé une diminution de la mobilité de l'arc à mesure que l'usure du contact augmente. Ce phénomène est d'autant plus important que le courant augmente.

*d. Comportement du pied d'arc*

Les travaux de McBride et al [Bri\_1] mettent en évidence l'importance du déplacement du pied d'arc lors de l'ouverture de contacts dans des pastilles de matériaux différents: Ag/C et Cu. Un dispositif à fibre optique a permis d'estimer le temps de déplacement du pied d'arc du contact mobile aux rails. Les auteurs affirment que le mouvement de l'arc est dominé par le pied d'arc cathodique qui se déplace plus rapidement que le pied anodique.

Les observations par imagerie rapide de Lindmayer [Lin\_3] ont montré deux modes d'accrochage du pied d'arc: l'un qui reste au centre de l'électrode, et l'autre qui prend les bords de l'électrode. Pour le deuxième mode d'accrochage les pertes massiques sont supérieures, alors que l'érosion est faible lorsque l'arc s'accroche au centre de l'électrode. Ce travail a également permis d'estimer des grandeurs de densités de courant de l'ordre de  $2 \times 10^8$  A/m<sup>2</sup> pour les électrodes en AgSnO<sub>2</sub> et  $1 \times 10^8$  A/m<sup>2</sup> pour le AgCdO.

Une autre approche développée par Chabrierie [Cha\_1] a permis d'estimer des grandeurs de densités de courant au pied d'arc dans une configuration d'arc libre à fort courant (entre 500 et 5000A). Leur méthode a donc consisté à mesurer et analyser les composantes des forces exercées par l'arc sur l'électrode, en faisant l'hypothèse qu'à partir d'un minimum de courant, les forces de Lorentz deviennent prépondérantes. Les mesures ont été réalisées à la pression atmosphérique dans des électrodes en Cu, Ag, AgSnO<sub>2</sub> et AgCdO, et pour une distance inter-électrode de 8mm.

A l'aide de deux cameras résolues en temps, il a été observé d'un côté, l'évolution d'accrochage du pied d'arc et parallèlement, les changements de morphologie de la surface de l'électrode dû au passage du courant. Ceci a permis d'estimer le rayon de la tâche en fonction du courant et ensuite d'en déduire de densités de courant de l'ordre de  $2,3 \times 10^8$  A/m<sup>2</sup> pour le Cu.

#### *e. Caractérisation de l'arc*

L'expérience montre que, dans l'étude de l'interaction arc-matériau, il est également nécessaire de caractériser l'arc établi. Les travaux de Guillot et al [Gui\_1] portent sur le diagnostic par spectroscopie optique en émission d'un arc de coupure en interaction avec différents matériaux. Le dispositif expérimental utilisé est une maquette de disjoncteur basse tension issue d'un prototype industriel. Les mesures ont été réalisées dans l'air à la pression atmosphérique, pour une demi-onde de courant de 10ms avec des valeurs de courants maximaux de 5.5kA et 8kA.

Les trois principales phases de la coupure ont été étudiées: la phase de commutation, la phase de déplacement dans la préchambre et la dernière phase dans la chambre de coupure. La composition de l'arc est dominée par la présence des éléments métalliques à chaque instant de la coupure : Ag pendant la phase de commutation, Cu à proximité des électrodes et Fe lorsque l'arc pénètre dans la chambre de coupure.

On peut citer également le travail développé par Ciobanu et al [Cio\_1] portant sur la caractérisation de la décharge générée lors l'ouverture des contacts dans une maquette de

disjoncteur basse tension. A l'aide de deux fibres optiques, les mesures ont été réalisées en présence des électrodes en cuivre dans l'air à la pression atmosphérique. Cette étude a mis en évidence le non homogénéité de l'arc avec des valeurs de température et de densité électronique très différentes dans deux régions du plasma. Nous évoquons également quelques publications scientifiques faisant appel aux méthodes de spectroscopie d'absorption dans des arcs impulsionsnels [Hon\_1], [Gui\_2], [Hon\_2].

A travers cette étude bibliographique, on peut donc constater que l'interaction arc-matériau est un sujet largement étudié. La plupart des travaux montrent l'influence de plusieurs facteurs sur le comportement de l'arc et leur impact sur le dispositif. Toutefois, très peu de travaux ont été consacrés à la quantification du transfert d'énergie des arcs de coupure. L'objectif de cette étude est donc de quantifier le transfert d'énergie entre un arc de coupure généré dans l'air et trois matériaux d'électrode, cuivre (Cu), tungstène (W) et un alliage argent-carbone (Ag/C).

# Chapitre 1

***ETUDE ET VISUALISATION DE L'ACCROCHAGE DU PIED  
D'ARC PAR IMAGERIE RAPIDE***



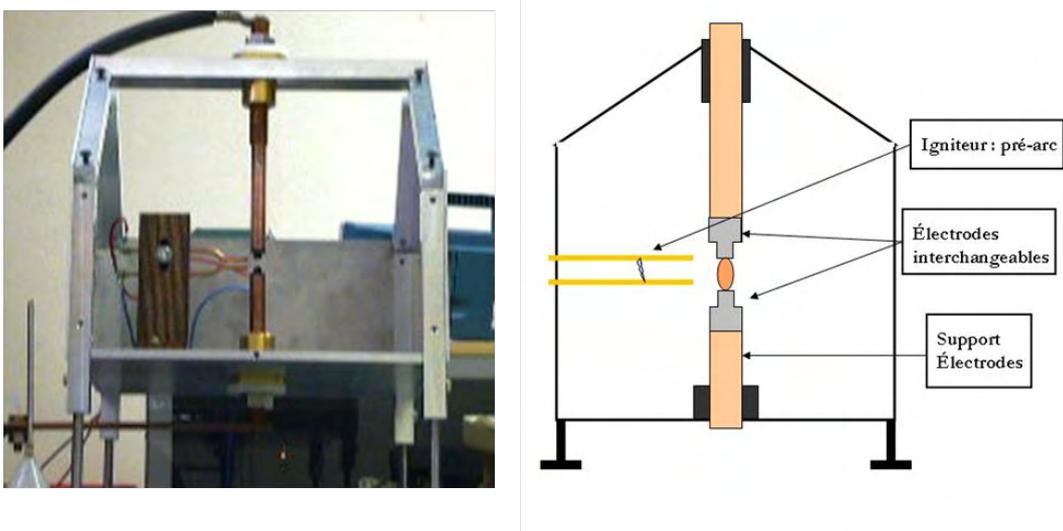
Après avoir présenté un aperçu des différents travaux relatifs aux arcs de coupe, nous allons détailler le dispositif expérimental mis en place et les premières mesures effectuées. Dans cette partie de l'étude, nous souhaitons obtenir des clichés photographiques afin de disposer des informations sur le comportement de l'arc en interaction avec des électrodes de nature différente. Trois valeurs maximales de courant seront utilisées: 1kA, 2.5kA et 5kA. Nous procéderons également à la visualisation du pied d'arc (coté anode et coté cathode) afin d'évaluer l'influence du matériau d'électrode, le courant d'arc et l'état de surface sur l'accrochage du pied d'arc. Une nouvelle approche sera ensuite adoptée pour estimer les dimensions des sections d'accrochage de l'arc et d'en déduire des valeurs des densités de courant. Cette méthode sera validée dans une autre configuration d'arc transféré. Des mesures des pertes massiques seront également réalisées afin d'estimer un taux d'érosion moyen pour chaque matériau étudié.

Nous allons à présent détailler le dispositif expérimental mis en place.

## 1.1 Dispositif expérimental

### 1.1.1 Le réacteur

Le schéma de la maquette utilisée est présenté sur la **Figure 1-1**. Elle est composée de deux supports d'électrodes permettant de changer la nature des électrodes. La décharge est générée dans l'air à la pression atmosphérique entre deux électrodes plates distantes de 6mm. L'amorçage de l'arc se fait grâce au jet de plasma (impulsion haute tension HT) généré perpendiculairement à la décharge principale entre deux rails métalliques. Ce jet de plasma permet de pré-ioniser le gaz se trouvant entre les deux électrodes et ainsi faciliter le passage du courant. La géométrie du réacteur permet de réaliser des visées surfaciques ou latérales sur les électrodes.

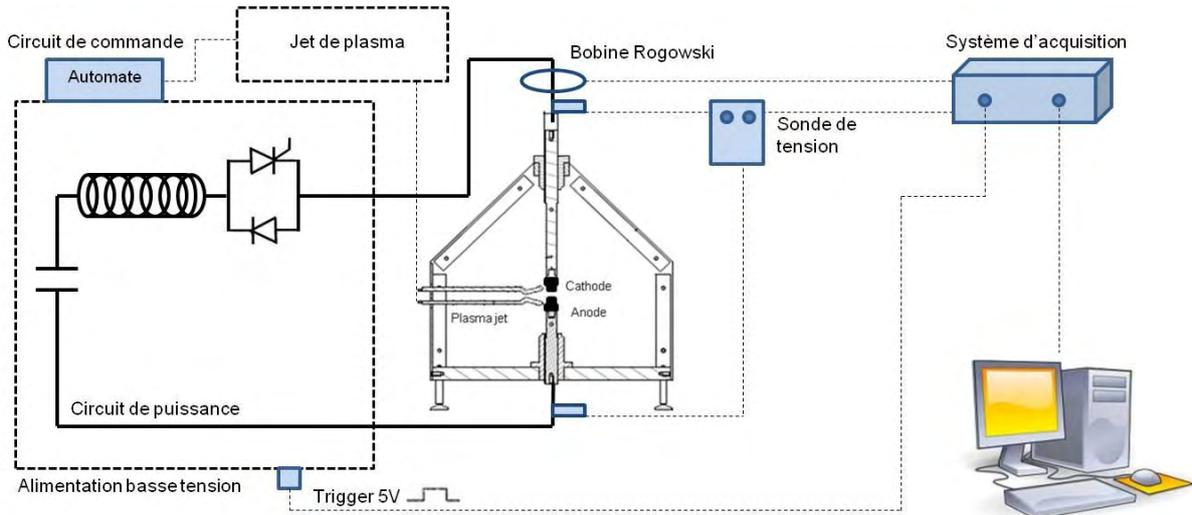


**Figure 1-1.** Maquette du dispositif expérimental.

Trois matériaux d'électrodes sont utilisés : cuivre (Cu), tungstène (W) et un alliage argent-carbone (Ag/C) 95/5%. Diamètre : 8mm et hauteur : 5mm.

### 1.1.2 Alimentation basse tension

Une station impulsionnelle permet de générer une demi-onde de courant d'environ 10ms (une demi-période de fréquence 50Hz) dont la valeur maximale peut varier entre 1 et 5kA suivant le choix du circuit RLC. La station basse tension est composée d'un circuit de puissance et un circuit de commande qui sont représentés sur la partie gauche de la **Figure 1-2**.



**Figure 1-2.** Dispositif expérimental

#### a. Le circuit de puissance

Il est constitué de :

- un banc de condensateur constitué d'un ensemble de trois groupes de capacités  $C_a=6.6\text{mF}$ ,  $C_b=13.6\text{mF}$  et  $C_c=16.6\text{mF}$ .
- trois inductances  $L_1=1.7\text{mH}$ ,  $L_2=0.65\text{mH}$ ,  $L_3=0.31\text{mH}$ . Ces inductances peuvent être liées en série avec les condensateurs selon le courant désiré.
- un variateur qui permet de régler la tension de charge des condensateurs de 0 à 600V.
- deux thyristors de puissance utilisés comme interrupteurs commandés. Ces composants offrent une commutation très rapide. L'un des thyristors commande le déclenchement de l'onde de courant, et le deuxième thyristor pilote la coupure selon le temps de séquence programmé par l'automate.

#### b. Le circuit de commande

Le circuit de commande comprend les appareils nécessaires à la commande et au contrôle de la station et sert également à transmettre les ordres automatiquement. Il est constitué de :

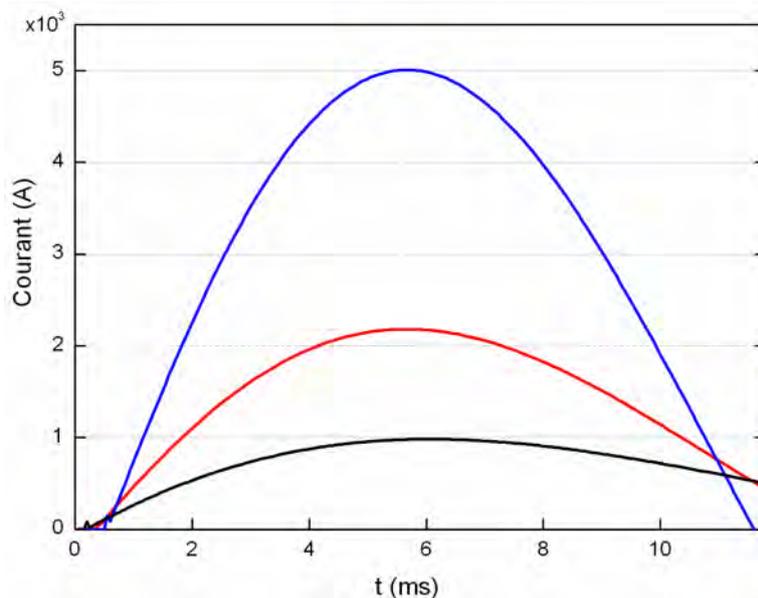
- une carte de commande qui permet de piloter les thyristors de puissance.
- un automate qui gère le cycle d'essais et le temps de durée de la séquence. Ceci permet d'assurer la reproductibilité du phénomène observé. Un essai se déroule donc selon la séquence suivante:
  1. Charge des condensateurs,
  2. Jet de plasma – pré ionisation du milieu inter électrode,
  3. Décharge des condensateurs entre les électrodes.

c. Caractéristiques courant/tension

Le choix des valeurs du courant se fait à l'aide des bornes de sélection. Dans le but d'obtenir le maximum d'informations, trois courants ont été choisis pour réaliser l'ensemble des mesures : 1, 2.5 et 5kA.

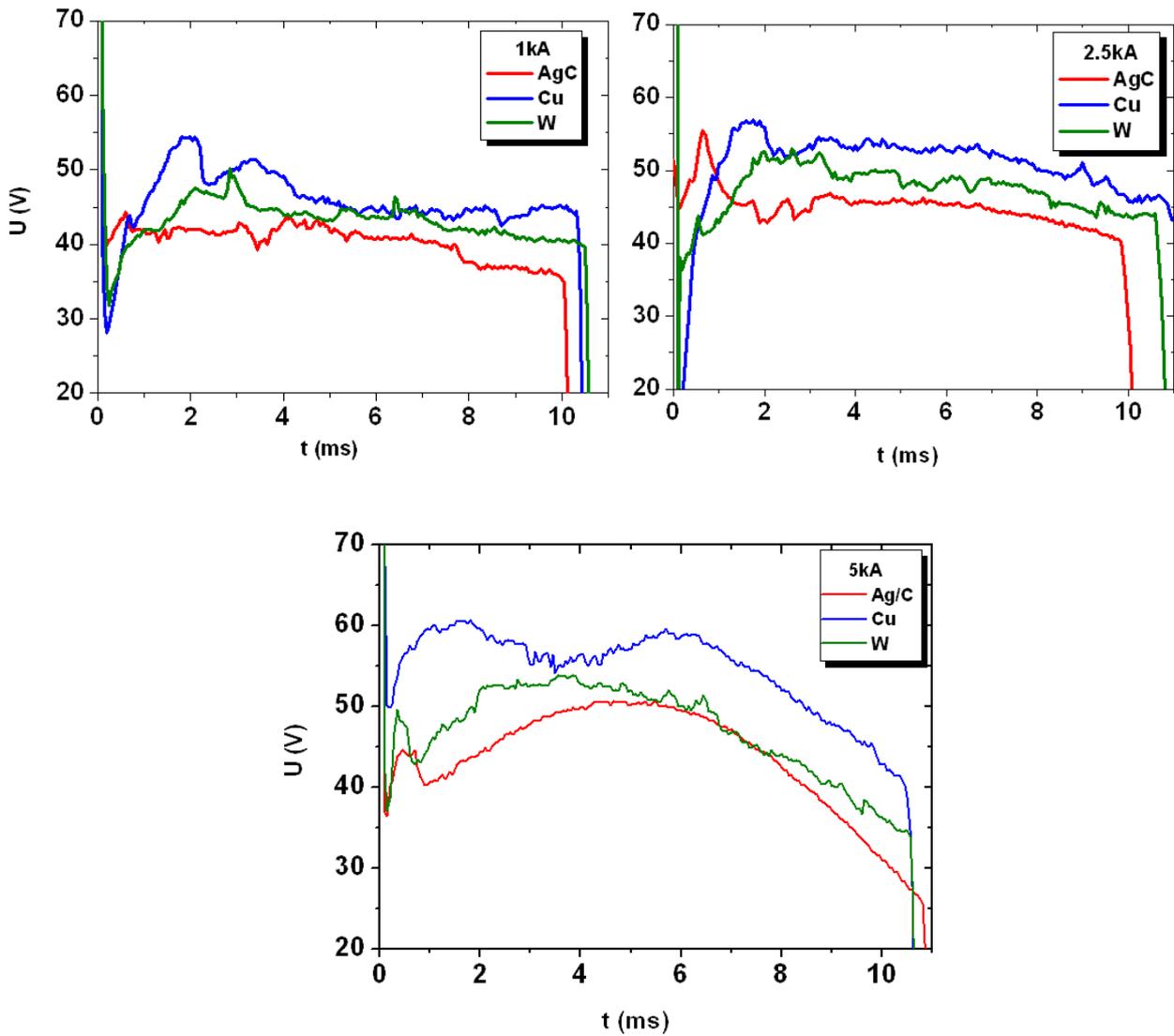
1.1.3 Mesures électriques

Les mesures électriques ont été synchronisées avec l'amorçage de l'arc grâce à un signal de trigger externe de 5V provenant de l'alimentation basse tension (**Figure 1-2**). Le courant d'arc a été mesuré avec une bobine Rogowski. La tension d'arc a été mesurée avec une sonde différentielle. La **Figure 1-3a**, montre les trois courbes de courant choisi pour réaliser l'ensemble des mesures.



**Figure 1-3a.** Courant d'arc mesuré expérimentalement avec des électrodes en cuivre.

La **Figure 1-3b** illustre la tension d'arc mesurée entre les deux électrodes (anode et cathode) pour trois courants et trois matériaux. On peut constater que la tension d'arc augmente lorsque le courant d'arc est élevé. Dans le cas des électrodes en cuivre, la tension d'arc mesurée est toujours plus élevée que celles du tungstène et de l'argent-carbone.



**Figure 1-3b.** Tension d'arc mesurée expérimentalement pour 3 matériaux d'électrode.

La puissance totale injectée par l'arc a été estimée par le produit de la tension et du courant d'arc instantanés. La **Figure 1-3b** montre les puissances obtenues pour les trois matériaux utilisés comme électrode et les trois courants. La puissance totale injectée par l'arc est supérieure dans le cas des matériaux homogènes (cuivre et tungstène). L'écart entre les puissances est d'autant plus important que le courant est élevé.

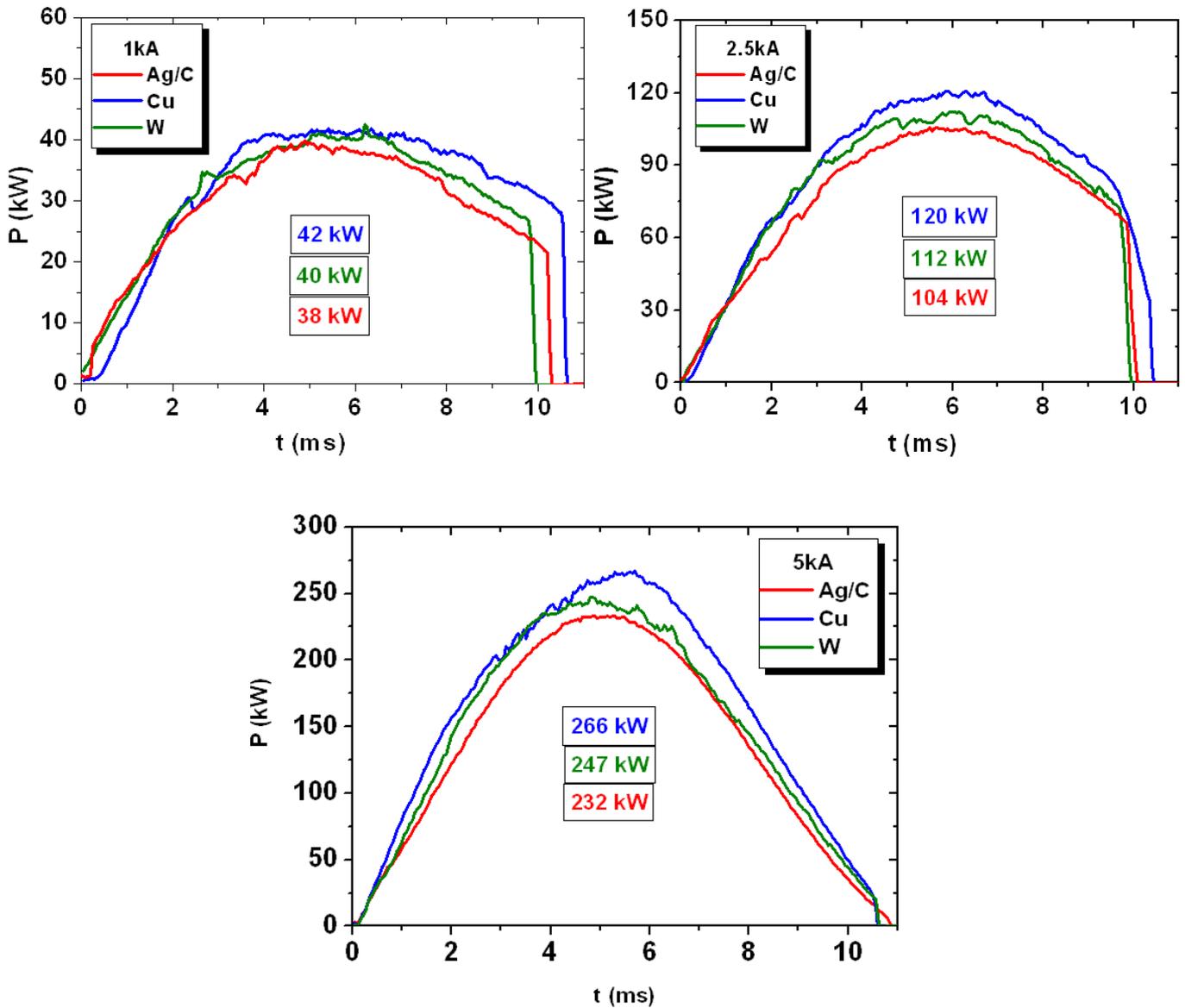


Figure 1-3c. Puissance instantanée mesurée pour 3 matériaux d'électrode.

## 1.2 Visualisation de la décharge par imagerie rapide

La caméra rapide utilisée est une caméra Phantom v9.1. Elle permet de faire des acquisitions à des fréquences de 150kHz avec une résolution de  $96 \times 8$ . Pour cette première série de mesures, la caméra a été placée en face des électrodes, (*Figure 1-4*). Une impulsion HT générée entre les deux rails latéraux permet l'amorçage de l'arc. L'anode et la cathode sont placées respectivement en positions inférieure et supérieure au centre du réacteur. La résolution utilisée pour ces mesures est de  $480 \times 480$  pixels avec une fréquence d'acquisition de 6400 images/seconde. Le temps d'exposition est de  $90 \mu\text{s}$ . Les photographies présentées sur la *Figure 1-5* permettent de visualiser la décharge à différents instants pour différents matériaux

d'électrodes. Les instants  $t=2, 4, 6, 8$  et  $9.5$  ms sont illustrés pour des électrodes en cuivre (photos du haut), tungstène (photos du milieu) et argent carboné (photos du bas). L'intensité maximale utilisée lors ces tests est de 5kA.

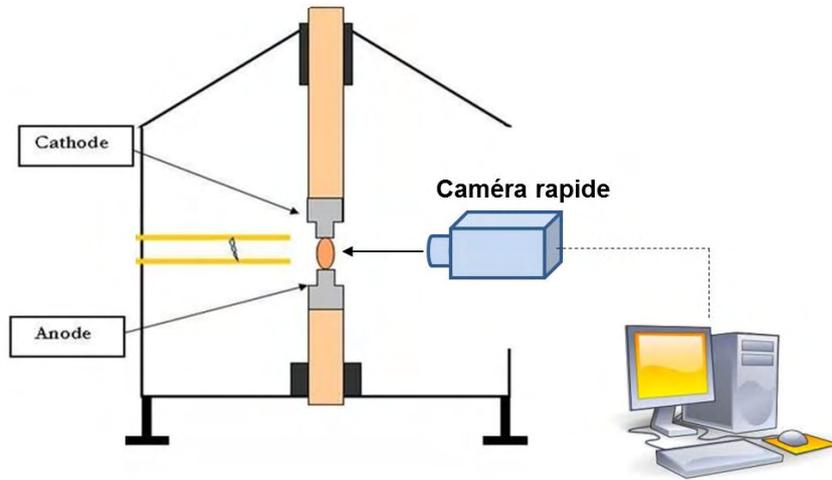


Figure 1-4. Dispositif expérimental.

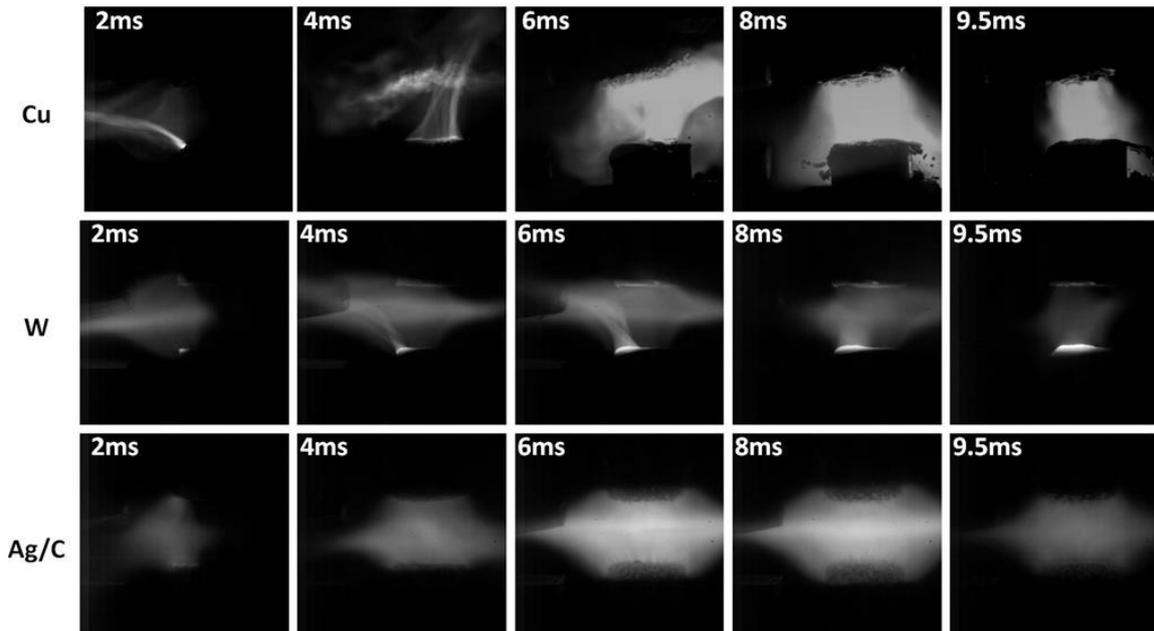


Figure 1-5. Visualisation de la décharge en face latérale en fonction de la nature des électrodes.

A l'instant  $t=2$ ms, suite à l'amorçage par jet de plasma (Haute Tension HT), l'arc électrique est transféré entre les électrodes. Pour les instants suivants ( $t=4$ ms), la décharge se stabilise au fur à mesure que le courant augmente. A  $t=6$ ms, l'onde de courant atteint son maximum et l'arc s'étale sur la quasi-totalité de la surface de l'électrode. A  $t=8$ ms, on peut encore distinguer la forte luminosité de l'arc. Pendant la phase décroissante du courant à  $t=9.5$ ms, l'intensité et la mobilité de l'arc diminuent jusqu'à son extinction. Nous pouvons observer

une différence manifeste du comportement de la décharge en fonction de la nature des électrodes. Avec des électrodes en cuivre, on constate une forte luminosité de l'arc et une importante érosion du matériau. Les images des électrodes en tungstène montrent un arc stable, peu mobile avec une érosion beaucoup moins importante. Les clichés pris avec une électrode en argent carboné montrent un comportement diffus de l'arc et une quantité considérable de matériau projeté vers l'extérieur des électrodes.

Dans le cas des deux matériaux homogènes (cuivre et tungstène), l'érosion semble plus importante à l'anode qu'à la cathode. Pour des électrodes en cuivre, la pression exercée par le pied d'arc sur l'anode engendre la projection du métal sous forme de gouttelettes. Pour le tungstène, l'érosion est moins marquée en comparaison avec le cas du cuivre. Pour l'argent carboné (matériau hétérogène), nous observons un tout autre comportement ; la décharge s'établit beaucoup plus rapidement que dans le cas du cuivre et du tungstène. A  $t=4\text{ms}$ , l'arc s'étale déjà sur la totalité des électrodes. Nous observons alors une multitude de fines gouttelettes en surface des contacts. Ces quelques premières images permettent d'observer les différences du plasma généré et du transfert d'énergie en fonction de la nature des électrodes.

### 1.3 Visualisation de l'accrochage du pied d'arc

Afin de compléter ces mesures, nous avons effectué des visualisations de l'accrochage du pied d'arc anodique et cathodique.

#### 1.3.1 Visualisation du pied d'arc anodique

La visualisation de l'accrochage du pied d'arc a été effectuée à l'aide de la caméra rapide disposée au-dessus de l'anode avec un angle de  $30^\circ$  (**Figure 1-6**). Pour ces mesures, l'anode et la cathode se trouvent respectivement en positions inférieure et supérieure. Des tirs ont alors été réalisés sur trois matériaux: cuivre, tungstène et argent carboné, pour les trois intensités maximales 1, 2.5 et 5kA.

Nous nous sommes intéressés dans un premier temps à la visualisation de l'accrochage du pied d'arc sur des électrodes neuves. La **Figure 1-7** présente des images obtenues pour les trois matériaux à l'instant  $t=5\text{ms}$ . D'une manière générale, pour un matériau donné, les observations montrent que la taille du pied d'arc augmente avec le courant. Avec une onde à 1kA, dans le cas des matériaux homogènes (cuivre ou tungstène), l'arc s'accroche sur le bord latéral de l'électrode et ne s'étend pas sur la surface. Pour le matériau hétérogène, la zone d'accrochage sur les pastilles est bien plus importante que celle obtenue avec les deux autres matériaux.

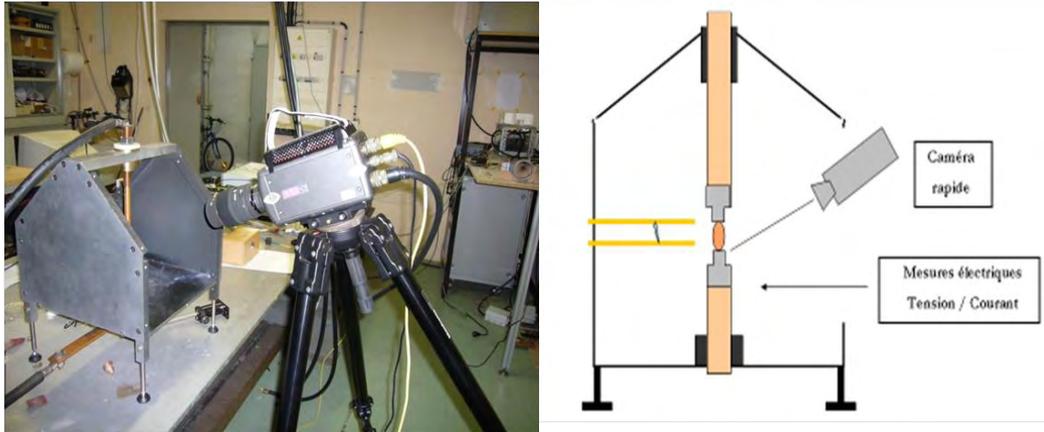


Figure 1-6. Dispositif expérimental pour l'imagerie rapide

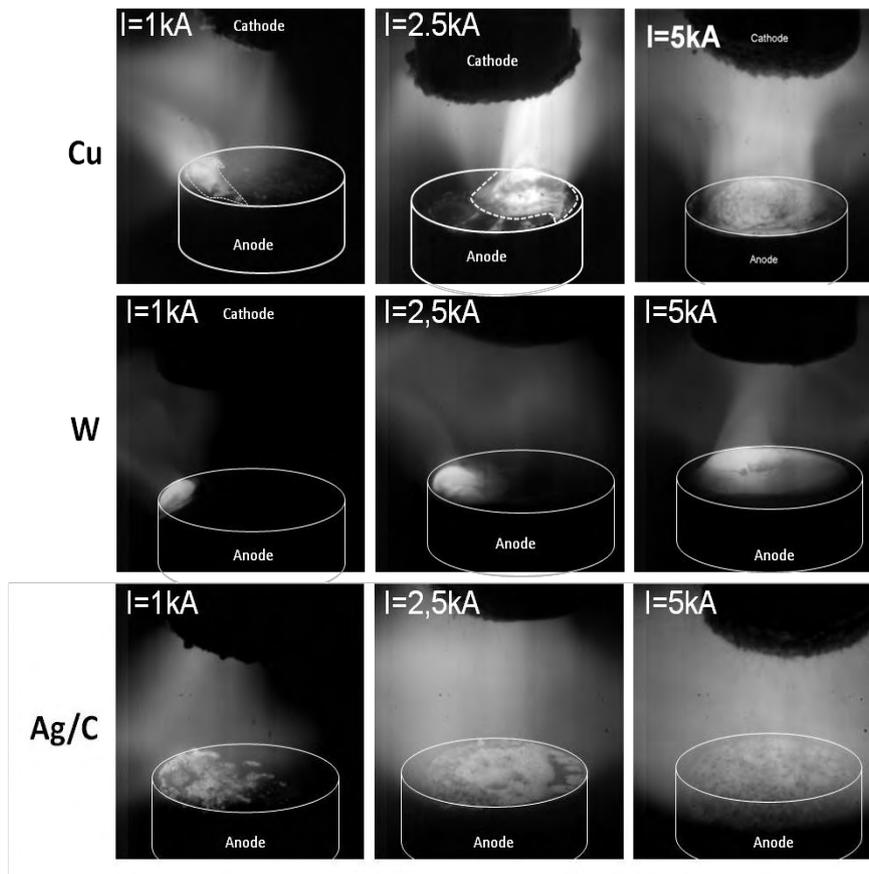
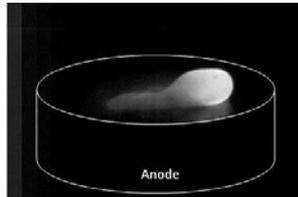


Figure 1-7. Visualisation de l'accrochage anodique pour différentes natures d'électrodes à l'instant  $t=5ms$ .

Dans le cas de l'onde de courant à 2.5kA, le pied d'arc anodique observé stagne sur les bords pendant les premières millisecondes et s'étend ensuite sur le centre de l'électrode. Pour l'anode en tungstène, l'arc a très peu de mobilité et n'atteint pas le centre de l'électrode. Dans le cas des pastilles en argent carboné, l'arc s'étale sur toute la surface de l'électrode (8mm).

Pour l'onde de courant à 5kA, la tendance est similaire à ce qui a pu être observé jusqu'à présent. Pour les deux matériaux homogènes (cuivre et tungstène) l'arc se contient sur la surface de l'électrode. La quantité de métal en fusion reste cependant plus importante. A la fin du tir, le métal en fusion se ré-solidifie ; on constate alors la formation d'un léger dôme en surface de l'anode (**Figure 1-8**). Ce phénomène semble plus marqué pour les électrodes en tungstène et peut prendre plus d'une centaine de millisecondes avant de revenir à l'état solide.



**Figure 1-8.** Gouttelette de métal fondu en surface d'une électrode en tungstène.  
3ms après extinction de l'arc,  $I=5kA$ .

Dans le cas de l'argent-carbone (Ag/C), l'arc s'étend au-delà de la surface supérieure en recouvrant en partie les bords latéraux ; la zone d'accrochage est donc supérieure à 8mm. On observe des gouttelettes d'argent qui apparaissent à la surface et également une quantité importante de métal projeté de l'anode.

Afin de montrer l'influence de l'état de surface sur l'accrochage du pied d'arc, des images sur électrodes usagées sont présentées sur la (**Figure 1-9**). En effet, il faut signaler que le comportement et l'accrochage de la décharge sont différents lors d'un tir sur une électrode usagée. L'état de surface des électrodes se dégrade considérablement après plusieurs essais (environ 5 essais) à fort courant. Des grosses porosités apparaissent sur la surface de l'anode en cuivre et tungstène, favorisant l'accrochage de l'arc sur cette zone. Le transfert d'énergie concerne alors une zone plus réduite entraînant l'éjection d'une importante quantité de métal fondu. L'électrode en argent carboné est également très détériorée. Toutefois, l'accrochage du pied d'arc est plus homogène sur toute la surface.

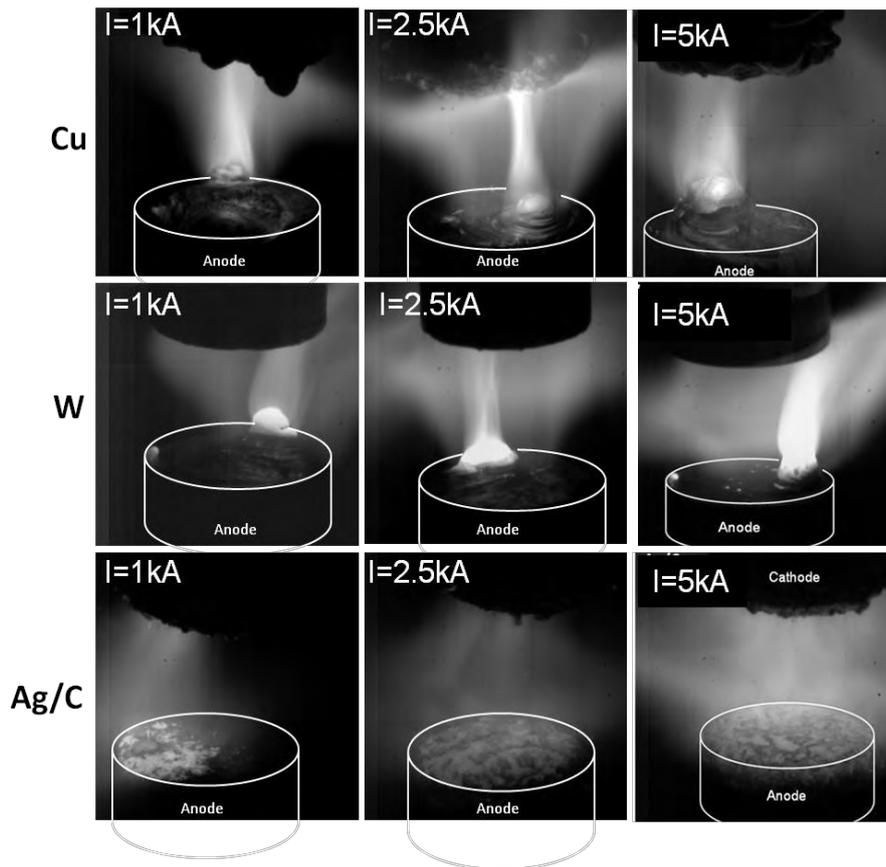


Figure 1-9. Images du pied d'arc avec des électrodes usagées à l'instant  $t=4ms$ .

### 1.3.2 Visualisation du pied d'arc cathodique.

Pour la visualisation du pied d'arc cathodique, le positionnement des électrodes a été modifié. La cathode a été placée en position inférieure. Les observations réalisées par imagerie rapide confirment un comportement de l'arc différent de celui observé avec l'anode.

La série des photographies prise avec des électrodes de nature différente est reportée sur la (Figure 1-10). Le pied d'arc cathodique semble être plus mobile dans le cas des matériaux d'électrode à faible température de fusion tel que le cuivre ( $T_{f_{Cu}}=1357K$ ), que dans des matériaux réfractaires tel que le tungstène ( $T_{f_w}=3683K$ ) [Gui\_3], [Vac\_1]. Les images prises avec la cathode en cuivre confirment un pied d'arc très mobile et fluctuant ; un grand nombre de spots peut être observé sur la surface de l'électrode. L'image de l'électrode en argent carboné présente également un pied d'arc relativement mobile et lumineux constitué de plusieurs spots qui ont tendance à couvrir l'intégralité de la surface de l'électrode.

Avec une électrode en tungstène, on peut noter un comportement du pied d'arc plutôt stable. A partir de l'instant  $t=4ms$ , des sites émissifs se forment sur tout le bord de l'électrode (Figure 1-11). A  $t=8ms$ , on observe des petits volumes de métal en fusion provenant de l'anode. Ceux-ci rebondissent à la cathode et sont ensuite projetés vers l'extérieur. Nous avons également étudié le comportement du pied d'arc dans le cas des électrodes utilisées

dans plusieurs essais à fort courant. On peut distinguer la dégradation de l'état de surface des électrodes en cuivre et en argent carboné. En revanche nous n'avons observé aucune érosion de la surface de la cathode en tungstène. Dans tous les cas, l'arc s'accroche de façon aléatoire et ne privilégie aucune zone de l'électrode. A la cathode, l'état de surface semble ne pas avoir d'influence sur l'accrochage du pied d'arc.

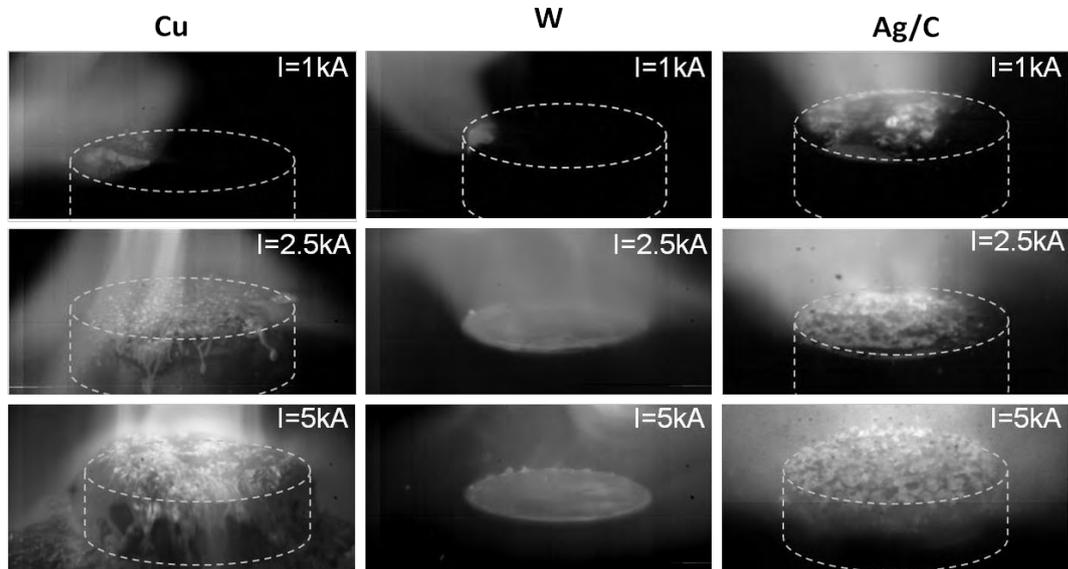


Figure 1-10. Visualisation de l'accrochage cathodique pour différentes natures d'électrode à  $t=5\text{ms}$ .

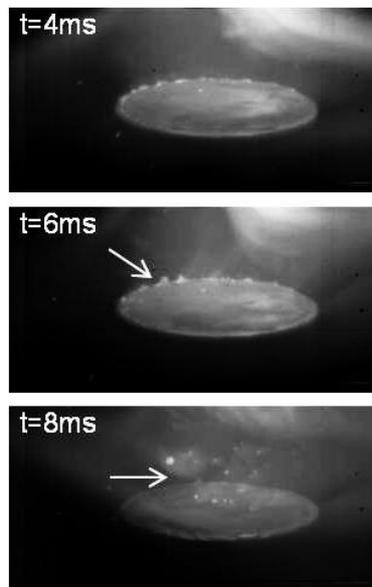


Figure 1-11. Sites émissifs sur la cathode en tungstène,  $I=5\text{kA}$ .

Les images présentées ont permis de suivre l'évolution de l'accrochage du pied d'arc et d'observer l'importance de l'ablation en fonction de la nature des contacts. Ces mesures vont

servir de références dans l'étude de l'interaction de l'arc avec les électrodes. Après cette présentation des visualisations, nous allons à présent en extraire l'évolution des tailles d'accrochage ainsi que les densités moyennes de courant pour les différents matériaux de contacts étudiés.

## 1.4 Densité moyenne de courant

Les importants transferts d'énergie lors de l'interaction arc/matériaux sont principalement dus à la part électrique transférée au niveau du pied d'arc. La densité de courant est une des grandeurs permettant de quantifier ces transferts d'énergie. La densité moyenne de courant peut s'obtenir à partir de la relation suivante :

$$J_{moy} = \frac{I(t)}{S(t)} \text{ (A.m}^{-2}\text{)} \quad (I-1)$$

I étant le courant et S la surface d'accrochage.

La mesure expérimentale de la surface de la tâche est toujours délicate. En effet, les mouvements du pied d'arc, la forte intensité lumineuse de l'arc et la faible dimension de la zone à étudier rendent difficile la mesure de cette grandeur. La méthode classique utilisée par les expérimentateurs consiste à mesurer la taille des cratères créés sur la surface de l'électrode après le passage de l'arc [Hem\_1], [Cob\_1]. D'autres techniques ont été développées pour déduire le profil radial des densités de courant sur une configuration stationnaire (arc transféré), à l'aide d'une électrode segmentée permettant de faire un bilan calorimétrique sur chaque partie [Nes\_1], [Bin\_1], [Vil\_1].

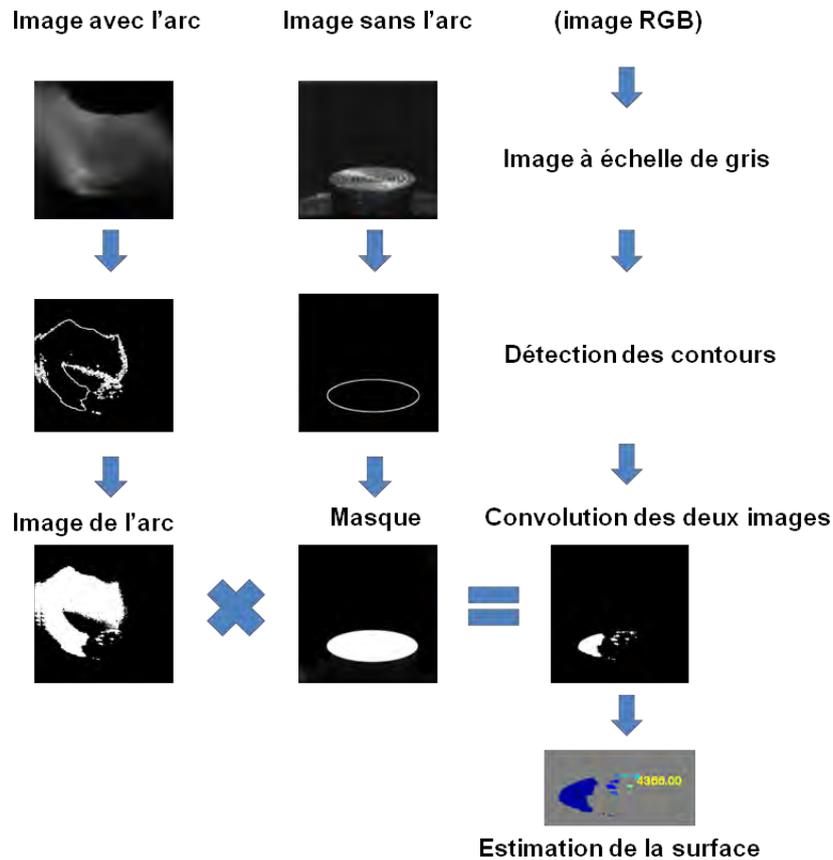
L'approche que nous avons retenue est basée sur les visualisations issues de l'imagerie rapide. Si l'on assimile la zone d'accrochage du pied d'arc à la zone de passage du courant, nous pouvons alors en déduire l'évolution de la densité moyenne de courant au cours du temps. La détermination de cette surface a été effectuée à l'aide du traitement d'images présenté dans le paragraphe ci-dessous.

### 1.4.1 Estimation de la taille d'accrochage du pied d'arc

L'évaluation de la taille d'accrochage du pied d'arc a été réalisée de la manière suivante (**Figure 1-12**):

1. Conversion de l'image en niveaux de gris : l'image originale (image RGB) est convertie en niveaux de gris. Chaque pixel a une valeur en intensité qui peut varier de 0 (intensité minimale) à 255 (intensité maximale).
2. Conversion de l'image en binaire : l'image en niveaux de gris est ensuite convertie en image binaire. Après avoir fixé un niveau seuil pour l'image, les zones qui sont plus sombres que le niveau seuil sont définies comme étant noires, tandis que celles qui sont plus claires sont définies comme étant blanches. Un pixel blanc est égal à « 1 » et le noir est égal à « 0 ».

3. Détection des contours : un filtrage numérique [Can\_1] est utilisé pour définir les contours des spots. La détection de contours permet de repérer dans l'image les spots sur la surface de l'électrode.
4. Convolution de l'image : la superposition des deux images permet de déterminer les frontières de l'électrode et de supprimer l'arc.
5. Estimation de la surface : on calcule la surface du spot ou des taches.



**Figure 1-12.** Traitement d'images effectué pour l'estimation de la surface d'accrochage du pied d'arc.

#### 1.4.2 Validation de la méthode

Avant d'appliquer cette approche à notre configuration expérimentale, nous avons souhaité la confronter à une configuration classique d'arc transféré. Le groupe AEPPT dispose d'un réacteur à arc transféré du type « pointe – plan » dont la distance inter électrodes est réglable. L'intensité du courant peut aller de 30 à 200A. Pour valider notre approche, nous avons comparé les valeurs des densités moyennes de courants déduites de la visualisation par imagerie rapide avec celles calculées par un modèle numérique.

Pour la même configuration, le modèle numérique développé par Lago [Lag\_1] a permis d'estimer les flux transférés à l'anode ainsi que les différentes composantes de ces flux. Lago a montré que la composante majoritaire du flux impactant l'anode est le flux électrique :

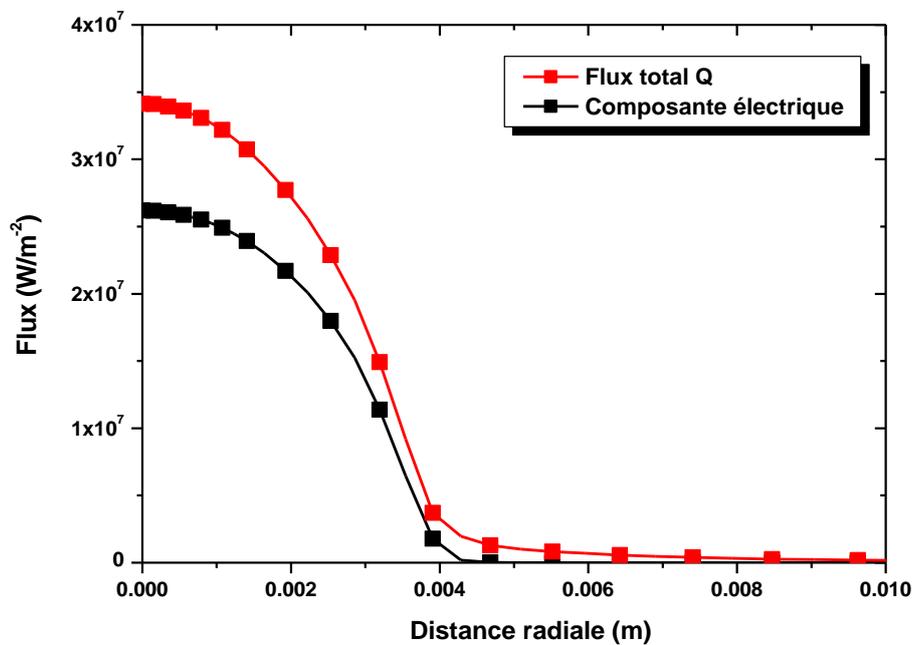
$$Q_e = j_a(V_a + \phi_w) \quad (I-2)$$

$J_a$  : la densité de courant,  
 $V_a$  : la chute de tension à l'anode,  
 $\Phi_w$  : le travail de sortie des électrons.

Dans les travaux de Masquère [Mas\_1], la même configuration a été utilisée pour quantifier les flux transférés à l'anode. Les flux mesurés ont été confrontés à ceux estimés par Lago [Lag\_1]. Les conditions opératoires utilisées sont les suivantes :

- Gaz plasmagène : argon.
- Anode en cuivre.
- Distance inter électrode : 10mm.
- Intensité : 90A.

Les deux composantes (électrique et total), pour un courant de 90A sont présentées sur la **Figure 1-1**.

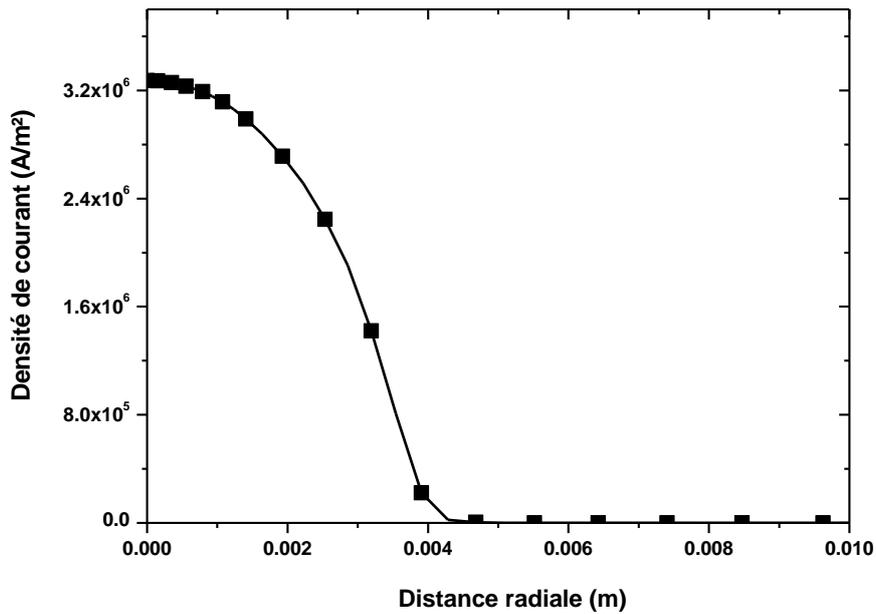


**Figure 1-13.** Profil radial du flux total et flux électrique mesuré par [Mas\_1].

A partir de la composante électrique du flux, il est ainsi possible d'en déduire le profil de densité de courant  $J$ . Pour ce calcul, les valeurs de la chute de tension à l'anode (cuivre) et du travail de sortie des électrons ont été prises du modèle [Lag\_1]:

- chute de tension à l'anode  $V_a = 3.5V$
- travail de sortie des électrons  $\Phi_w = 4.5V$

Le profil de densité de courant déduit est présenté sur la **Figure 1-14**. La valeur maximale est de  $3.2 \times 10^6 A/m^2$  pour un courant de 90A.



**Figure 1-14.** Distribution radiale de la densité de courant déduite du flux électrique.

A partir de ce profil radial de densité de courant, il est alors possible d'obtenir un profil normalisé  $f(r)$  :

$$f(r) = \frac{j(r)}{j_{max}} \quad (1-3)$$

$J_{max}$ : densité de courant maximale sur l'axe

Le profil de densité de courant pour une intensité  $I$  peut être déduit de la relation suivante :

$$J_{estimée}(r) = f(r).I \quad (1-4)$$

Les densités de courant déduites pour des courants de 50, 75 et 80A sont présentées sur la **Figure 1-15**.

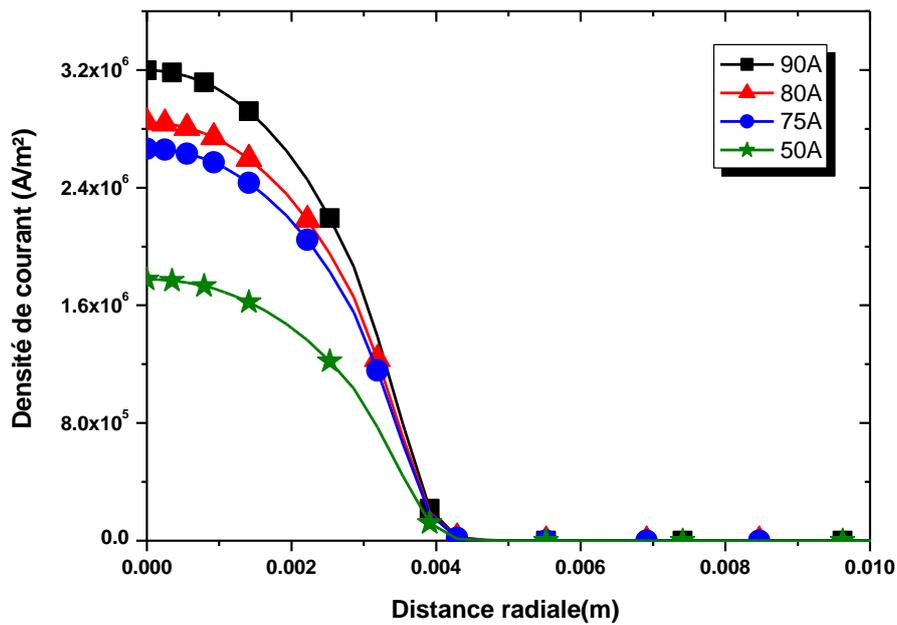


Figure 1-15. Profils de densité de courant estimés pour un courant donné.

Nous pouvons alors en déduire les densités moyennes de courant pour des courants compris entre 50 et 90A. L'étape suivante consiste alors à les comparer avec celles mesurées en utilisant notre approche par imagerie rapide. En se plaçant dans les mêmes conditions opératoires du modèle, les densités moyennes de courant ont été déduites pour des intensités comprises entre 50 et 90A. Les résultats obtenus sont présentés dans le **Tableau 1-1**.

<i>Courant (A)</i>	<i>Densité moyenne de courant J (A/m²)</i>	
	<i>Théorique</i>	<i>Visualisation</i>
50	$5.53 \times 10^5$	$6.0 \times 10^5$
75	$8.32 \times 10^5$	$7.7 \times 10^5$
80	$8.88 \times 10^5$	$8.1 \times 10^5$
90	$9.89 \times 10^5$	$9.4 \times 10^5$

Tableau 1-1. Comparaison des résultats des densités moyenne de courant modèle / expérience.

On peut noter que l'accord reste satisfaisant pour les quatre valeurs d'intensités. En effet, l'écart entre les valeurs du modèle et celles déduites de la visualisation reste inférieure à 10% pour cette gamme de courant. Cette confrontation nous permet ainsi de valider notre approche et de l'appliquer sur notre configuration impulsionnelle. Une incertitude maximale de 11.5% sur la densité de courant a été estimée.

### 1.4.3 Résultats

#### a. Taille d'accrochage du pied d'arc anodique

Après avoir confronté et validé l'approche, la méthode pour mesurer la surface d'accrochage a alors été appliquée à notre configuration expérimentale. Les figures **1-16**, **1-17** et **1-18** présentent respectivement l'évolution de la surface d'accrochage du pied d'arc mesurée pour chaque matériau sur des électrodes neuves, pour un courant de 1kA, 2.5kA et 5kA. La surface totale de l'électrode estimée est de 92mm<sup>2</sup>. Les surfaces déduites des photos précédentes présentent une forme de cloche suivant l'évolution du courant.

Si l'on regarde plus précisément les différences en fonction de la nature des électrodes, le diamètre de la tâche est bien plus important dans le cas du matériau hétérogène (électrodes en argent carboné AgC). En effet, tel qu'il a été observé sur les figures précédentes (**Figure 1-7**), pour le courant de 2.5kA, l'arc s'étale sur tout le diamètre de l'électrode et au-delà de la surface supérieure pour le courant de 5kA. Pour les deux autres matériaux (cuivre et tungstène), la zone de conduction reste inférieure par rapport à l'argent carboné, quel que soit le courant. Dans le cuivre la surface d'accrochage est légèrement plus importante que pour le tungstène.

Une plus grande incertitude subsiste pour le courant  $I_{\max}=1\text{kA}$ . En effet, l'arc s'accroche préférentiellement sur le bord et la surface latérale de l'électrode (accrochage en demi-lune). Dans le cas du cuivre et le tungstène, les tailles déduites pour ce courant (1kA) sont légèrement sous estimées étant donné le positionnement de la caméra. De ce fait, nous avons corrigé la mesure en supposant un accrochage symétrique sur la face masquée. Pour un courant de 2.5kA, la surface d'accrochage estimée est de 49.4mm<sup>2</sup> pour l'argent carboné, 31.6mm<sup>2</sup> pour le cuivre et 20mm<sup>2</sup> pour le tungstène. Pour  $I_{\max}=5\text{kA}$ , la zone maximale de passage du courant est de 77.4mm<sup>2</sup> pour l'argent carboné, 50mm<sup>2</sup> pour le cuivre et 47mm<sup>2</sup> pour le tungstène.

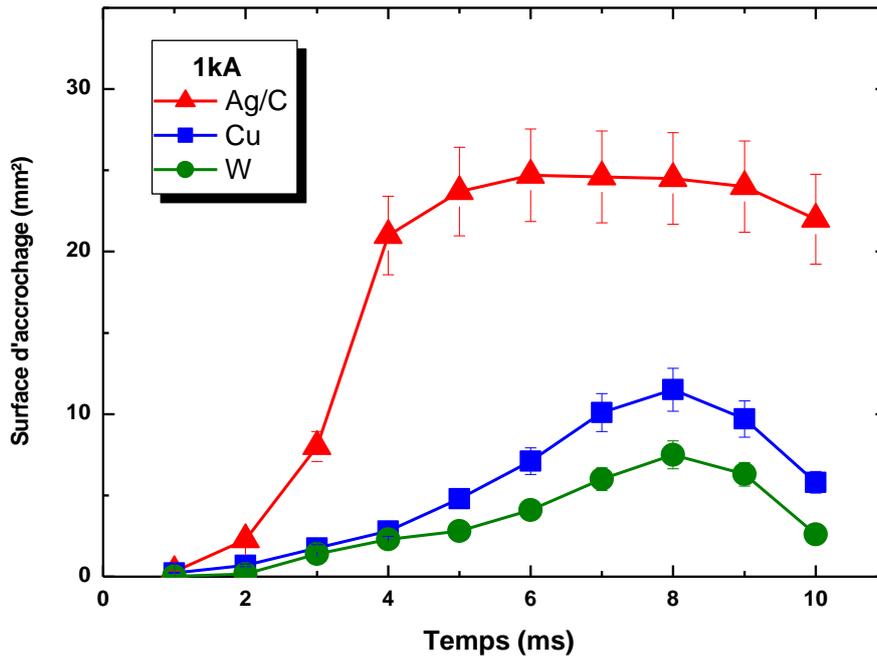


Figure 1-16. Surface d'accrochage de l'arc pour trois matériaux.  $I=1kA$ .

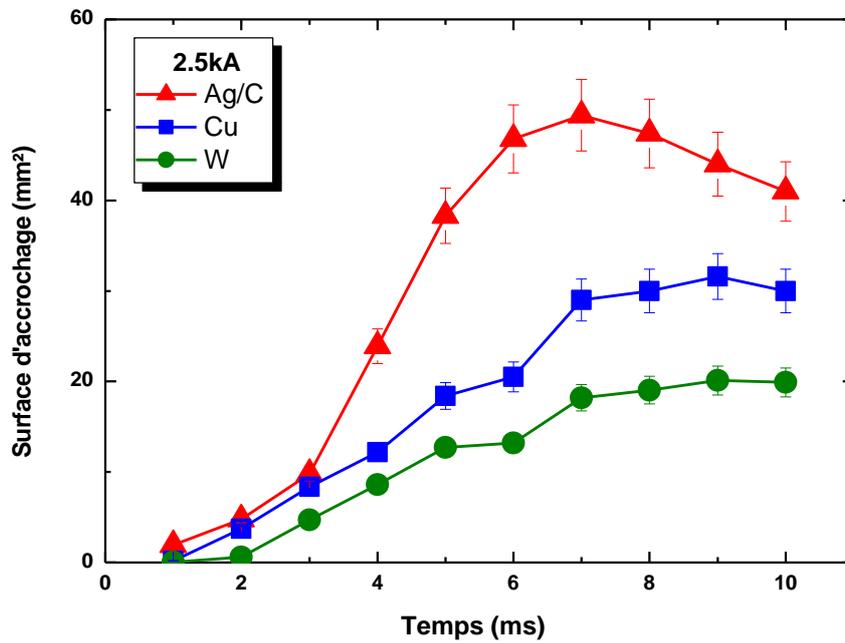


Figure 1-17. Surface d'accrochage de l'arc pour trois matériaux.  $I=2.5kA$ .

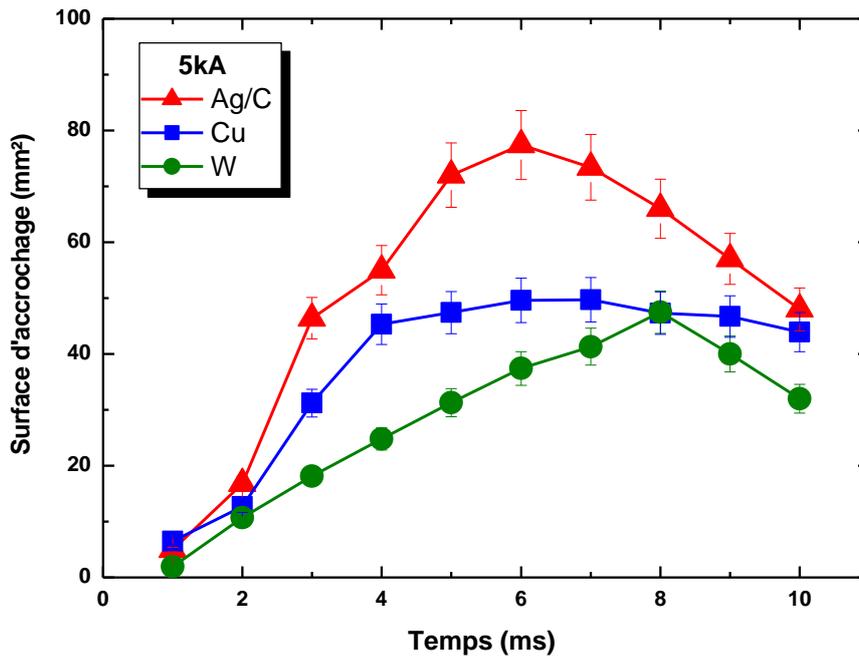


Figure 1-18. Surface d'accrochage de l'arc pour trois matériaux.  $I=5kA$ .

b. Densité moyenne de courant

L'évolution de la densité moyenne de courant estimée à l'anode est tracée sur les *Figures 1-19, 1-20 et 1-21*, pour trois matériaux d'électrode et pour les courants 1kA, 2.5kA et 5kA. En général, on observe une diminution de la densité moyenne quand on augmente le courant. Ceci peut s'expliquer par le fait que la surface du pied d'arc estimée augmente en fonction du courant conduisant à une zone plus importante à 5kA que pour les autres courants 2.5kA et 1kA. Pendant les premiers instants ( $t < 3ms$ ), la densité de courant estimée est très élevée. En effet, tel que nous l'avons montré, l'accrochage de l'arc à ces instants se fait dans une zone étroite sur les bords de l'électrode. A partir de  $t=4ms$ , l'arc est déjà établi et on obtient donc des valeurs de densité de courant qui peuvent varier entre  $10^7-10^8 A/m^2$ . Si l'on observe les différences en fonction de la nature des électrodes, les densités estimées dans le tungstène sont élevées par rapport à celles trouvées dans le cuivre et l'argent carboné.

La *Figure 1-19*, expose les profils de densité de courant obtenus à 1kA pour les trois matériaux d'électrode. Dans le cas du tungstène, des forts gradients de l'ordre de  $3.9 \times 10^8 A/m^2$  sont observés en début de l'arc. A l'instant  $t=5ms$ , la densité moyenne de courant est estimée à  $2.9 \times 10^8 A/m^2$ . On observe une légère montée de la densité pendant la phase décroissante du courant. Ceci est dû au confinement du pied d'arc dans une surface plus réduite à la fin de décharge. Avec l'électrode en cuivre, la forme du profil est similaire à celle du tungstène mais avec des valeurs légèrement inférieures. A l'instant  $t=2ms$  la densité de courant observée est de l'ordre de  $5.5 \times 10^8 A/m^2$ . Cette valeur diminue en fonction du temps ;

à  $t=5\text{ms}$  la densité moyenne est égale à  $2.7 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  et  $1.22 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  à  $t=10\text{ms}$ . Avec l'argent carboné, le pied d'arc occupe une grande partie de la surface et on obtient des valeurs de densité de courant plus faibles par rapport à celles des matériaux homogènes. A l'instant  $t=2\text{ms}$ , la densité moyenne présente un maximum de  $2.3 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ . A  $t=5\text{ms}$ , cette valeur diminue à  $3.9 \times 10^7 \text{ A/m}^2$  et se maintient plus ou moins constante jusqu'à l'extinction de l'arc.

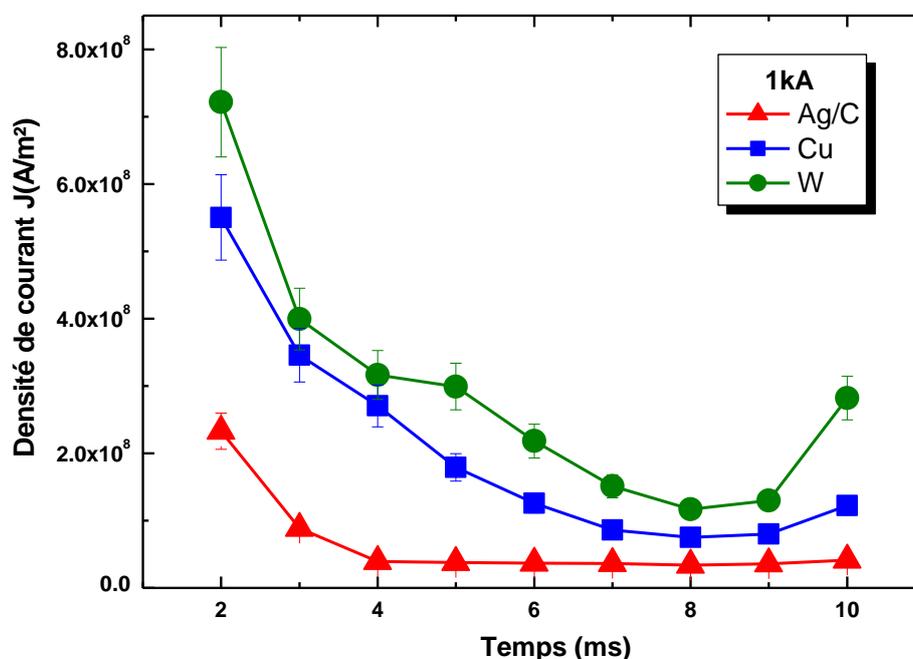


Figure 1-19. Densité moyenne de courant estimée pour 3 matériaux : Ag/C, Cu, W.  $I=1\text{kA}$ .

Sur la **Figure 1-20**, nous avons reporté les profils obtenus pour  $I_{\text{max}}=2.5\text{kA}$ . La densité de courant estimée dans le tungstène est supérieure à celles du cuivre et de l'argent carboné. Les profils présentent une valeur maximale à l'instant  $t=2\text{ms}$  et diminuent progressivement en fonction du temps. Pendant la phase décroissante du courant ( $t > 8\text{ms}$ ), les profils obtenus sont assez proches. Les valeurs estimées dans le tungstène varient de  $6 \times 10^8$  à  $7.0 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ . Dans le cas du cuivre, la densité moyenne varie entre  $3.6 \times 10^8$  et  $5.0 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ . Dans l'électrode en argent, le profil varie entre  $2.0 \times 10^8$  et  $4.2 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ .

La densité moyenne obtenue à fort courant ( $I_{\text{max}}=5\text{kA}$ ) est présentée sur la **Figure 1-21**. Les profils obtenus sont similaires à ceux obtenus avec  $I_{\text{max}}=2.5\text{kA}$  mais avec des valeurs deux fois plus faibles lors des premiers instants de l'extinction de l'arc. La densité estimée dans le tungstène est toujours supérieure par rapport à celle du cuivre et de l'argent carboné. La valeur moyenne dans l'anode en tungstène varie des premiers instants de l'arc de  $2.6 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  et diminue graduellement à  $3.6 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ . Dans le cas du cuivre, la densité de courant présente une valeur maximale de  $2.1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  qui diminue brusquement à  $1.1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  à  $t=3\text{ms}$ . Cette valeur se maintient pendant quelques millisecondes et commence à décroître

progressivement. Pendant la phase d'extinction de l'arc, la densité de courant est estimée à  $2.1 \times 10^7$  A/m<sup>2</sup>. Le profil dans l'argent carboné varie entre  $1.3 \times 10^8$  A/m<sup>2</sup> et  $3.3 \times 10^7$  A/m<sup>2</sup>.

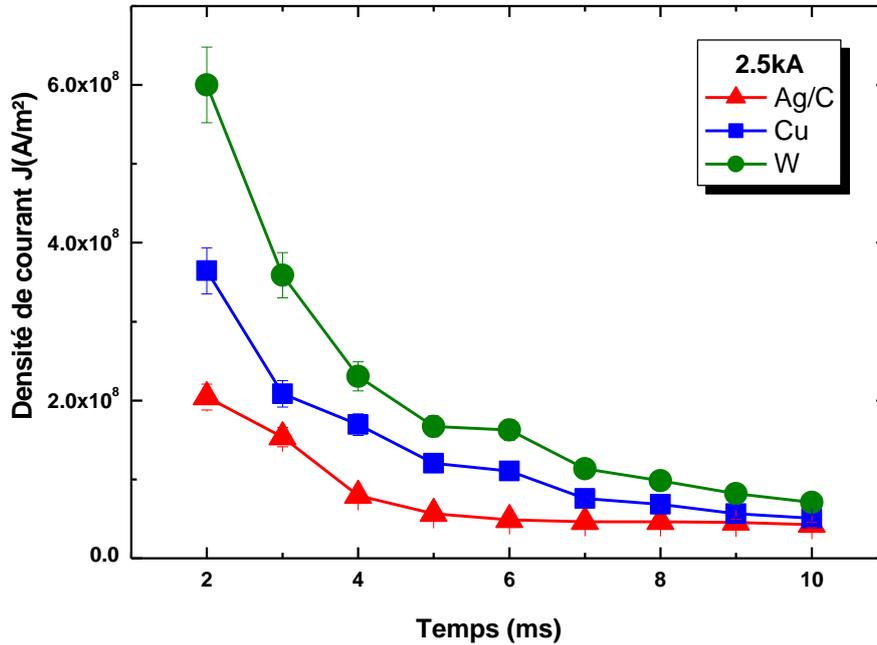


Figure 1-20. Densité moyenne de courant estimée pour 3 matériaux : Ag/C, Cu, W.  $I=2.5kA$ .

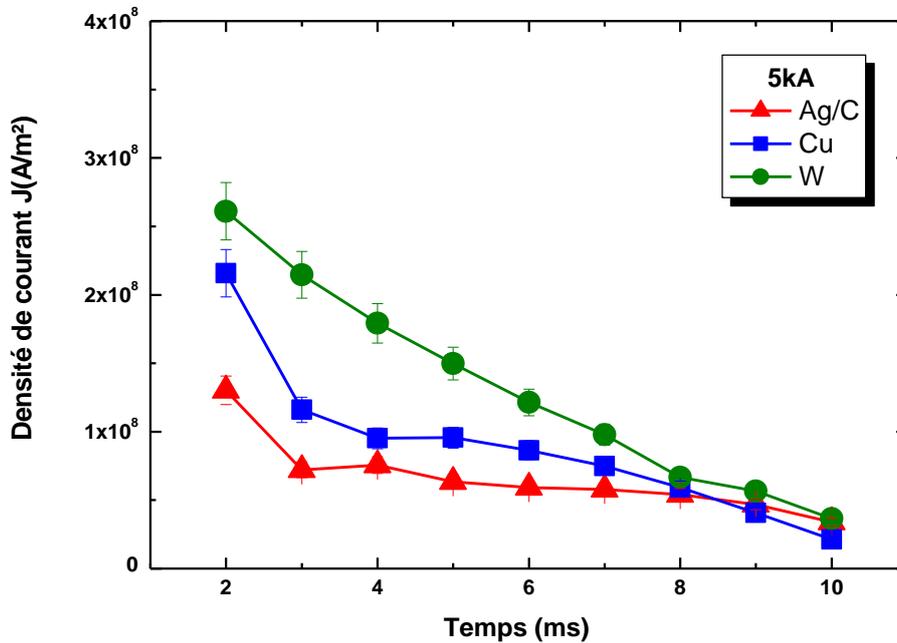


Figure 1-21. Densité moyenne de courant estimée pour 3 matériaux : Ag/C, Cu, W.  $I=5kA$ .

Dans la littérature, on peut trouver différentes valeurs de la densité de courant dans des arcs impulsions. Le **Tableau 1-2** présente quelques résultats expérimentaux pour le cuivre et

l'argent-carbone. Nous souhaitons avoir une idée de l'ordre de grandeur estimé dans des configurations d'arc similaires, étant donné les conditions expérimentales différentes.

Auteur	Gaz	Courant (A)	Distance inter-électrode (mm)	Matériau	$J_{\max}$ (A/m <sup>2</sup> )
[Shi_1]	Air	750 2250	5	Cu	$3,4 \times 10^8$ $5,5 \times 10^8$
[Cha_1]	Air	< 5000	8	Cu	$2,3 \times 10^8$
[She_1]	Air	2000 4000	Max 2,5cm	Ag/C (97/3)%	$8 \times 10^8$ $4 \times 10^8$

**Tableau 1-2.** Valeurs de la densité de courant estimées par différents auteurs.

## 1.5 Estimation du taux d'érosion

Les photographies prises par imagerie rapide ont mis en évidence une différence notable du comportement de la décharge en fonction de la nature des électrodes. Les images des électrodes en tungstène montrent un arc stable avec peu d'érosion. Les clichés pris dans l'argent carboné exposent un comportement diffus de l'arc et une quantité considérable de matériau projeté vers l'extérieur des électrodes. Dans le cuivre, on constate un grand nombre de gouttelettes de métal projetées.

Afin de quantifier l'érosion observée par imagerie rapide, nous avons procédé à des mesures de pertes massiques. Ces mesures permettront d'en déduire un taux d'érosion moyen en fonction de la nature du matériau d'électrode. La bibliographie montre qu'il est courant d'exprimer ce taux d'érosion en fonction de la charge électrique injectée dans la décharge (Coulombs) à partir de l'expression suivante :

$$Q = \int_0^t i dt \quad (1-7)$$

$Q$ : charge électrique (C),

$i$ : Intensité électrique (A),

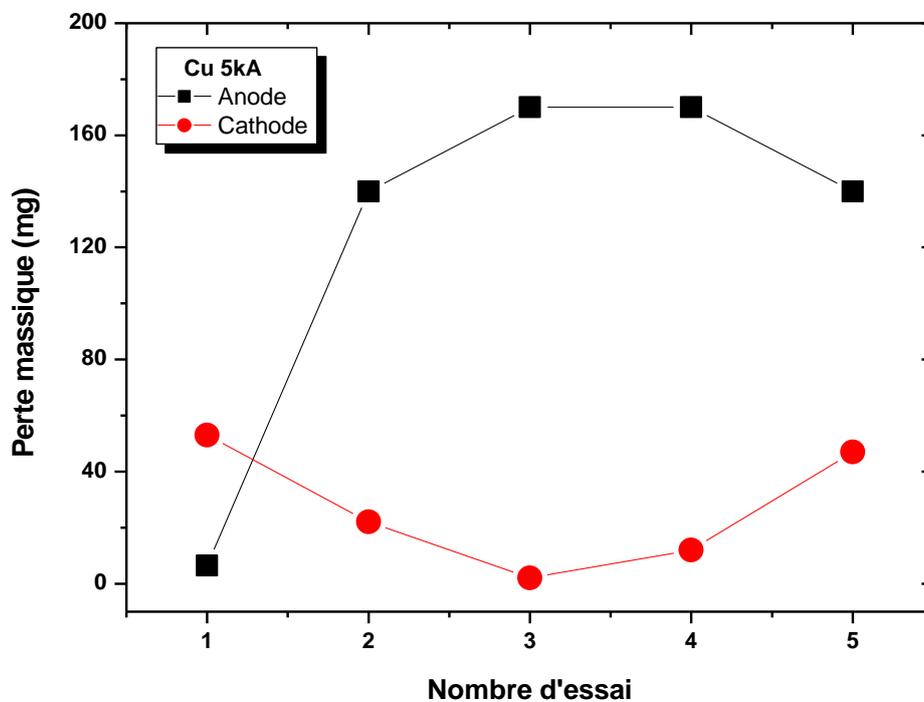
$t$ : durée de la décharge (s).

Chaque électrode est pesée avant et après chaque tir. La mesure de la masse lors du premier et dernier essai n'est pas prise en compte dans l'estimation du taux d'érosion. En effet, comme nous l'avons déjà signalé, le transfert d'énergie est différent lorsque l'électrode est neuve ou très endommagée après le passage de l'arc. Après 5 opérations successives à fort courant, les électrodes en cuivre sont très endommagées et doivent être remplacées par des électrodes neuves. Afin d'obtenir une statistique correcte des résultats, nous avons effectué le même

nombre d'essais pour le tungstène et l'argent-carbone. L'incertitude liée à la mesure varie entre  $\pm 0.1\text{mg}$ .

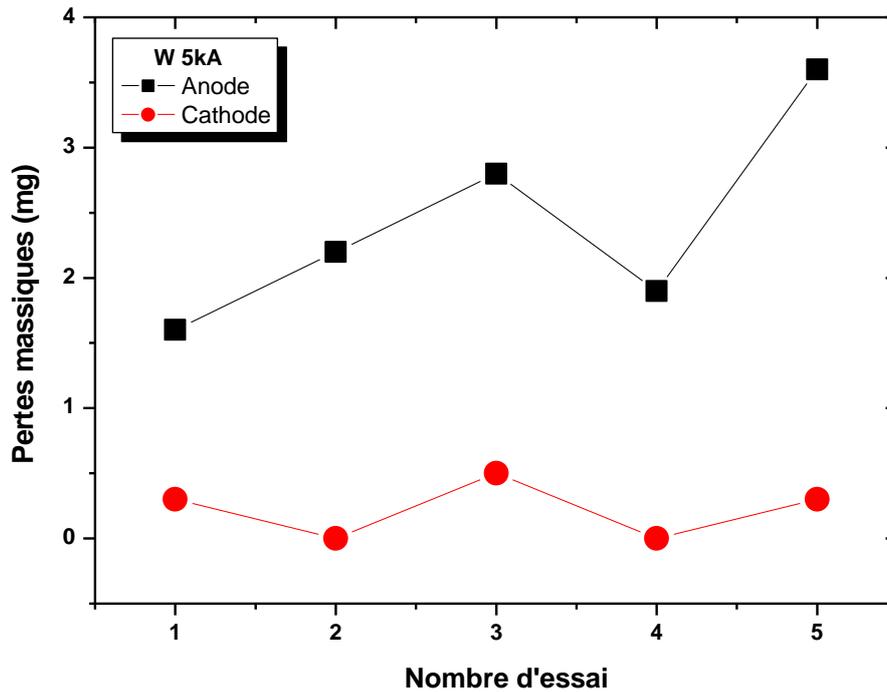
### 1.5.1 Résultats

Dans un premier temps, nous avons tracé les pertes massiques en fonction du nombre d'essais réalisées avec une même électrode. Les résultats obtenus pour le cuivre à un courant de 5kA sont illustrés sur la **Figure 1-22**. L'anode est positionnée dans le support du haut du réacteur et la cathode dans le support du bas. On constate lors du premier tir, une masse érodée de la cathode supérieure à celle de l'anode. Ce phénomène s'inverse à partir du second essai et on observe ensuite une forte augmentation de la perte de masse à l'anode et une diminution à la cathode. Lorsque l'électrode est très endommagée (après  $\sim 4$  opérations), les pertes anodiques ont tendance à diminuer.



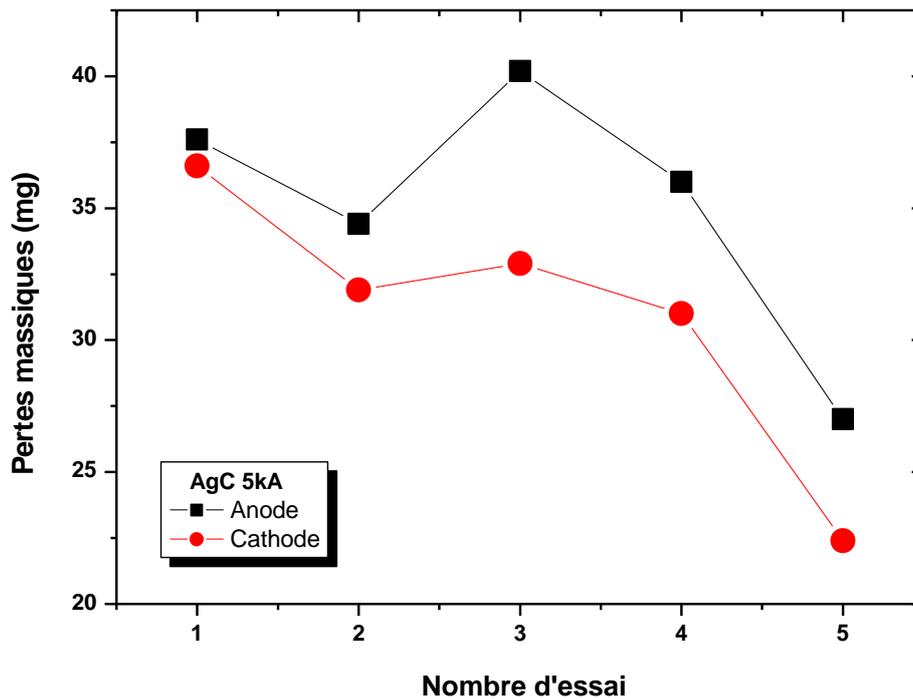
**Figure 1-22.** Pertes massiques des électrodes en cuivre en fonction du nombre d'essais.  $I=5\text{kA}$ .

La **Figure 1-23** illustre les résultats obtenus pour le tungstène pour un courant de 5kA. A l'anode, la masse érodée augmente graduellement en fonction du nombre d'essais alors qu'à la cathode l'érosion reste constante.



*Figure 1-23. Pertes massiques des électrodes en tungstène en fonction du nombre d'essais.  
 $I=5kA$ .*

La *Figure 1-24* montre les résultats obtenus pour les électrodes en argent carboné pour un courant de 5kA. On peut observer que l'ordre de grandeur des pertes massiques à l'anode et à la cathode est similaire. Après trois opérations successives, la masse érodée mesurée tend à diminuer.

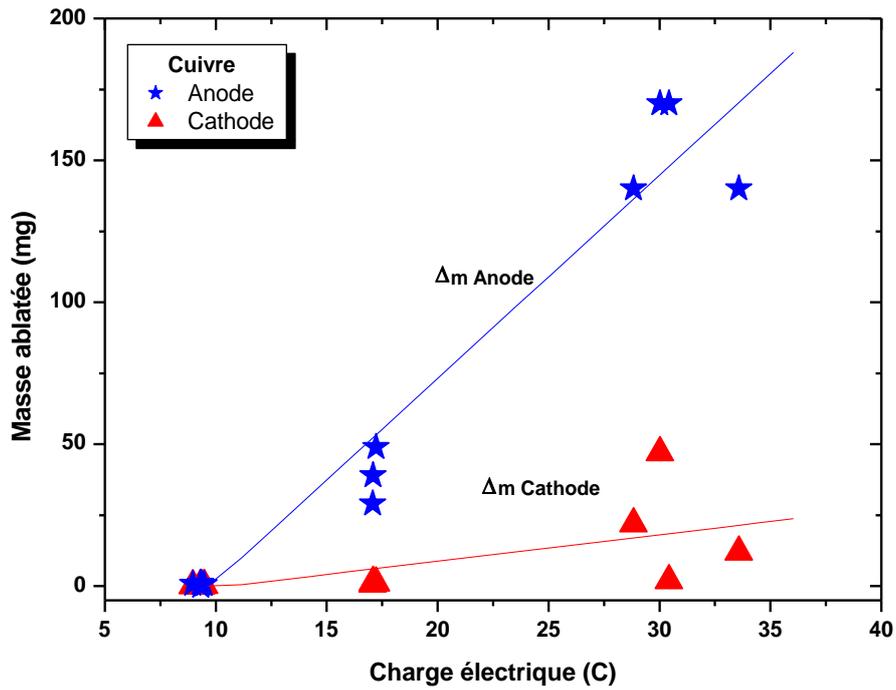


**Figure 1-24.** Pertes massiques des électrodes en argent carboné en fonction du nombre d'essais.  $I=5kA$ .

Les résultats présentés rendent compte de la non-linéarité de l'érosion quand le nombre d'opérations augmente. Ces mesures permettront par la suite de quantifier un taux d'érosion pour chaque matériau d'électrode. Nous allons à présent tracer les pertes massiques mesurées en fonction de la charge appliquée.

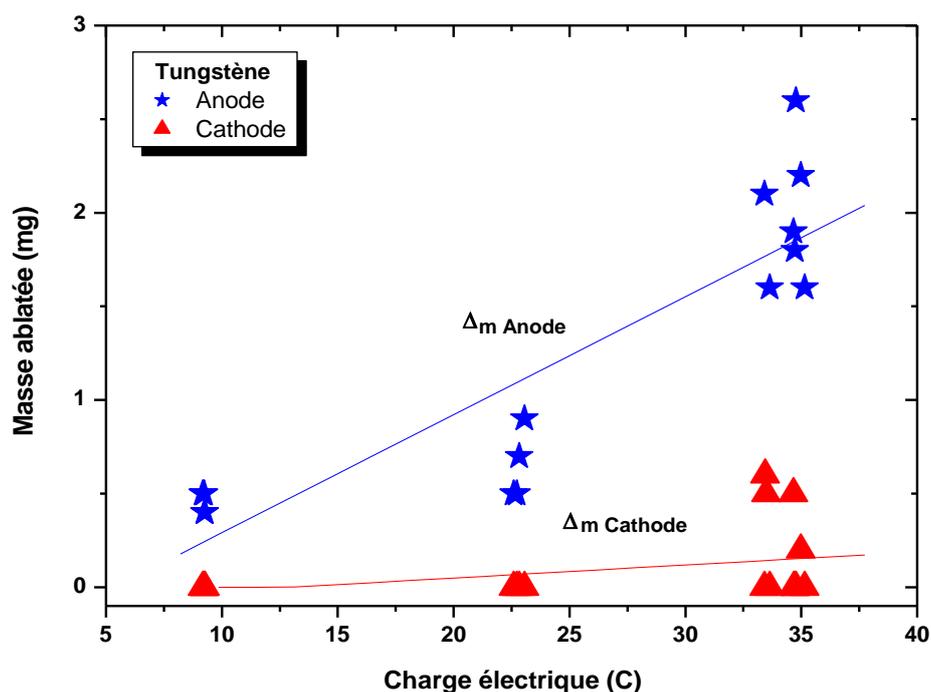
Le nuage de points montré sur la **Figure 1-25** décrit la masse ablatée dans le cuivre en fonction de la charge électrique. Chaque mesure réalisée est symbolisée par un point. Les résultats trouvés à l'anode et à la cathode sont représentés respectivement par une étoile bleue et un triangle rouge. On observe que la quantité de masse ablatée augmente en fonction de la charge appliquée. On constate également que les pertes de masse à l'anode sont nettement supérieures à celles mesurées à la cathode. La masse ablatée dans l'anode varie de 0.7mg à 170mg pour une charge électrique de 8.9C et 30.5C respectivement. La cathode perd de 0.2mg à 47mg de masse pour une charge appliquée de 8.9C et 30.5C respectivement.

Pour chaque nuage de points, nous avons comparé deux types de régressions : linéaire et exponentielle. Selon le coefficient de détermination, la régression linéaire dans le cas du cuivre semble être la solution la plus adaptée à la distribution des points. Le taux d'érosion (anode et cathode) est donc déduit de la pente de la droite.



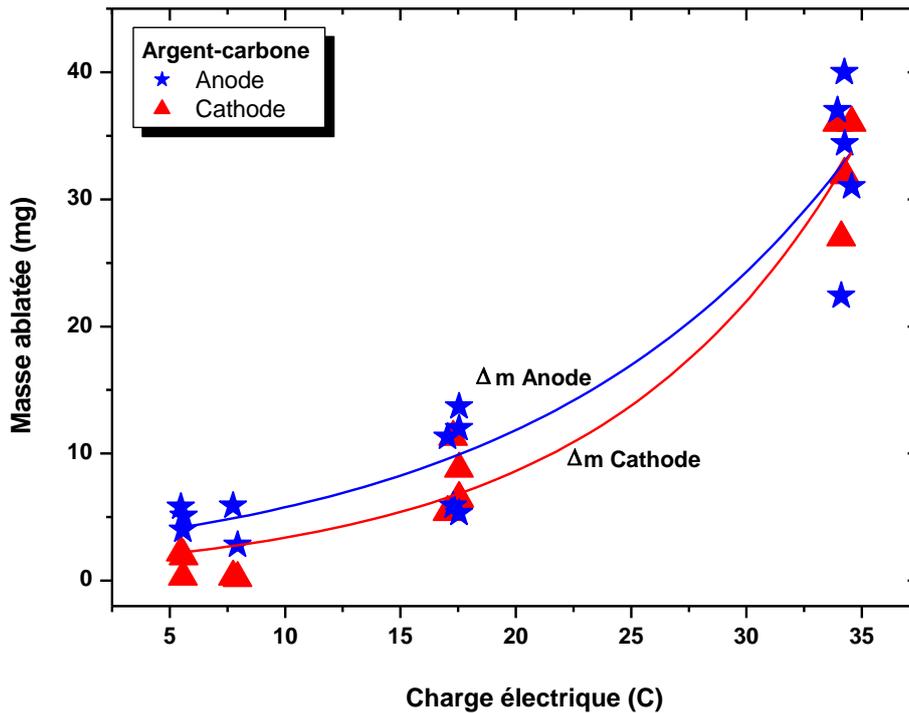
*Figure 1-25. Relation entre les pertes massiques et la charge appliquée dans le cuivre.*

La **Figure 1-26** montre les résultats estimés dans les électrodes en tungstène. La quantité de masse ablatée à l'anode est légèrement supérieure à celle de la cathode, surtout à fort courant. La masse érodée à l'anode varie de 0.2mg à 3.6mg pour une charge appliquée de 9.2C et 35.1C. Côté cathode, les pertes massiques sont très faibles ; un maximum de 0.5mg pour une charge électrique de 35.1C est constaté. Pour les charges inférieures à 25C, aucune perte n'a été mesurée. Selon le coefficient de détermination, le taux d'érosion peut être déduit de la pente de la droite.



**Figure 1-26.** Relation entre les pertes massiques et la charge appliquée dans le tungstène.

La **Figure 1-27** illustre la masse ablatée dans les électrodes en argent carboné. Pour une charge appliquée inférieure à 10C, les pertes massiques à l'anode sont légèrement supérieures à celles de la cathode. Au-delà d'une charge de 10C, l'ordre de grandeur de la masse ablatée à l'anode et à la cathode est similaire. On trouve à l'anode des pertes qui peuvent varier de 5mg à 40mg pour une charge appliquée de 5.5C et 34.2C respectivement. A la cathode, la masse érodée varie de 2.1mg à 36mg pour 5.5C et 34.2C de charge électrique appliquée. Il est bien évident que le transfert d'énergie dans les matériaux hétérogènes est différent de celui des matériaux homogènes. Dans la littérature, le type de régression décrivant le mieux les pertes massiques des matériaux hétérogènes est la régression exponentielle [Fec\_1], [Wal\_1].



**Figure 1-27.** Relation entre les pertes massiques et la charge appliquée dans l'argent-carboné.

La **Figure 1-28** expose les taux d'érosion moyens déduits à l'anode et à la cathode pour le tungstène et le cuivre. L'incertitude sur les résultats est estimée à  $\pm 0.1\text{mg}$ . Le taux d'érosion moyen dans le cuivre est de l'ordre de  $7.19\text{mg/C}$  à l'anode et de  $0.89\text{mg/C}$  à la cathode. Dans le cas des électrodes en tungstène le taux d'érosion est nettement plus faible (environ  $0.07\text{mg/C}$  à l'anode et  $8 \times 10^{-3}\text{mg/C}$  à la cathode).

Dans le cas de l'argent-carbone, le taux d'érosion a été mesuré pour trois valeurs de la charge appliquée (6.5C, 17.5C et 34.2C). On estime une perte massique à l'anode de 0.5mg, 1.19mg et 3.87mg respectivement. A la cathode, les valeurs estimées sont de l'ordre de 0.3mg, 0.9mg et 3.72mg.

L'ensemble des résultats présentés confirme les observations réalisées par imagerie rapide. Le courant d'arc et le matériau d'électrode jouent un rôle important sur le comportement de l'arc et l'érosion. Nous avons également observé que le taux d'érosion à l'anode était toujours supérieur à celui estimé à la cathode.

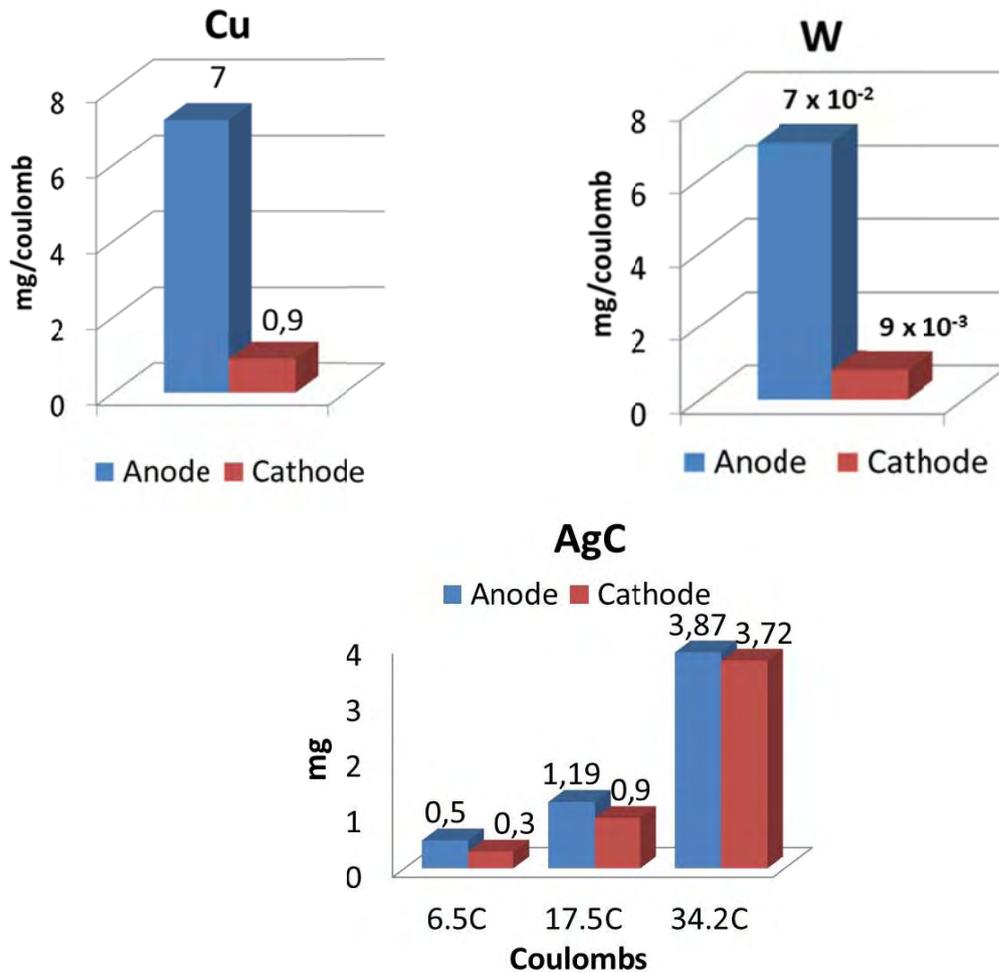


Figure 1-28. Taux d'érosion déduit des régressions linéaires et exponentielles pour les matériaux homogènes et hétérogènes.

## 1.6 Commentaires

Nous avons réalisé des mesures par imagerie rapide pour différents courants et matériaux d'électrode en vue d'étudier le comportement du pied d'arc anodique et cathodique. Nous avons observé que le comportement de l'arc varie selon le courant d'arc et le matériau utilisé comme électrode. On a constaté un arc très mobile dans les électrodes en cuivre, un arc diffus dans l'argent carboné et un arc plus stable dans le cas du tungstène.

Coté anode, l'état de surface dans des matériaux homogènes (cuivre et tungstène) semble avoir une influence sur l'accrochage du pied d'arc. L'arc a tendance à s'accrocher sur les irrégularités de la surface créées après le passage du courant. Dans l'argent carboné l'arc s'accroche sur toute la surface sans privilégier aucune zone en particulier. Coté cathode, l'état de surface ne semble pas influencer l'accrochage du pied d'arc. Celui-ci s'étale sur toute la surface de l'électrode.

Une nouvelle approche basée dans le traitement d'images a été mise en place pour estimer la taille d'accrochage du pied d'arc à l'anode. Cette méthode a été ensuite validée dans une configuration classique d'arc transféré. Les résultats indiquent que la zone d'accrochage dans les électrodes en argent carboné est supérieure à celle du cuivre et du tungstène. Ces résultats ont permis d'estimer des densités de courant pour trois courants dont la valeur varie entre  $10^7$ - $10^8$  A/m<sup>2</sup>.

Nous avons également étudié l'influence du matériau et du courant d'arc sur l'érosion des électrodes. L'ablation est fortement dépendante du courant d'arc, du matériau et de la polarité des électrodes (anode ou cathode). Les résultats montrent que les pertes massiques à l'anode sont toujours supérieures à celles de la cathode. Ceci est dû aux phénomènes propres de chaque polarité. En effet, la cathode est une zone complexe où a lieu l'émission des électrons (fonction du travail de sortie des électrons pour chaque matériau) et arrivent les ions (moins énergétiques que les électrons). En revanche, l'anode est le siège de bombardement des électrons, ce qui contribue à son échauffement et donc à une plus forte ablation.

Ces mesures nous ont permis de déduire un taux d'érosion pour chaque matériau d'électrode. Le taux d'érosion estimé dans le cuivre est élevé par rapport à l'argent carboné et le tungstène. Ces différences sont dues aux propriétés thermophysiques de chaque matériau. Le tungstène résiste davantage au passage de l'arc, celui-ci ayant une température de fusion ( $T_{f_w}=3683K$ ) quasiment double de celle du cuivre ( $T_{f_{Cu}}=1357K$ ) et de l'argent ( $T_{f_{Ag}}=1234K$ ).

Afin de mieux comprendre tous les phénomènes observés, nous avons mené une étude plus approfondie sur l'énergie déposée par l'arc aux électrodes. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

# Chapitre 2

*ETUDE DU TRANSFERT D'ENERGIE*



Tel que nous l'avons observé précédemment, l'arc dépose une grande partie de son énergie aux électrodes. Nous introduisons dans ce chapitre l'approche adoptée pour quantifier l'énergie transférée au matériau d'électrode par un arc de coupure.

## 2.1 Quantification du transfert d'énergie

L'une des grandeurs physiques qui permet de décrire le transfert d'énergie d'un arc vers un matériau est la densité de flux thermique  $Q$  ( $W.m^{-2}$ ). Actuellement, il existe des capteurs appelés « fluxmètres thermiques » pouvant être placés sur la surface à étudier. Ceux-ci donnent une information du flux thermique total échangé entre le milieu et le matériau. Néanmoins, il y a des situations où il est difficile voire impossible de réaliser une mesure directe, parmi lesquelles on peut citer :

- le passage de forts courants au niveau des électrodes (supérieur à la centaine d'ampères) générant ainsi des gradients de flux trop élevés ; l'épaisseur du capteur étant de l'ordre de quelques  $\mu m$ , il ne pourrait pas donc supporter de telles contraintes, le temps de réponse du capteur est relativement grand devant les phénomènes en régime transitoire,
- la perturbation de la mesure due à la présence du capteur (mesure intrusive),
- l'inaccessibilité à l'interface arc-matériau.

A l'heure actuelle, l'apparition de nouveaux dispositifs performants telles que les caméras rapides et infrarouges permet d'envisager l'étude de l'interaction de ces arcs de courte durée avec les matériaux d'électrode. A cet effet, une approche inverse a été donc adaptée à notre configuration pour quantifier l'énergie déposée par l'arc aux électrodes. Le principe consiste à déterminer la densité du flux thermique en utilisant des mesures de température prises sur des points précis de l'électrode. Le déroulement de ce chapitre s'effectue donc ainsi : tout d'abord, une description de la méthode inverse choisie est réalisée. Une étude paramétrique sera ensuite effectuée afin de déterminer les conditions opératoires à appliquer expérimentalement. Des mesures de température par thermographie infrarouge seront donc réalisées pour deux matériaux différents.

## 2.2 Problématiques inverses appliquées en thermique

Les méthodes inverses sont utilisées dans différents domaines telles que l'astrophysique pour l'analyse de la formation d'étoiles [Lan\_1], l'imagerie médicale pour la reconstruction et analyse d'images [Kim\_1], l'hydrogéologie pour la caractérisation des fonds marins [Sie\_1], ou encore en thermique. En effet, ces approches sont souvent utilisées pour déterminer les propriétés thermophysiques d'un matériau [Bec\_2] ou dans la reconstruction d'une condition limite inconnue telle que la densité de flux thermique.

Les différentes méthodes inverses qui ont pu être développées et appliquées aux domaines de la thermique sont nombreuses. Il existe deux grandes familles de méthodes inverses : les méthodes analytiques et les méthodes numériques. Toutes ces techniques font référence au caractère bien ou mal posé d'un problème. Cette notion a été introduite par Hadamard

[Had\_1]. Pour qu'un problème soit bien posé, il faut qu'il satisfasse aux trois conditions suivantes:

- existence d'une solution,
- unicité de la solution,
- la solution doit dépendre continûment des données (critère de stabilité).

Il suffit que l'une de ces conditions ne soit pas satisfaite pour que le problème soit mal posé et qu'il n'y ait aucune solution au sens strict. Ce problème relève alors de la problématique inverse. Dans la plupart des cas, les problèmes liés à des mesures expérimentales ne respectent pas cette dernière condition.

### 2.2.1 *Les méthodes analytiques et semi analytiques - Méthode de retour vers la surface*

Les premières problématiques inverses en thermique ont été développées au cours des années 60 sur des configurations monodimensionnelles. Burggraf [Bur\_1] fût l'un des premiers à proposer une solution exacte à un problème inverse. Au travers d'une configuration unidimensionnelle, cet auteur a pu exprimer la température de surface (bord de domaine) en développant une série de dérivées de la température et du flux en un point à l'intérieur du matériau. Cette méthode analytique propose une solution exacte lorsqu'aux points de mesures, les températures sont connues avec précision. Cependant, cette méthode est très sensible aux bruits de mesures et quasiment inutilisable d'un point de vue pratique.

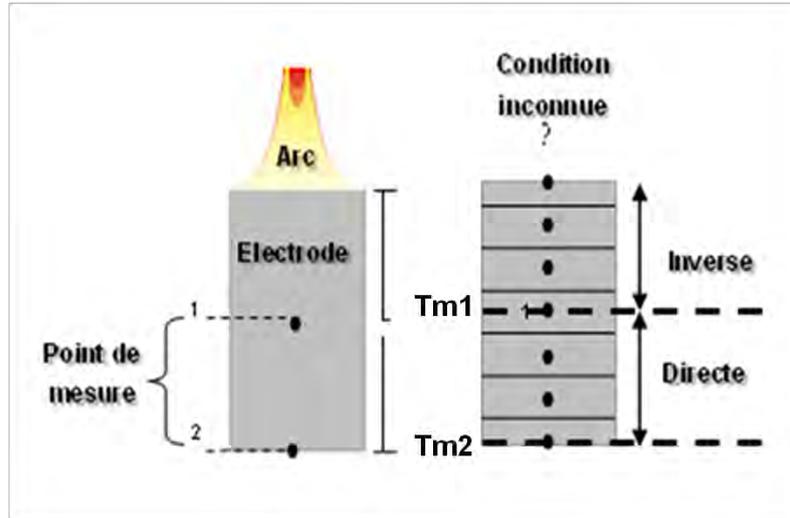
Au cours des années 80, Raynaud et Brasier [Ray\_2] ont mis au point une méthode dite du « Space Marching » ou méthode de retour vers la surface. Le développement de cette méthode consiste en la résolution de l'équation du transfert thermique par une approche semi analytique. Durant les années 90, Battaglia et Lohse [Loh\_1] ont mis en place une méthode similaire appliquée à la quantification du flux thermique d'une torche à arc. Pour cela, ils ont mis au point une cathode particulière en intégrant à l'intérieur un fluxmètre. Ceci a permis de quantifier l'évolution des flux d'énergie en pointe de cathode.

En 2007, la méthode « Space Marching » a été reprise par Carpentier et Le Niliot [Car\_1] pour être appliquée à la mesure du flux thermique déposée par un plasma de fusion sur les dalles d'un tokamak. Au vu des résultats obtenus par ces différents travaux, nous avons donc décidé d'utiliser et de mettre en place ce type de méthode sur notre configuration. Cette méthode a également été mise en place dans les travaux de Ramanantsoa [Ram\_1], afin de quantifier le flux transféré à l'interface arc-matériau dans une configuration d'arc transféré. L'aspect transitoire avait été réalisé en effectuant des rampes de courant.

Nous allons à présent revenir sur la mise en place de cette méthode en l'adaptant à notre configuration expérimentale. Le principe consiste à reconstruire une densité de flux surfacique inconnue sous deux conditions :

- le problème est considéré unidimensionnel.
- nécessité de la connaissance de deux points de mesure de température prise en deux points précis de l'électrode.

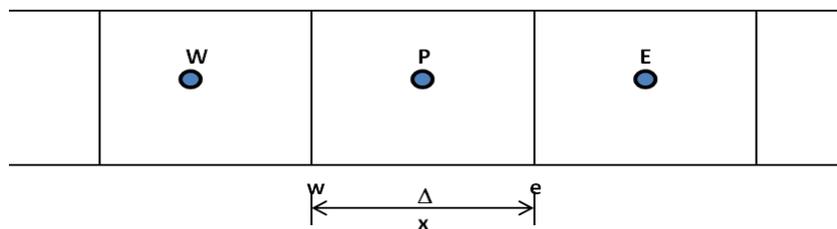
Le positionnement des deux points de mesure permet de délimiter deux zones que nous appellerons « zone directe » et « zone inverse » (*Figure 2-1*). La résolution de chacune de ces deux zones est basée sur l'équation du transfert thermique.



*Figure 2-1. Principe de mesure avec la méthode de retour vers la surface.*

a. Zone directe :

La zone directe est délimitée par les deux points de mesure que nous appelons  $T_{m1}$  et  $T_{m2}$ . Les températures prélevées à  $T_{m1}$  et  $T_{m2}$  sont appliquées comme conditions aux limites. L'équation du transfert thermique est résolue en tenant compte des pertes radiatives. D'un point de vue numérique, la résolution de cette zone peut être faite à l'aide d'un schéma numérique de son choix. Dans notre cas, il s'agit de la méthode des volumes finis [Pat\_1]. Le domaine est donc subdivisé en plusieurs cellules de taille  $\Delta x$ . Une cellule est caractérisée par son centre  $P$ , les faces  $w$  et  $e$  ainsi que les cellules voisines centrée en  $W$  et en  $E$  (*Figure 2-2*).



*Figure 2-2. Volume de contrôle dans la résolution de la zone directe.*

Pour la cellule située au point P, l'équation du transfert thermique en une dimension s'écrit :

$$\rho \cdot C_P \frac{\partial T_P}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T_P}{\partial x} \right) + S_P \quad (2-1)$$

$T_P$  : température de la cellule (K)

$\rho$  : masse volumique du milieu ( $\text{kg.m}^3$ )

$C_P$  : chaleur spécifique ( $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ )

$\kappa$  : conductivité thermique ( $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ )

$S_P$  : terme source

Le terme source représente les pertes radiatives par unité de volume dans la maille **P**. Pour obtenir ce terme, l'électrode cylindrique est assimilée à un domaine unidimensionnel. Les pertes radiatives sont données par :

$$S_P = - \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_P^4}{r} \quad (2-2)$$

$r$  : rayon du cylindre (m)

$\varepsilon$  émissivité totale

$\sigma$  : constante de Boltzmann ( $\text{m}^2.\text{kg}^{-1}.\text{s}^{-2}.\text{K}^{-1}$ )

$T_P$  : température au point **P** (K)

L'équation (2-1) devient donc :

$$\rho \cdot C_P \frac{\partial T_P}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T_P}{\partial x} \right) - \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_P^4}{r} \quad (2-3)$$

Cette équation est discrétisée et intégrée entre les deux faces w et e pendant l'intervalle de temps compris entre  $t^n$  et  $t^{n+1} = t^n + \Delta t$ . On obtient finalement :

$$T_P = \frac{a_E T_E + a_W T_W + S_P \Delta x + a_P^0}{a_P} \quad (2-4)$$

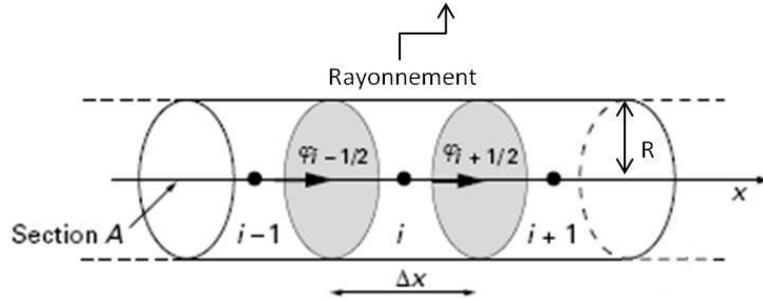
$$\text{Où } a_E = \frac{\kappa_e}{\Delta x} ; a_W = \frac{\kappa_w}{\Delta x} ; a_P = a_E + a_W ; a_P^0 = \rho \cdot C_P \frac{\Delta x}{\Delta t} T_P^0 \quad (2-5)$$

Ce calcul permet alors d'obtenir le champ de température dans la zone directe.

b. Zone inverse - zone de retour vers la surface :

La seconde étape consiste en la résolution de la région inverse (zone de retour vers la surface). Cette zone est délimitée par le premier point de mesure  $T_{m1}$  et la surface. Le champ de température est déterminé pas à pas en partant du premier point de mesure ( $T_{m1}$ ) jusqu'à la surface où le flux surfacique est inconnu. Le retour vers la surface se fait en exprimant la

température supérieure à partir des températures inférieures (i-1) et des pas de temps antérieur et postérieur. Cette méthode reconstruit ainsi pas à pas le champ de température jusqu'à la surface. Comme dans la zone directe, le domaine est subdivisé en plusieurs cellules de taille  $\Delta x$ . Un bilan d'énergie est donc réalisé sur un élément de volume  $V_i$ , centré au nœud  $i$ , de section de passage  $S_i$ , et de surface latérale d'échange  $A_i$  (**Figure 2-3**).



**Figure 2-3.** Bilan d'énergie sur le volume  $i$  dans la résolution de la zone indirecte [Ray\_2].

Le bilan d'énergie dans le volume  $i$  s'écrit alors:

$$\rho \cdot C_P \cdot V_i \left[ \frac{T_i^{n+1} - T_i^{n-1}}{2\Delta t} \right] = s_1 \cdot \varphi_{i-1/2}^n - s_2 \cdot \varphi_{i+1/2}^n - A\varepsilon\sigma(T_i^n)^4 \quad (2-6)$$

$\rho$  : masse volumique

$\sigma$  : constante de Boltzmann

$S$  : section de l'électrode

$A$  : surface latérale de la maille

$\varepsilon$  : émissivité de la surface

On approxime le flux sortant de l'élément de volume à l'instant  $n$  par la moyenne arithmétique des flux sortants aux instants  $n-1$  et  $n+1$  :

$$\varphi_{i+1/2}^n = \frac{\varphi_{i+1/2}^{n-1} + \varphi_{i+1/2}^{n+1}}{2} \quad (2-7)$$

Cette approximation permet alors de prendre en compte la température à l'instant futur et de diminuer ainsi la sensibilité aux bruits de mesure. Une différence centrée est donc utilisée pour approximer les densités de flux. On obtient ainsi une relation qui ne comprend qu'une seule température inconnue :

$$T_{i-1}^n = \frac{1}{2} \left[ \frac{\kappa_{i+1/2}^{n+1}}{\kappa_{i-1/2}^n} + \frac{\rho C_i^n \Delta x^2}{\kappa_{i-1/2}^n \Delta t} \right] (T_i^{n+1}) + \frac{1}{2} \left[ \frac{\kappa_{i+1/2}^{n-1}}{\kappa_{i-1/2}^n} + \frac{\rho C_i^n \Delta x^2}{\kappa_{i-1/2}^n \Delta t} \right] (T_i^{n-1}) - \frac{1}{2} \left[ \frac{\kappa_{i+1/2}^{n+1}}{\kappa_{i-1/2}^n} \right] (T_{i+1}^{n+1}) - \frac{1}{2} \left[ \frac{\kappa_{i+1/2}^{n-1}}{\kappa_{i-1/2}^n} \right] (T_{i+1}^{n-1}) + T_i^n + \frac{2\Delta x^2}{R\kappa_{i-1/2}^n} (\varepsilon\sigma(T_i^n)^4) \quad (2-8)$$

L'équation (2-8) est appliquée sur chaque maille jusqu'à la surface où l'on cherche à estimer le flux. Dès que la température surfacique est connue à l'instant  $n$ , le calcul du flux surfacique peut se faire par la relation suivante :

$$\varphi_1^n = \rho(C_P)_1^n \frac{\Delta x}{2} \left[ \frac{T_1^{n+1} - T_1^{n-1}}{2\Delta t} \right] + \kappa_{+1/2}^n \left[ \frac{T_1^n - T_2^n}{\Delta x} \right] \quad (2-9)$$

### 2.3 Validation de la méthode : étude paramétrique

Il est certain que nous pouvons trouver dans la littérature un grand nombre de conditions ou nombres adimensionnels donnant une indication sur le choix du positionnement des points de mesure, du pas de temps et de la résolution spatiale [Ray\_2], [Ray\_3]. Il est cependant difficile de généraliser ces critères à l'ensemble des problèmes et plus particulièrement au cas auquel nous sommes confrontés (fort gradient de température, haute résolution temporelle). Au travers de l'étude paramétrique, nous souhaitons déterminer les conditions opératoires qui doivent être utilisées expérimentalement. Il a été montré que l'efficacité de cette méthode peut être évaluée à l'aide de deux nombres adimensionnels : pas de temps caractéristique ( $\Delta t_i$ ) et le module de Fourier  $M$ .

#### 2.3.1 Le pas de temps caractéristique ( $\Delta t_i$ )

Ce paramètre est défini par l'équation:

$$\Delta t_i = \frac{a \Delta t}{E^2} \quad (2-10)$$

$a$  : diffusivité thermique du matériau ( $m^2/s$ )

$\Delta t$  : distribution temporelle ou pas de temps (s)

$E$  : distance entre la surface et le point de mesure  $T_{M1}$  (m)

Les travaux de [Ray\_2] ont montré que :

$\Delta t_i > 1$	L'inversion ne posera aucun problème
$1 > \Delta t_i > 10^{-2}$	La résolution ne pose pas de problème particulier car l'amplification des erreurs de mesure est faible.
$10^{-2} > \Delta t_i > 10^{-3}$	La résolution du problème devient délicate. Un lissage sera peut être nécessaire.
$\Delta t_i < 10^{-3}$	La résolution est possible uniquement avec des données expérimentales lissées.

**Tableau 2-1.** Valeurs critiques du pas de temps caractéristique ( $\Delta t_i$ ) selon [Ray\_2].

### 2.3.2 Module de Fourier (M)

Ce nombre adimensionnel conditionne également la stabilité de la méthode. Il est défini par l'équation:

$$M = \frac{a \cdot \Delta t}{(\Delta x)^2} \quad (2-11)$$

$a$  : diffusivité thermique du matériau (m<sup>2</sup>/s)

$\Delta t$  : distribution temporelle ou pas de temps (s)

$\Delta x$  : distribution spatiale ou maillage (m)

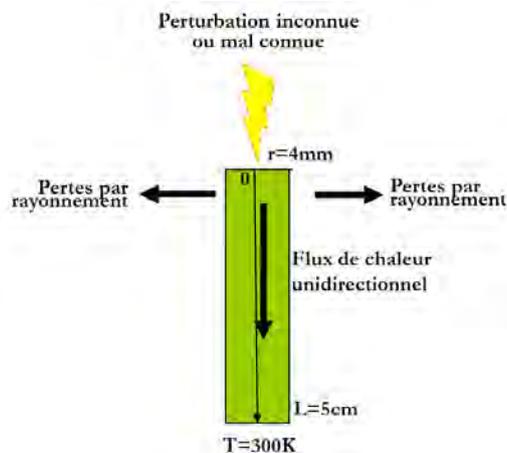
Pour assurer une bonne reconstruction et stabilité de la méthode inverse, il a été montré que ce second nombre adimensionné doit être supérieur à 1 [Ray-2]. Cependant des compromis sont nécessaires car plus le nombre de Fourier sera grand, plus la solution renvoyée par la méthode sera stabilisée tout en étant lissée.

Les deux nombres adimensionnels présentés peuvent donc nous donner une indication sur le choix de la résolution spatiale ( $\Delta x$ ), de la résolution temporelle ( $\Delta t$ ) et la position des points de mesures. Les tests qui seront présentés par la suite ont été réalisés pour deux matériaux : cuivre et tungstène. Les propriétés thermodynamiques de l'alliage argent-carbone n'étant pas connues avec précision, l'étude n'a donc pas été effectuée sur ce matériau.

### 2.3.3 Etude Paramétrique

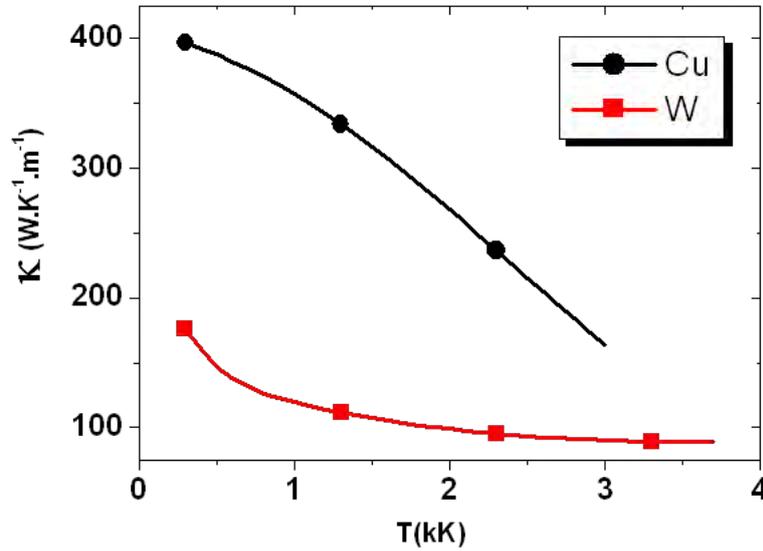
Nous allons dans cette partie présenter les différents tests effectués pour tester la robustesse de la méthode inverse et déterminer les différents paramètres en vue de l'appliquer aux mesures expérimentales. Pour chacun des tests effectués, nous avons considéré un échantillon d'une longueur  $L=5\text{cm}$  et de rayon  $r=4\text{mm}$ . La longueur totale a été prise suffisamment grande pour pouvoir considérer que la température en fond de domaine soit invariante pendant la durée du test. Les conditions aux limites pour la résolution du problème direct sont donc les suivantes (*Figure 2-4*) :

- surface supérieure : Condition de flux recherché
- condition inférieure : Température fixe  $T=300\text{K}$
- prise en compte des pertes d'énergie par rayonnement

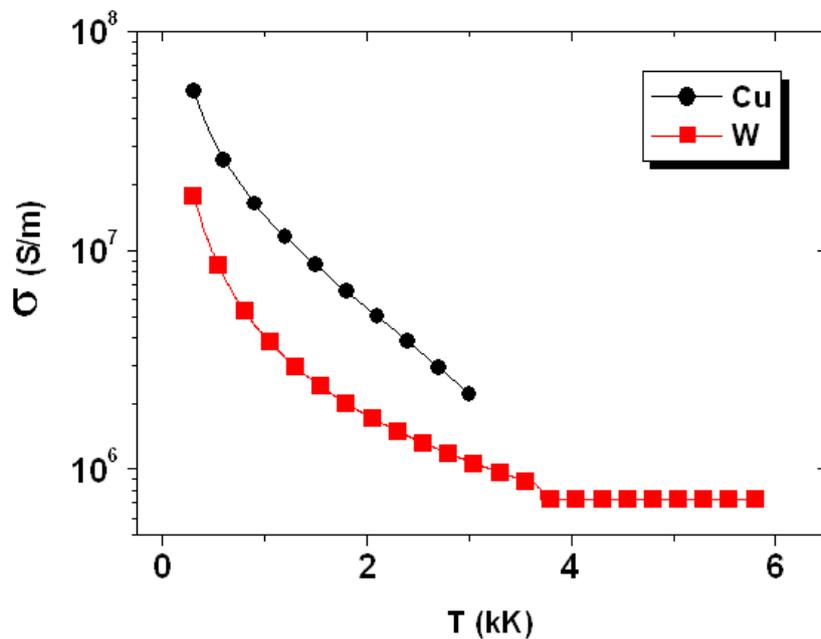


*Figure 2-4. Description du domaine.*

Les propriétés thermiques des matériaux considérés (cuivre et tungstène) sont présentées sur les *figures 2-5 et 2-6*.



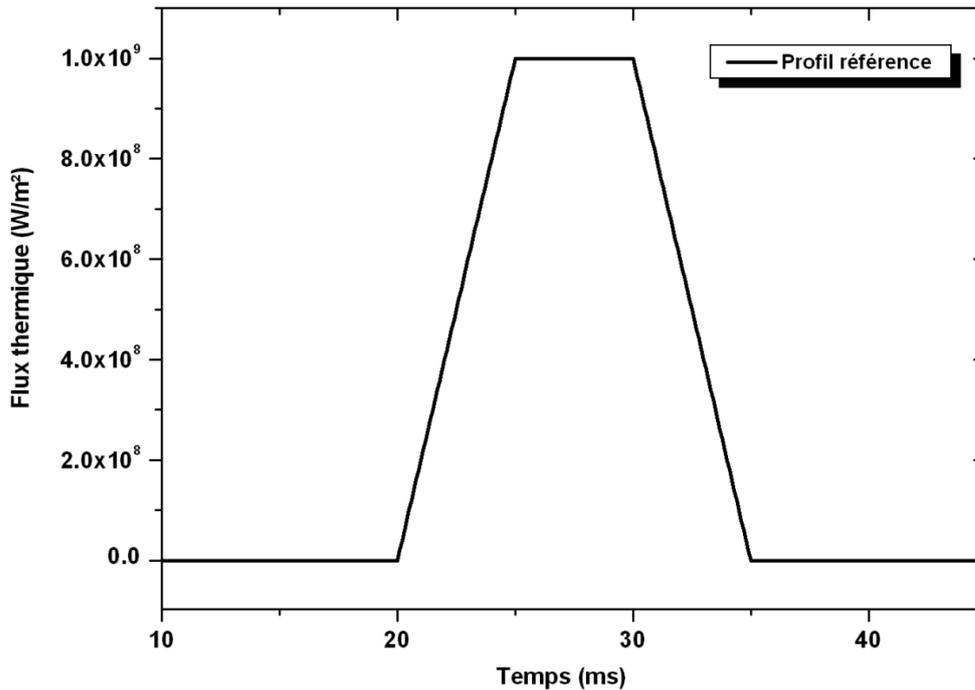
*Figure 2-5. Conductivité thermique du cuivre et du tungstène [Tou\_1].*



*Figure 2-6. Conductivité électrique du cuivre et du tungstène [Tou\_1].*

La méthode inverse a été testée à partir du profil de « flux test » (*Figure 2-7*). Ce profil test présente une amplitude de  $10^9 \text{W.m}^{-2}$  durant 15ms. Ces conditions opératoires ont été retenues de manière à se rapprocher des variations que nous pourrions avoir expérimentalement par la suite. La méthode a donc été testée en considérant les points suivants :

- influence du positionnement du point de mesure  $T_{M1}$
- influence du positionnement du point de mesure  $T_{M2}$
- influence de la résolution spatiale
- influence de la résolution temporelle
- sensibilité de la méthode aux bruits de mesures



**Figure 2-7.** Variation temporelle du flux thermique de référence.

Le protocole de test de la méthode inverse est présenté sur la **Figure 2-8**. Dans un premier temps, l'équation du transfert thermique est résolue en imposant le flux de chaleur et l'ensemble des autres conditions aux limites (problème direct), nous permettant d'obtenir le champ de température à chacun des pas de temps. Les valeurs de températures (issues du problème direct)  $T_{m1}(t)$  et  $T_{m2}(t)$  sont fournies à la méthode inverse. Nous pouvons alors vérifier si les conditions opératoires que nous avons choisies permettent de reconstruire le profil de flux thermique recherché.

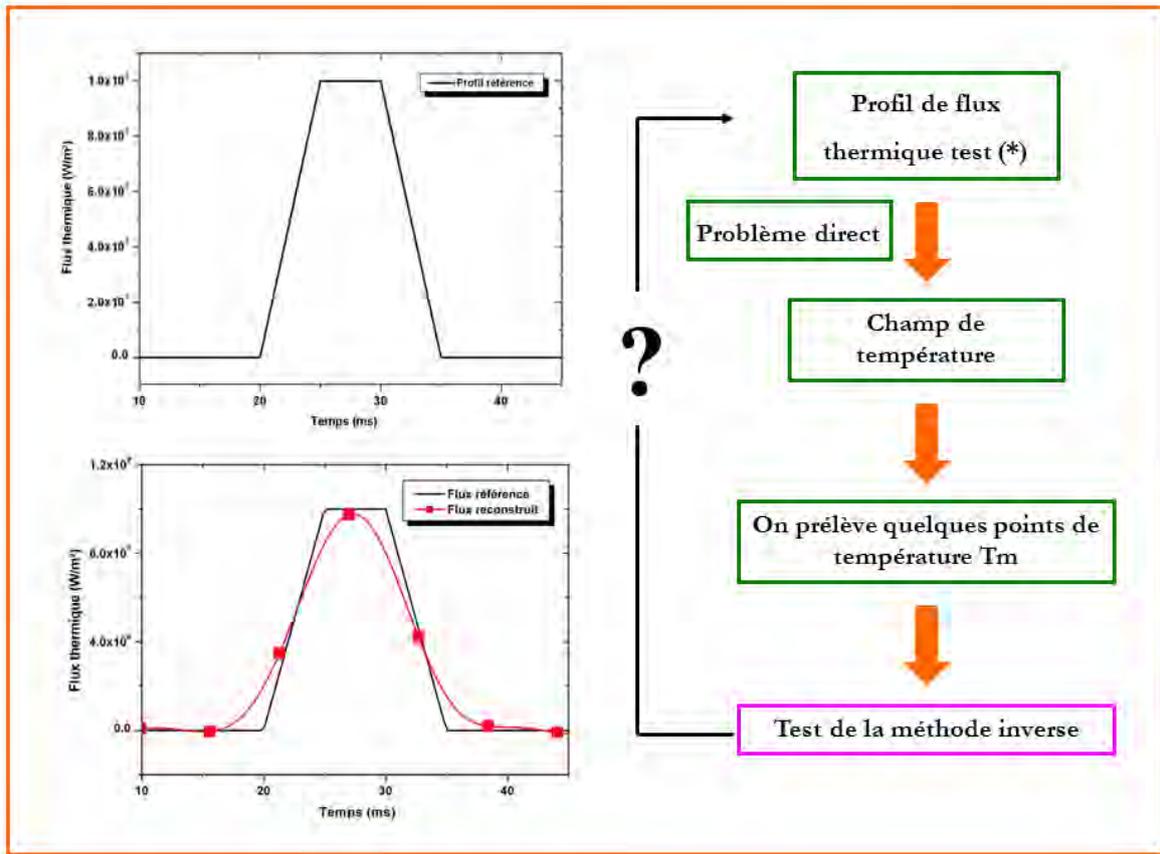


Figure 2-8. Protocole mis en place pour tester la méthode inverse.

a. Influence du positionnement du premier point de mesure  $T_{M1}$

Le premier test effectué porte sur l'influence du positionnement du point de mesure  $T_{M1}$  (point le plus proche de la surface). Les conditions opératoires sont les suivantes :

- position du point  $T_{m1}$  : 1, 2 et 3 mm
- position du point  $T_{m2}$  : 8mm de la surface
- résolution spatiale ( $\Delta x$ ) : 0.06mm
- résolution temporelle : 0.1ms

Le module de Fourier ( $M$ ) vaut donc 3.2 pour le cuivre et 1.9 pour le tungstène. Les résultats obtenus pour ce premier test sont respectivement présentés sur les *figures 2-9* et *2-10* dans le cas du cuivre et du tungstène. De manière générale, nous pouvons observer que le positionnement du point de mesure  $T_{M1}$  est critique. Plus cette mesure est éloignée de la surface, plus la reconstruction tend à s'écarter du profil de flux test recherché. Dans le cas du cuivre, au-delà d'une distance de 3mm de profondeur, la solution devient rapidement instable.

Dans le cas du tungstène (*Figure 2-10*), le positionnement du point de mesure  $T_{M1}$  à 1mm de la surface permet également de reconstruire avec un bon accord le profil de référence mais devient beaucoup plus rapidement instable lorsqu'on s'éloigne de la surface.

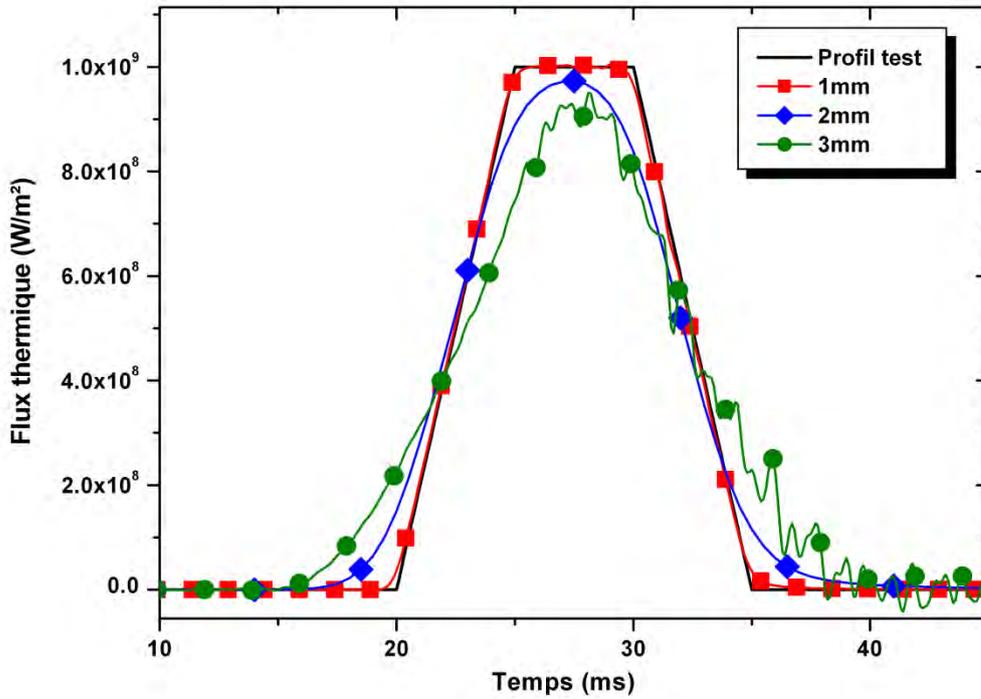


Figure 2-9. Influence du positionnement du point de mesure  $T_{m1}$ . Matériau: Cuivre.

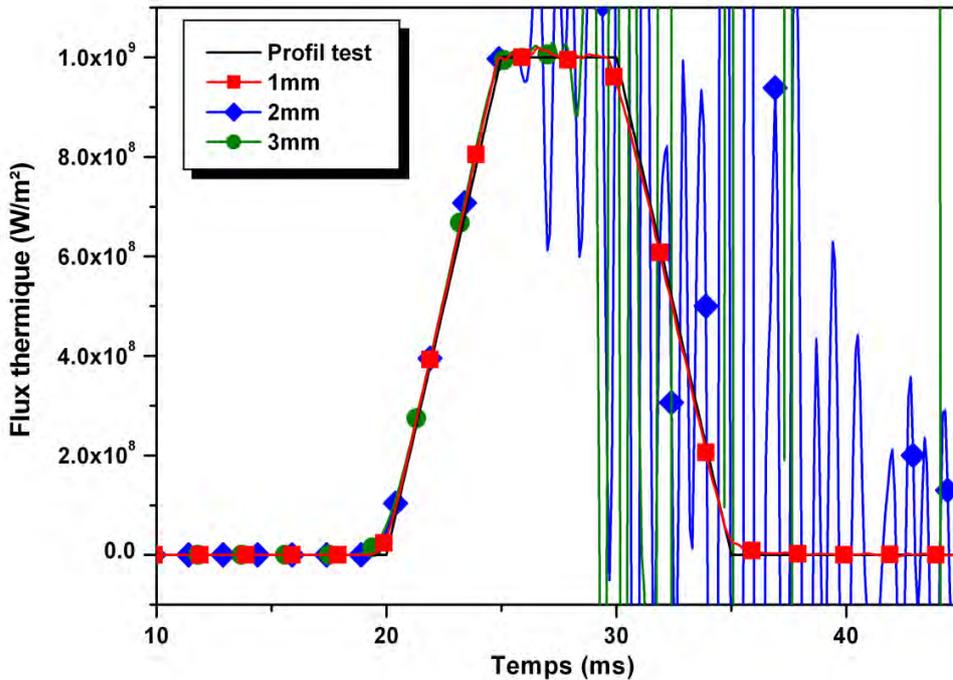


Figure 2-10. Influence du positionnement du point de mesure  $T_{m1}$ . Matériau: Tungstène.

Il est également possible de calculer le pas de temps adimensionné ( $\Delta t_i$ ). Les valeurs déduites pour les deux matériaux sont rapportées dans le tableau suivant:

Distance (mm)	$\Delta t_i$ Cuivre	$\Delta t_i$ Tungstène
1	<b>0.011</b>	<b><math>6.93 \times 10^{-3}</math></b>
2	$2.91 \times 10^{-3}$	$1.73 \times 10^{-3}$
3	$1.29 \times 10^{-3}$	$7.74 \times 10^{-4}$

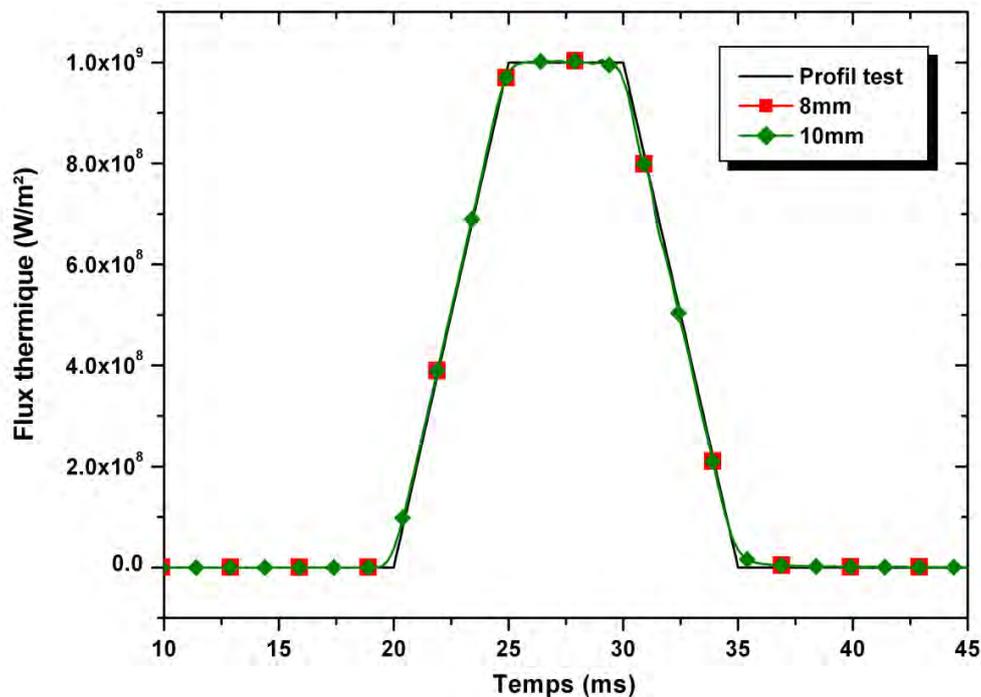
**Tableau 2-2.** Pas de temps caractéristique ( $\Delta t_i$ ).

b. Influence du positionnement du second point de mesure  $T_{m2}$

L'influence du positionnement du deuxième point de mesure  $T_{m2}$  a ensuite été testée. Les conditions opératoires pour ce test sont les suivantes :

- position du point  $T_{m1}$  : 1mm de la surface
- position du point  $T_{m2}$  : 8, 10 et 12 mm
- résolution spatiale ( $\Delta x$ ) : 0.06mm
- résolution temporelle : 0.1ms

Dans le cas du cuivre (**Figure 2-11**) ainsi que du tungstène (**Figure 2-12**), nous pouvons remarquer que le positionnement du point de mesure  $T_{m2}$  influe peu sur la solution trouvée. Ceci a également été observé par d'autres auteurs [Ray\_2], [Ram\_1].



**Figure 2-11.** Influence du positionnement du point de mesure  $T_{m2}$ . Matériau: Cuivre.

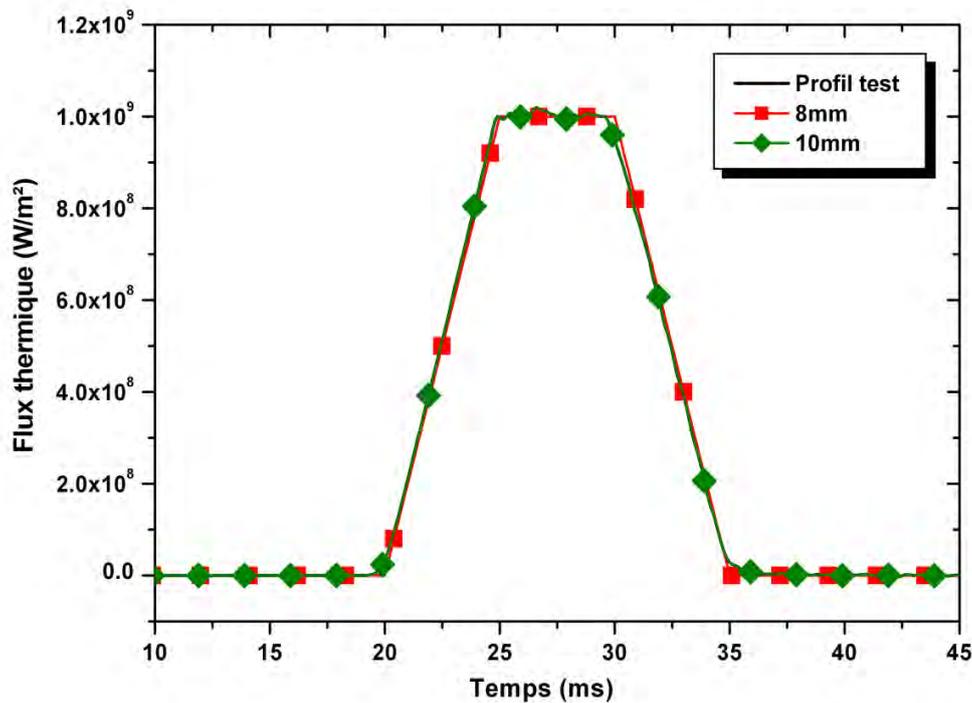


Figure 2-12. Influence du positionnement du point de mesure  $T_{m2}$ . Matériau: Tungstène.

c. Influence de la résolution temporelle ( $\Delta t$ )

Pour cette série de tests, nous avons fait varier la résolution temporelle  $\Delta t$ .

Les conditions opératoires pour ce test sont les suivantes :

- position du point  $T_{m1}$  : 1mm
- position du point  $T_{m2}$  : 8 mm
- résolution spatiale ( $\Delta x$ ) : 0.06mm
- résolution temporelle ( $\Delta t$ ) : 0.1ms, 0.3ms et 0.5ms.

Les résultats obtenus pour le cuivre et le tungstène sont présentés sur les **Figures 2-13** et **2-14**. En général, on observe que la solution se rapproche du flux de référence lorsque le pas de temps diminue. Dans le cas du cuivre (**Figure 2-13**), on observe un bon accord entre le profil de référence et le flux obtenu avec une résolution temporelle de 0.1ms. Lorsque le pas de temps augmente à 0.3ms et 0.5ms, la méthode inverse présente plus de difficulté pour reconstruire la solution, et le flux surfacique est donc sous-estimé.

Dans le cas du tungstène (**Figure 2-14**), le flux reconstruit avec un pas de temps ( $\Delta t$ ) de 0.1ms est similaire au profil de référence mais présente quelques oscillations. Ceci est dû à l'instabilité de l'inversion. Comme nous l'avons souligné dans des tests précédents, le pas de temps caractéristique ( $\Delta t_i$ ) estimé pour le tungstène est égal à  $6.9 \times 10^{-3}$ . Lorsque ce pas de temps caractéristique (nombre sans dimension) est inférieur à  $10^{-2}$ ms, il est plus difficile de

reconstruire le profil recherché. Afin de trouver une stabilité pour la méthode, la résolution temporelle du tungstène sera donc augmentée à 0.3ms.

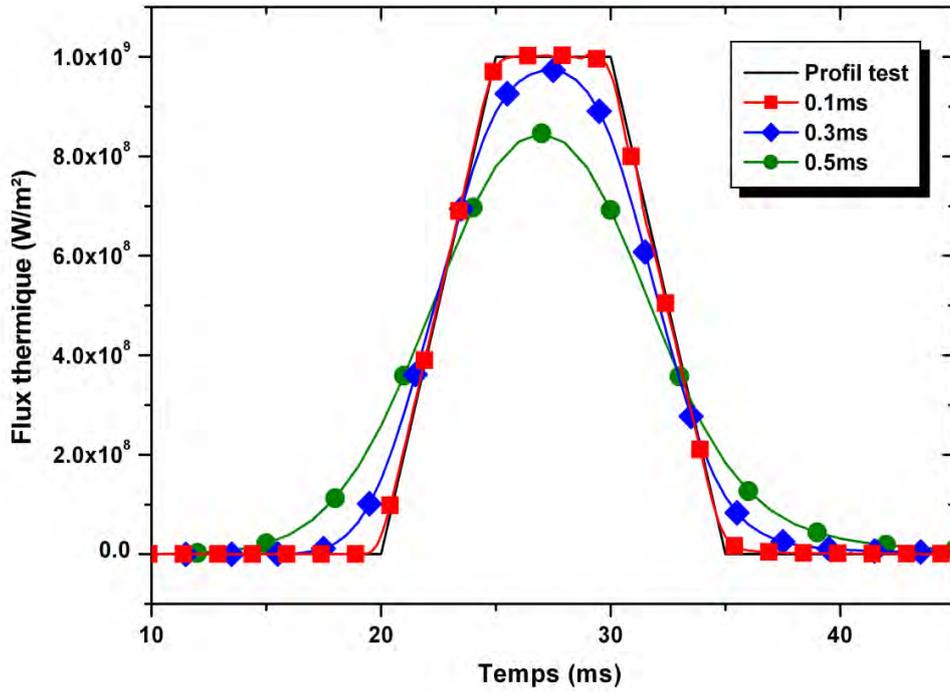


Figure 2-13. Influence de la résolution temporelle. Matériau: Cuivre.

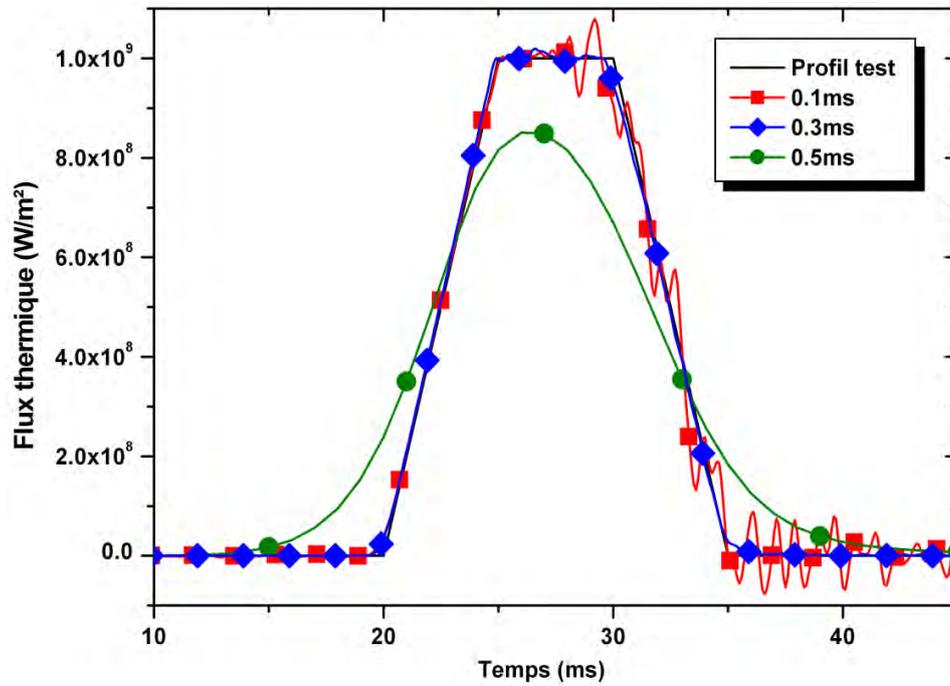


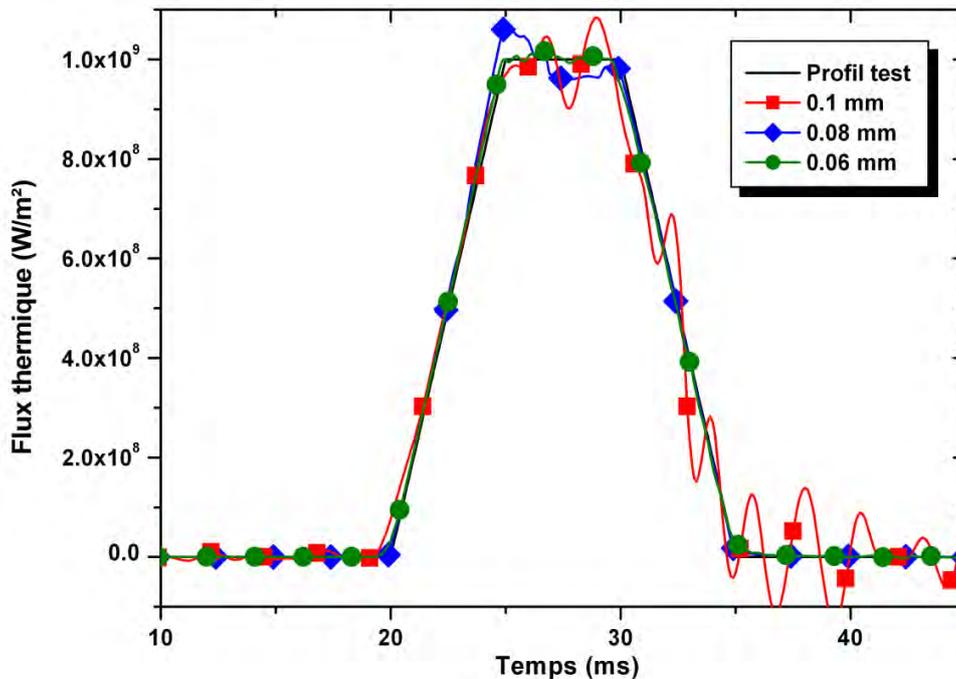
Figure 2-14. Influence de la résolution temporelle. Matériau: Tungstène.

d. Influence de la résolution spatiale ( $\Delta x$ )

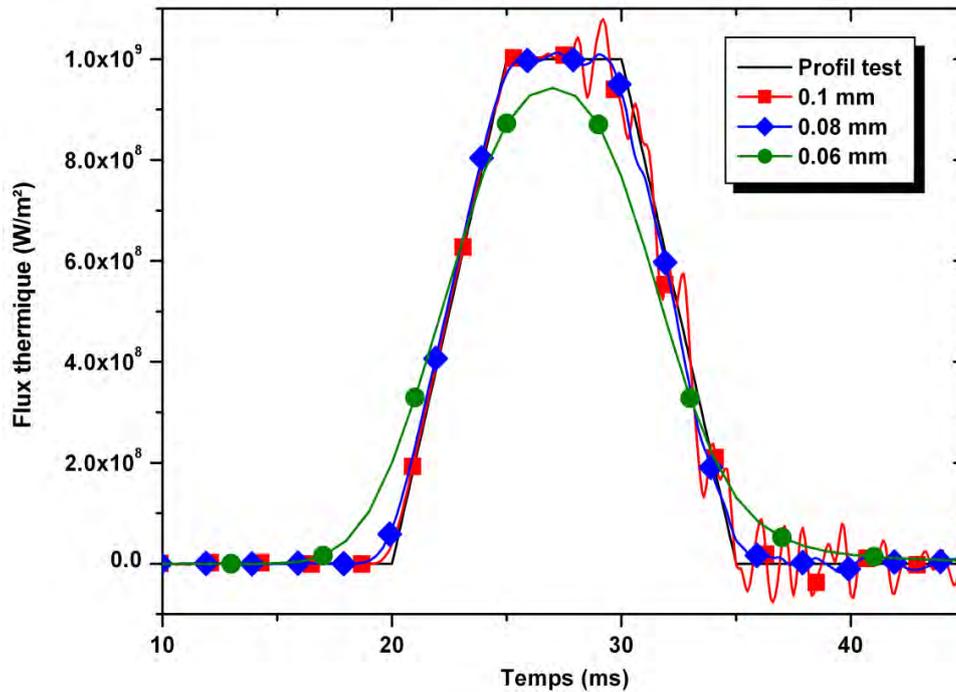
Le dernier paramètre de la méthode est la résolution spatiale. Les conditions opératoires pour ce test sont les suivantes :

- position du point  $T_{m1}$  : 1mm de la surface
- position du point  $T_{m2}$  : 8 mm de la surface
- résolution spatiale ( $\Delta x$ ) : 0.06mm, 0.08mm et 0.1mm
- résolution temporelle ( $\Delta t$ ) : 0.1ms (cuivre) et 0.3ms (tungstène)

Dans le cas du cuivre (*Figure 2-15*), le flux le plus proche du profil de référence est obtenu avec le maillage de 0.06mm. On observe également que la méthode est d'autant plus instable que la résolution spatiale est grossière. Dans le cas du tungstène (*Figure 2-16*) dont la diffusivité thermique est inférieure à celle du cuivre, la reconstruction de la solution recherchée nécessite une résolution spatiale de 0.08mm.



*Figure 2-15. Influence de la résolution spatiale. Matériau: Cuivre.*



**Figure 2-16.** Influence de la résolution spatiale. Matériau: Tungstène.

e. Influence du Module de Fourier (M)

Suite aux différents tests effectués, nous pouvons remarquer que la solution estimée par la méthode inverse est d'autant plus précise que le pas de temps caractéristique  $\Delta t_i$  est élevé et que le nombre de Fourier est supérieur à  $M=1$ . Pour affiner cette conclusion, une étude paramétrique du nombre de Fourier a été effectuée pour des valeurs comprises entre 1 et 4. Pour cela, nous avons fait varier la résolution spatiale en fixant les valeurs des autres paramètres:

- positionnement des points de mesure :  $T_{m1}$  : 1mm de la surface  
 $T_{m2}$  : 8mm de la surface
- résolution temporelle ( $\Delta t$ ) : 0.1ms.

Les résultats obtenus sont reportés sur les **Figures 2-17** et **2-18**.

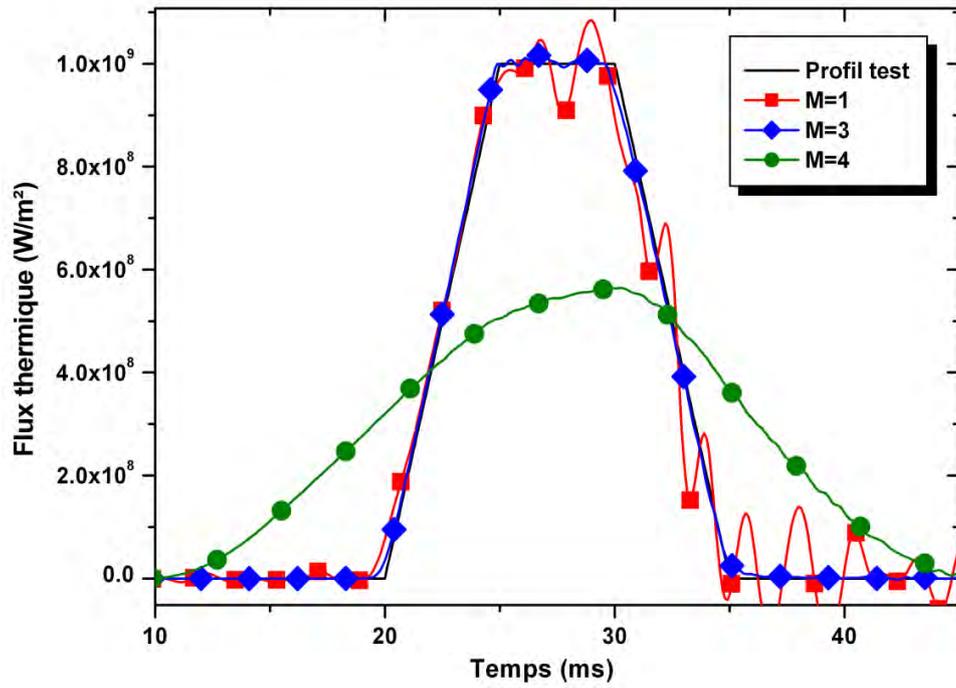


Figure 2-17. Influence du module de Fourier  $M$  sur la reconstruction du flux.  
Matériau: Cuivre.

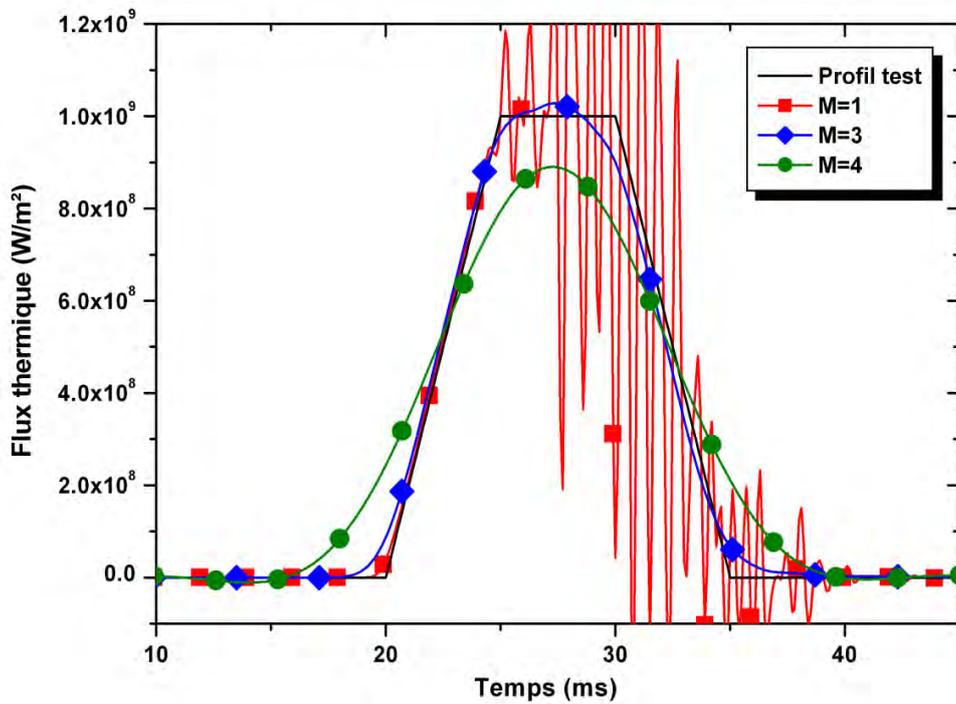


Figure 2-18. Influence du module de Fourier  $M$  sur la reconstruction du flux.  
Matériau: Tungstène.

En conclusion, nous pouvons faire les commentaires suivants :

- la description du profil de flux thermique est meilleure lorsque le nombre de Fourier est supérieur à 1. Pour les faibles valeurs ( $M < 1$ ), nous avons noté des instabilités au niveau de la solution estimée par la méthode inverse.
- au fur et à mesure que le nombre de Fourier  $M$  augmente, la solution tend à être lissée et stabilisée. Le meilleur compromis correspond à  $M=3$ . Au-delà de cette valeur, la solution tend à être de plus en plus lissée et donc sous-estimée.
- le choix de la résolution temporelle reste également important pour estimer finement le profil de flux recherché. Au vu des fortes variations de flux, il est préférable d'utiliser une résolution temporelle inférieure à 1ms. Dans le cas du cuivre,  $\Delta t=0.1\text{ms}$  nous paraît une valeur optimale.
- les différences entre les séries de résultats sont principalement dues aux propriétés physiques des matériaux. Le cuivre a une diffusivité thermique élevée ( $\alpha=116.4 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ) par rapport au tungstène ( $\alpha=6.94 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ). Par conséquent, la valeur du pas de temps caractéristique obtenue nous indique que l'inversion dans le cas du cuivre ne devrait pas poser de problème particulier. En revanche, pour le tungstène, la résolution temporelle ( $\Delta t$ ) peut être modifiée afin d'augmenter la valeur du pas de temps caractéristique ( $\Delta t_i$ ).

f. Influence de l'introduction d'un bruit de mesure

Tout naturellement, les mesures réalisées expérimentalement sont entachées d'un certain nombre d'erreurs notamment celles liées aux mesures de température fournie par la caméra IR (précision, émissivité des matériaux) et au positionnement des points de mesure. Pour compléter cette étude paramétrique, il est donc nécessaire de tester la méthode en introduisant un « bruit de mesure ». A cet effet, nous avons rajouté un bruit gaussien de moyenne nulle (compris entre 1 et 5%) sur les profils de température fournie à la méthode inverse. A titre d'exemple, nous avons reporté sur la **Figure 2-19** les profils de température introduits dans la méthode inverse sur lesquels nous avons rajouté 1% de bruit. Les points  $T_{m1}$  et  $T_{m2}$  sont situés respectivement à 1mm et 8mm de la surface d'une électrode en cuivre où le flux est recherché.

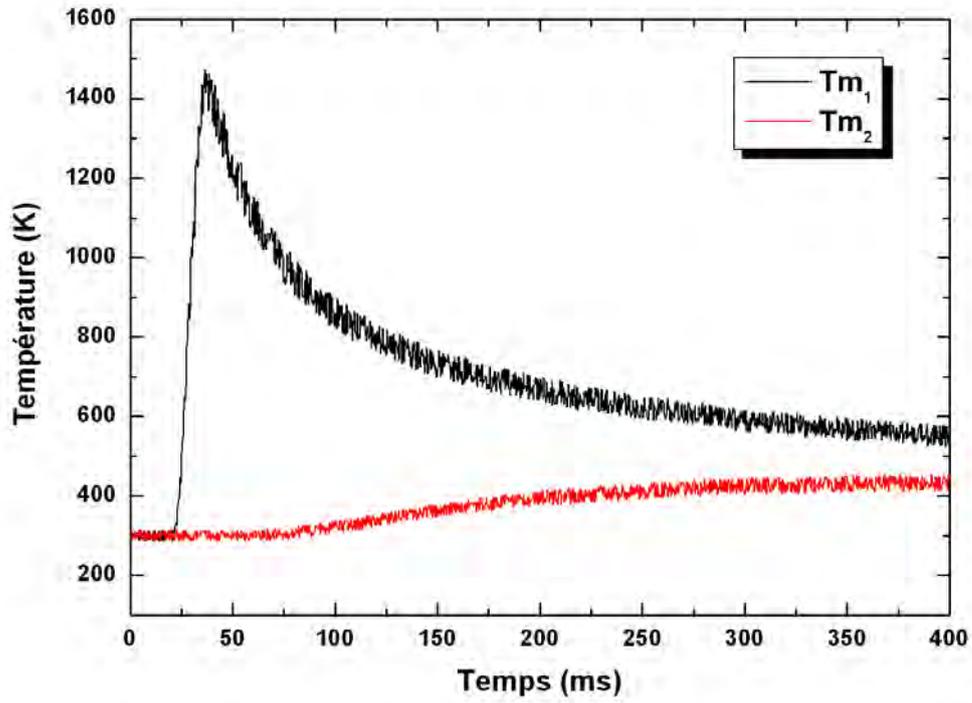


Figure 2-19. Profils de température bruités (1%).

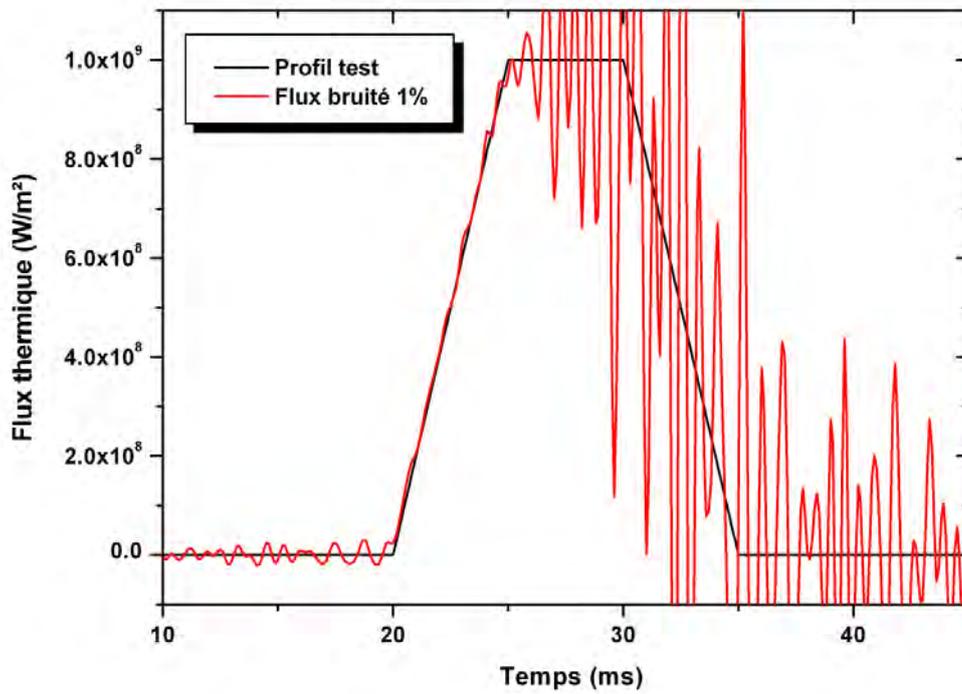


Figure 2-20. Flux thermique avec un bruit de mesure (1%).

Le flux reconstruit par la méthode inverse est présenté sur les **Figures 2-20**. La solution présente d'autant plus importantes fluctuations que le bruit est élevé, confirmant ainsi la sensibilité de cette méthode aux bruits de mesure. Un filtrage et/ou lissage est donc nécessaire avant de réaliser l'inversion. Nous allons présenter dans le paragraphe suivant les différentes techniques mises en place.

g. Traitement numérique des signaux bruités : Lissage, filtrage

Nous avons utilisé deux types de filtres : un filtre FFT et un filtre Savitsky-Golay. Ce dernier développé par [Sav\_1] a été utilisé pour des problèmes inverses de conduction de la chaleur [Alk\_1]. Le principe consiste à faire une régression polynomiale de degré  $k$  sur un nombre de points adjacents  $N$ , le point considéré appelé fenêtre (où  $N > k + 1$ ). Le filtre lisse un signal bruité en effectuant un ajustement élément par élément grâce à la fonction polynomiale suivante :

$$Y_j = \frac{\sum_{i_L}^{i_R} C_i \cdot Y_{j+i}}{N} \quad (2-12)$$

$$\text{où } C_i = \frac{1}{(i_L + i_R + 1)} \quad (2-13)$$

$j$  : point considéré

$N$ : le nombre de points

$i_R$  : point à droite du point  $j$

$i_L$  : point à gauche du point  $j$

L'efficacité du lissage croît avec le nombre de points considérés et décroît en augmentant le degré du polynôme [Sav\_1]. Un polynôme de degré 2 permet de prendre en compte la courbure; un polynôme de degré 3 permet de prendre en compte des points d'inflexion; il est rarement nécessaire d'aller au-delà. Les avantages principaux de cette approche proviennent du fait qu'elle est idéale pour être utilisée avec un bruit gaussien et permet également de préserver des largeurs de pic habituellement filtrées par d'autres techniques. Dans notre cas, nous avons utilisé une régression du second degré.

Les résultats pour le cuivre et le tungstène sont respectivement tracés sur les **Figures 2-21(abc)** et les **Figures 2-22(abc)**. Les flux thermiques reconstruits par la méthode inverse après filtrage des profils de température ne présentent quasiment plus aucune fluctuation. Pour chacun des tests (1, 3 et 5%), les densités de flux thermiques reconstituées présentent une allure proche de celle attendue. L'approche par FFT présente des fluctuations plus marquées lorsque le bruit augmente. Ceci pourrait très certainement être compensé en remplaçant la fenêtre rectangle par une fenêtre de Hamming ou de Parzen. Nous pouvons cependant en conclure que l'utilisation du filtrage Savitsky-Golay semble être légèrement meilleure pour traiter les données expérimentales.

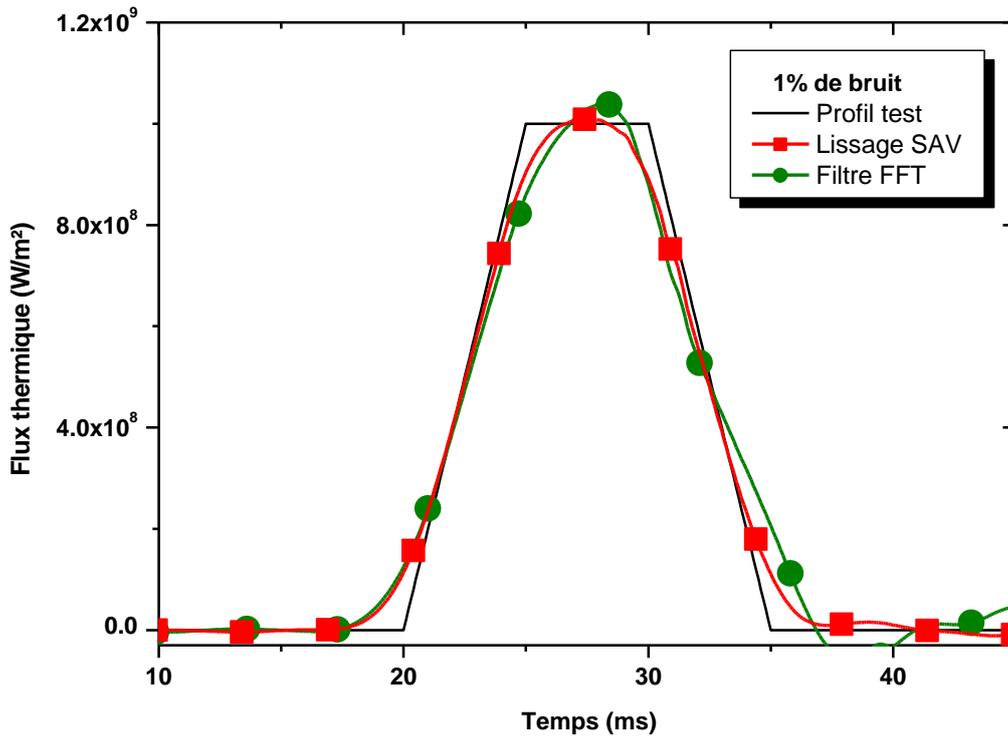


Figure 2-21(a). Reconstruction en présence d'un bruit mesure de 1%. Matériau : Cuivre.

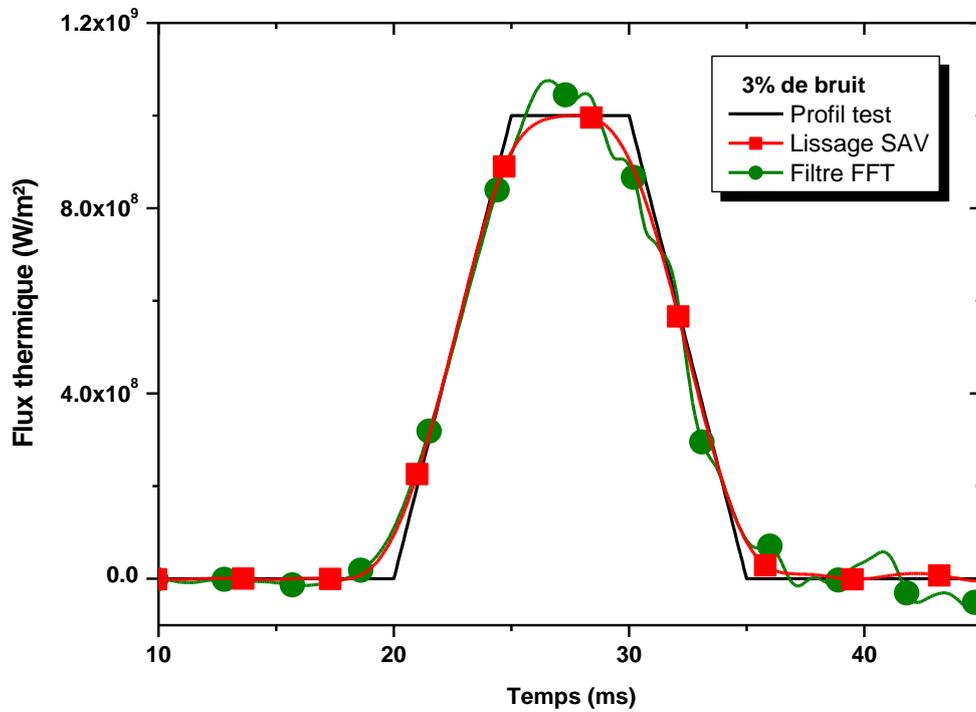


Figure 2-21(b). Reconstruction en présence d'un bruit mesure de 3%. Matériau : Cuivre.

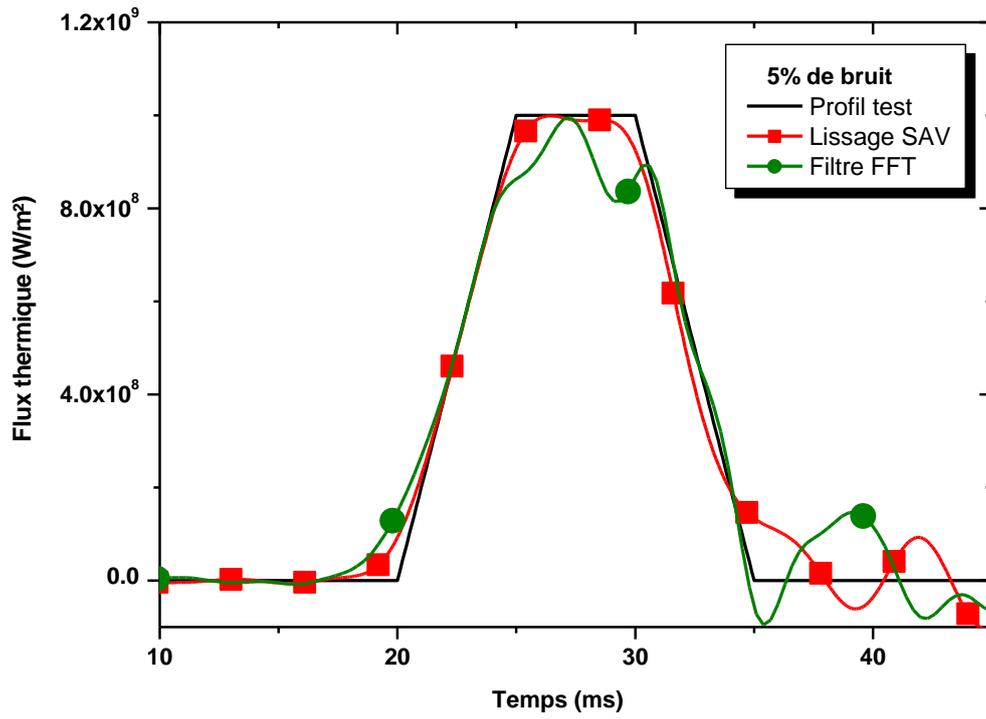


Figure 2-21(c). Reconstruction en présence d'un bruit mesure de 5%. Matériau : Cuivre.

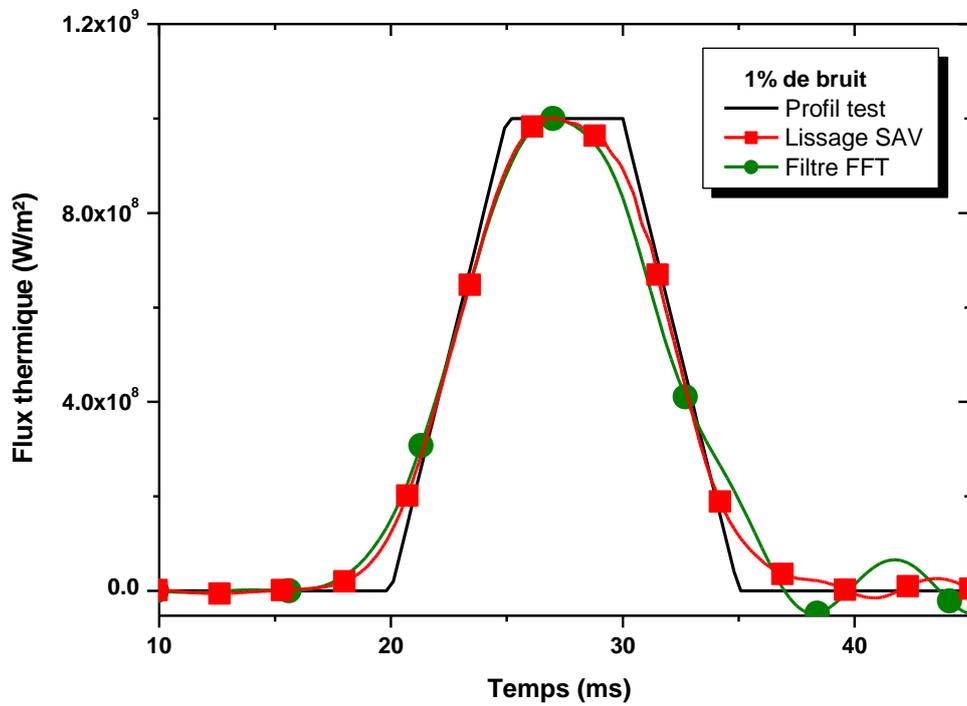


Figure 2-22(a). Reconstruction en présence d'un bruit mesure de 1%. Matériau : Tungstène.

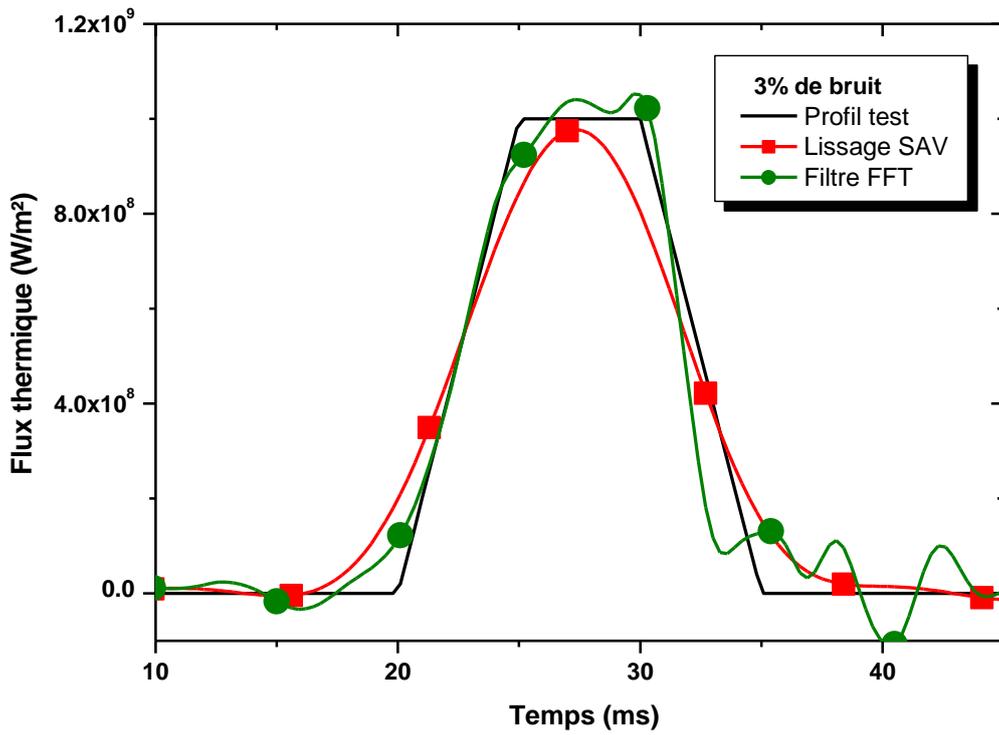


Figure 2-22(b). Reconstruction en présence d'un bruit mesure de 3%. Matériau : Tungstène.

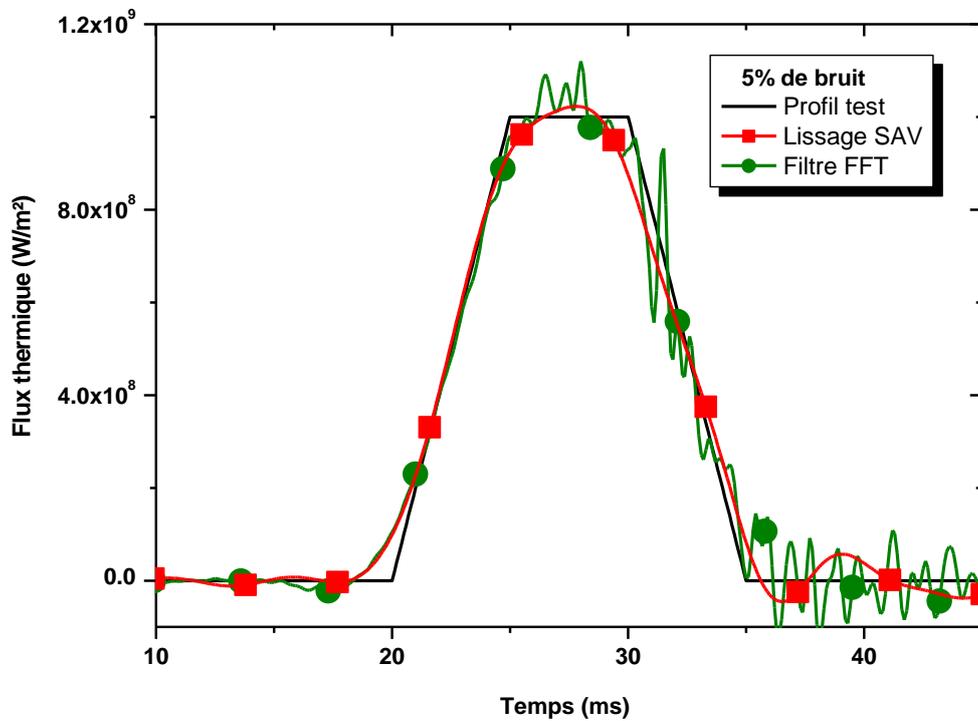


Figure 2-22(c). Reconstruction en présence d'un bruit mesure de 5%. Matériau : Tungstène.

h. Détermination des conditions opératoires

L'ensemble des tests effectués nous a permis de déterminer les conditions opératoires optimales à utiliser expérimentalement. Celles-ci sont donc consignées dans le *tableau 3-3*.

<i>Critère</i>	<i>Cuivre</i>	<i>Tungstène</i>
Position du 1 <sup>er</sup> point de mesure	1mm	1mm
Position du 2 <sup>ème</sup> point de mesure	8mm	8mm
Résolution temporelle ( $\Delta t$ )	0.1ms	0.3ms
Résolution spatiale ( $\Delta x$ )	0.06mm	0.08mm
Pas de temps caractéristique ( $\Delta t_i$ )	0.011	$2.0 \times 10^{-2}$
Module de Fourier ( $M$ )	3	3

**Tableau 2-3.** Conditions opératoires à utiliser lors des expériences.

Comme nous avons pu voir précédemment, la stabilité de la méthode est conditionnée par le nombre adimensionné de Fourier  $M$ . Celui-ci doit obligatoirement être supérieur à 1. Lorsque nous augmentons les valeurs de  $M$ , la solution renvoyée tend à être stabilisée et lissée. Les valeurs des paramètres indiquées dans le *tableau 2-3* correspondent donc à un nombre de Fourier proche de 3. Le traitement des données expérimentales sera ajusté pour respecter les valeurs de ces différents paramètres.

2.3.4 *Validation de l'utilisation d'un code inverse 1D*

Afin de vérifier la validité de l'utilisation d'un code 1D, nous avons mis en place quelques tests numériques dont les résultats issus du code 1D ont été confrontés avec ceux d'un code 2D axisymétrique. La géométrie utilisée est la même que précédemment, c'est-à-dire une électrode de 4mm de rayon en cuivre. A partir d'un flux surfacique imposé à la surface du code bidimensionnel, les températures obtenues seront introduites dans le code 1D pour vérifier la solution estimée par la méthode inverse. Ainsi, nous pourrions connaître les limites du code qui sera utilisé pour l'exploitation des mesures expérimentales.

La variation de flux considérée est présentée sur la **Figure 2-23**. Un flux de  $3 \times 10^8 \text{ W.m}^{-2}$  est appliqué sur l'ensemble du rayon (4mm) de notre géométrie 2D. Nous pouvons imaginer que ce cas correspond à celui où l'accrochage de l'arc s'effectue sur la totalité d'une électrode.

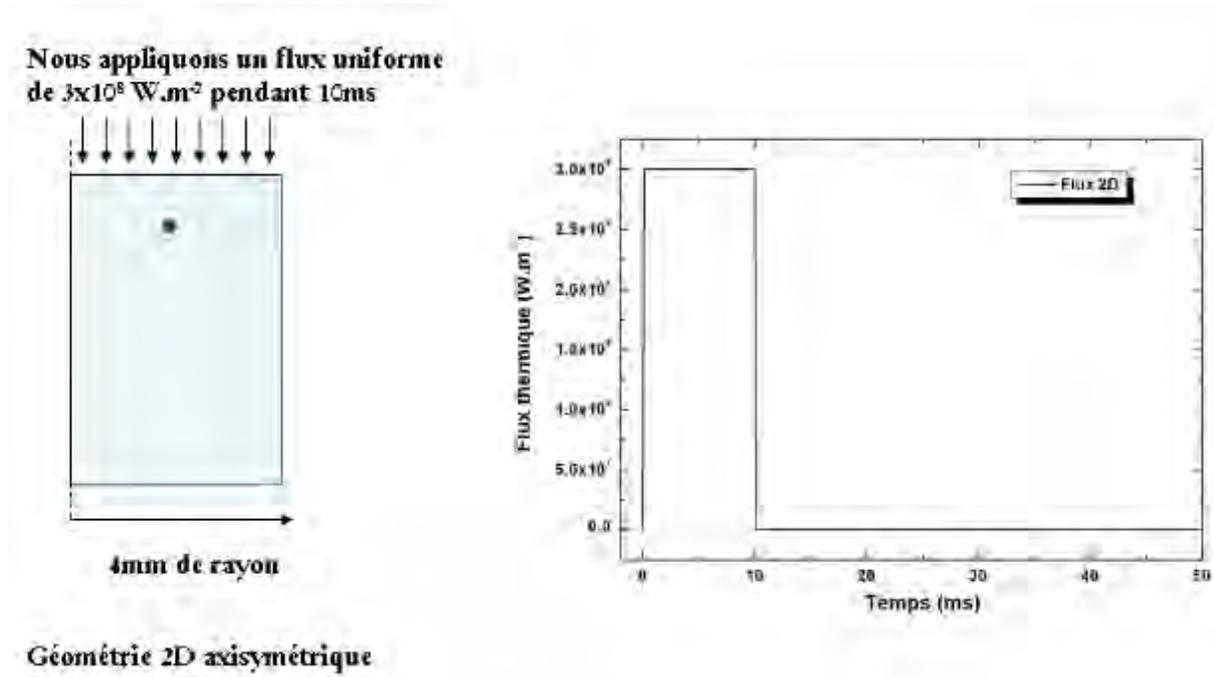


Figure 2-23. Confrontation modèle 1D-2D (test n°1).

A partir du champ de température obtenu par le code 2D, nous avons prélevé un point de température situé à 1mm de la surface supérieure et positionné en milieu de rayon. La variation temporelle a alors été introduite dans la méthode inverse 1D. Le résultat obtenu est présenté sur la *Figure 2-24*.

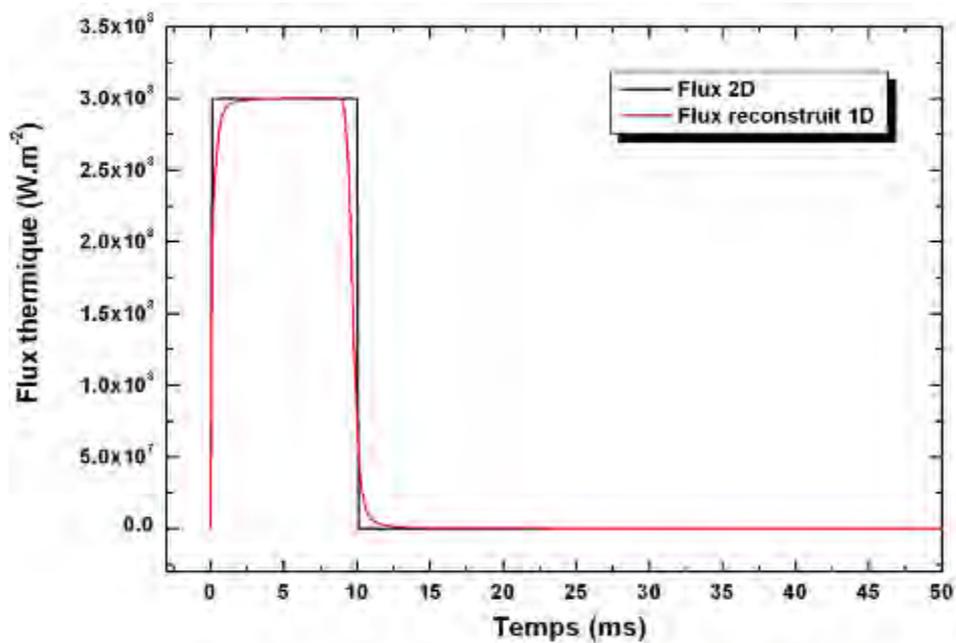


Figure 2-24. Confrontation modèle 1D-2D (test n°1).

Nous pouvons remarquer dans ce premier test la bonne concordance du flux estimé avec la méthode 1D et celui de la géométrie 2D où le flux est appliqué sur la totalité de la surface de l'électrode. A présent, nous allons nous placer dans le cas où l'arc ne s'accroche que sur une partie de l'électrode. Le flux appliqué est de  $3 \times 10^8 \text{ W.m}^{-2}$  pendant 10ms sur un rayon de 2.5mm au centre de l'électrode. Trois positionnements des points de mesure ( $T_m$ ) à 1mm de la surface supérieure ont été considérés (*Figure 2-25*).

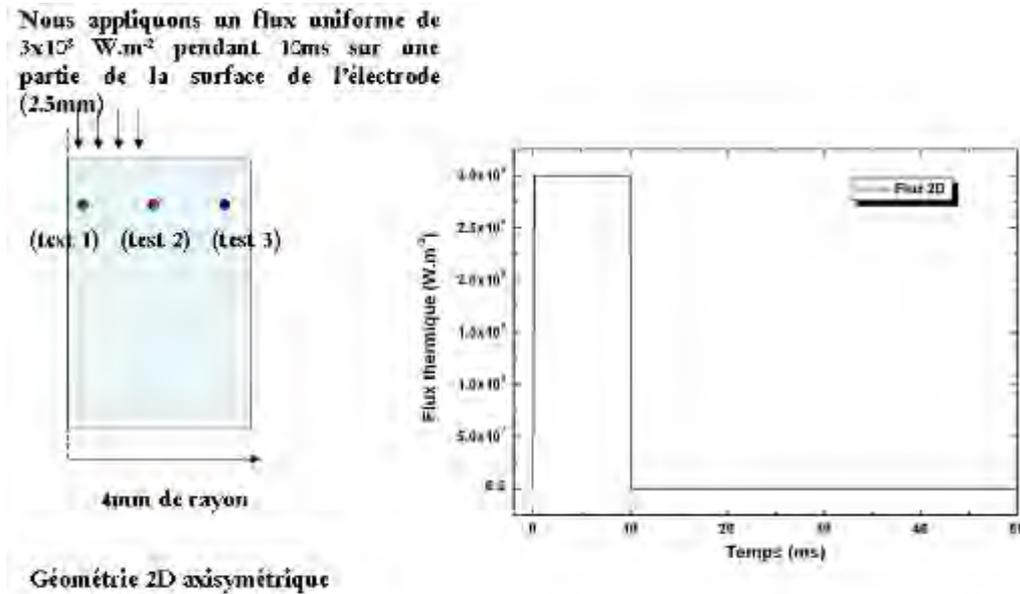


Figure 2-25. Confrontation modèle 1D-2D (test n°2).

Le premier (test 1)  $T_{m1}$  est situé juste en dessous de la tache de flux positionné près de l'axe. Le second (test 2)  $T_{m2}$ , à 2.5mm de l'axe est positionné à la limite de la zone d'application du flux. Le dernier (test 3)  $T_{m3}$ , situé en bord d'électrode est positionné en dessous de la zone de flux nul. Les résultats obtenus pour les trois conditions évoquées ci-dessus sont présentés sur la *Figure 2-26*.

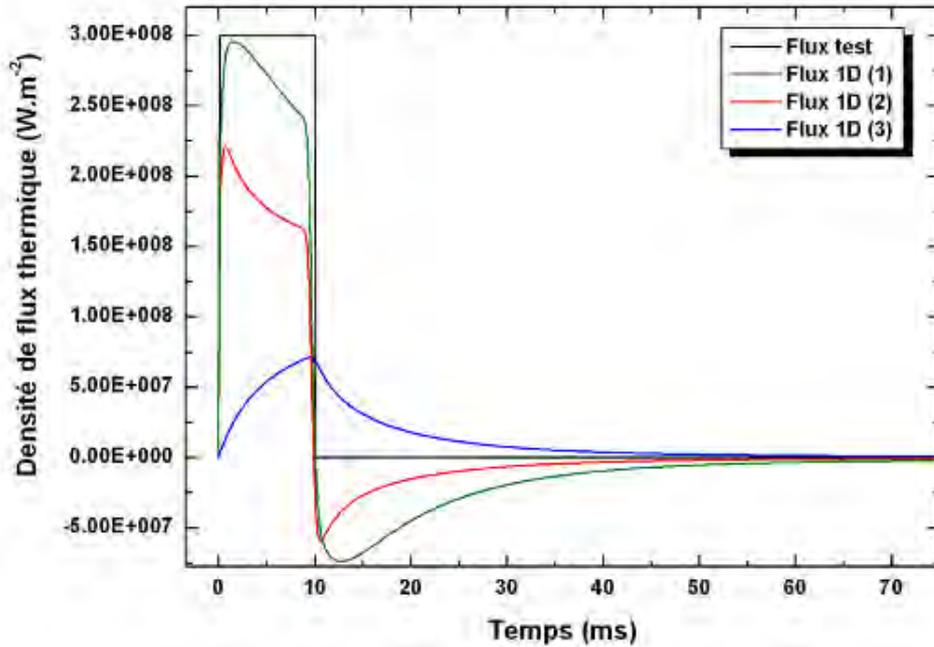


Figure 2-26. Confrontation modèle 1D-2D (test n°2).

On remarque que lorsque le point de mesure se trouve en dessous de la tache de flux, le résultat estimé par la méthode inverse 1D est très proche du flux théorique. Par contre, lorsqu'on s'éloigne de l'axe, la solution reconstruite tend à être sous-estimée. Nous pouvons donc en conclure, dans un premier temps, que la solution estimée est plus précise lorsque le point de mesure se situe en dessous de la tache de flux.

Le dernier test réalisé est présenté sur la **Figure 2-27**. Celui-ci correspond au cas où l'arc s'accroche sur une périphérie de l'électrode. Il est vrai que dans le cas d'une configuration axisymétrique, ce test n'est pas réaliste et il serait plus rigoureux d'utiliser une géométrie tridimensionnelle pour le vérifier. Cependant, la même variation de flux ( $3 \times 10^8 \text{ W.m}^{-2}$  pendant 10ms) a été imposée sur le bord de l'électrode. Le point se trouvant sous la tache de flux est dans ce cas le point n°3 (Test 3). Les deux autres (Test 1) et (Test 2) sont respectivement positionnés en dehors et à la limite de la zone où est appliqué le flux.

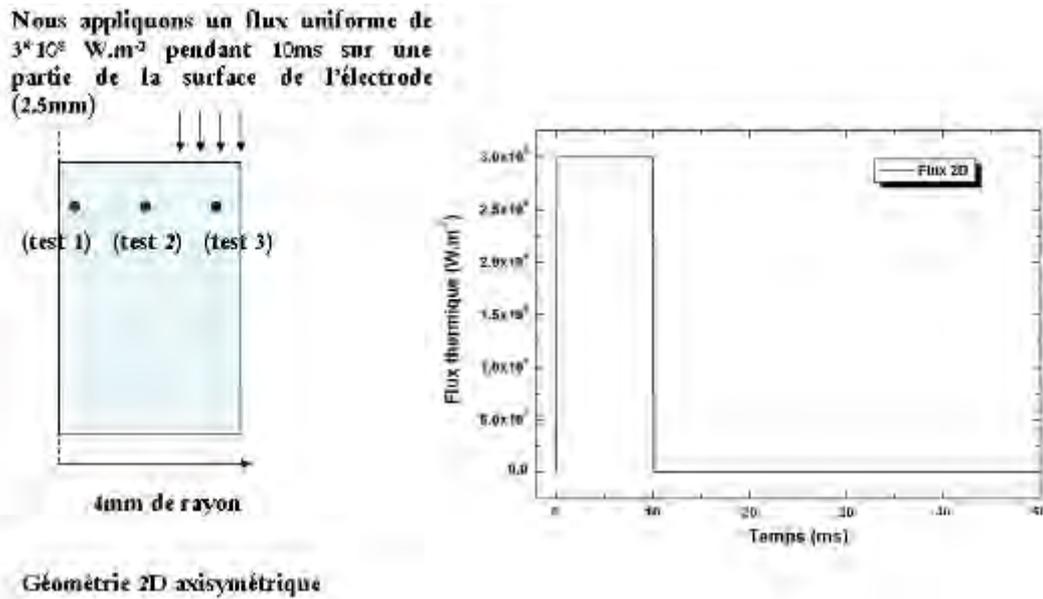


Figure 2-27. Confrontation modèle 1D-2D (test n°3).

Les reconstructions obtenues sont présentées sur la **Figure 2-28**. On observe cette fois ci que la reconstruction est d'autant plus précise que le point de mesure est placé en périphérie de l'électrode. On peut constater à travers ces quelques tests que la méthode 1D est capable de reconstruire les flux recherchés même en utilisant des profils issus d'un autre code. Néanmoins, il sera préférable de positionner les points de mesure en dessous de la zone d'accrochage de l'arc.

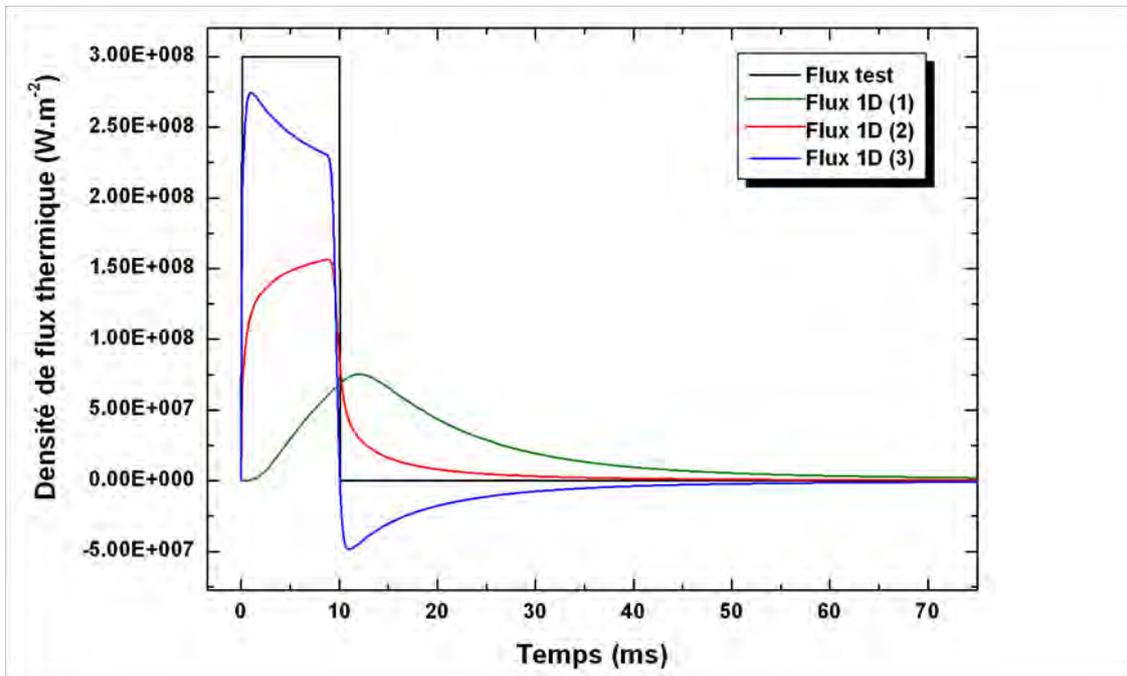


Figure 2-28. Confrontation modèle 1D-2D (test n°3).

## 2.4 Mesures expérimentales

La quantification du flux thermique à l'aide de la méthode inverse nécessite la connaissance de l'évolution de la température dans deux points de l'électrode. Au vu des conditions opératoires, il n'est pas envisageable d'utiliser des thermocouples en raison de leurs temps de réponse trop élevés (300ms). C'est la raison pour laquelle nous avons décidé d'utiliser d'autres techniques notamment la pyrométrie infrarouge ou la thermographie IR.

Ces deux techniques sont basées sur la mesure du flux émis par la surface visée dans une bande spectrale bien précise. En effet, tout corps porté à une certaine température émet un rayonnement caractéristique dont l'émission est définie par la loi de Planck (*Equation 2-14*). La luminance spectrale  $L_\lambda$  d'une source (corps noir) est fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la température absolue  $T$  de cette source :

$$L_\lambda = \frac{2 \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h \cdot c}{k_B \cdot T}\right) - 1} \quad (2-14)$$

Un corps noir est la représentation d'un corps idéal dont les propriétés radiatives ne dépendent que de la température et qui a la capacité d'absorber toutes les radiations sans en rien réémettre. Dans le cas d'une surface quelconque, une partie du rayonnement sera réémise et on introduit donc la notion d'émissivité. L'émissivité  $\varepsilon$  d'un matériau est définie comme étant le rapport entre l'énergie rayonnée et celle qu'un corps noir qui rayonnerait à la même température. Cette grandeur dépend de nombreux paramètres tels que l'état de surface, la température et la longueur d'onde. Dans le cas du corps noir qui absorbe toute l'énergie sans la réémettre, l'émissivité  $\varepsilon=1$ .

### 2.4.1 Description du matériel de mesure : Caméra Infrarouge

La caméra infrarouge utilisée est une SC6000 de la marque FLIR. Elle est équipée d'un capteur InSb de 640x512 pixels fonctionnant sur la plage de longueur d'onde de 3 à 5 $\mu$ m. En mode plein fenêtrage, la caméra peut fonctionner à une fréquence maximale de 150Hz. La bande spectrale est comprise entre 3 $\mu$ m et 5 $\mu$ m. Cette caméra est calibrée en température jusqu'à 2000°C répartie selon trois plages de température :

- (1) 250°C-600°C (IT=250 $\mu$ s)
- (2) 600°C-1200°C (IT=30 $\mu$ s)
- (3) 850°C-2000°C (IT=9 $\mu$ s)

Afin de relever un maximum de points de température pendant la durée de l'arc (~10ms), une seule plage est utilisée. Le choix de celle-ci dépend de la valeur du courant et de la nature du matériau. La fréquence d'échantillonnage maximale de la caméra est de 1.4kHz. Avant de

procéder aux mesures de température, un certain nombre d'informations doit être fourni à la caméra : émissivité du matériau, distance entre l'objet et la caméra, taux hygrométrie et la température ambiante.

#### 2.4.2 Mesure de l'émissivité du matériau

Comme il vient d'être évoqué, l'émissivité du matériau doit être connue afin de pouvoir remonter à la température de l'électrode. Les valeurs d'émissivité pour bon nombre de matériaux sont disponibles dans la littérature. Néanmoins, étant donné l'importance de cette grandeur sur les résultats, nous avons préféré mettre en place une approche expérimentale nous permettant de la mesurer dans nos conditions opératoires.

Le protocole de mesure est présenté sur la **Figure 2-29**. Le principe consiste à placer un échantillon d'électrode entre deux tiges de graphite. L'électrode est alors chauffée par effet joule en faisant traverser un courant compris entre 0 et 100A DC. La température vraie du matériau est mesurée à partir d'un thermocouple introduit et traversant l'électrode. La caméra IR placée en vis à vis relève la « température de luminance » du matériau observé. Ces données permettent alors de déduire l'émissivité de la surface visée dans la gamme spectrale de la caméra et pour différentes valeurs de température.

Les premiers tests et mesures ont été réalisés sur des échantillons en cuivre. Les différentes séries de mesure ont montré des écarts notables sur les émissivités estimées. En effet, le cuivre porté à haute température modifie l'état (oxydation) et l'aspect de la surface en se refroidissant. Il est donc difficile de déterminer pour ce matériau une valeur fiable de l'émissivité. De ce fait, il a été nécessaire d'envisager une nouvelle technique de mesure.

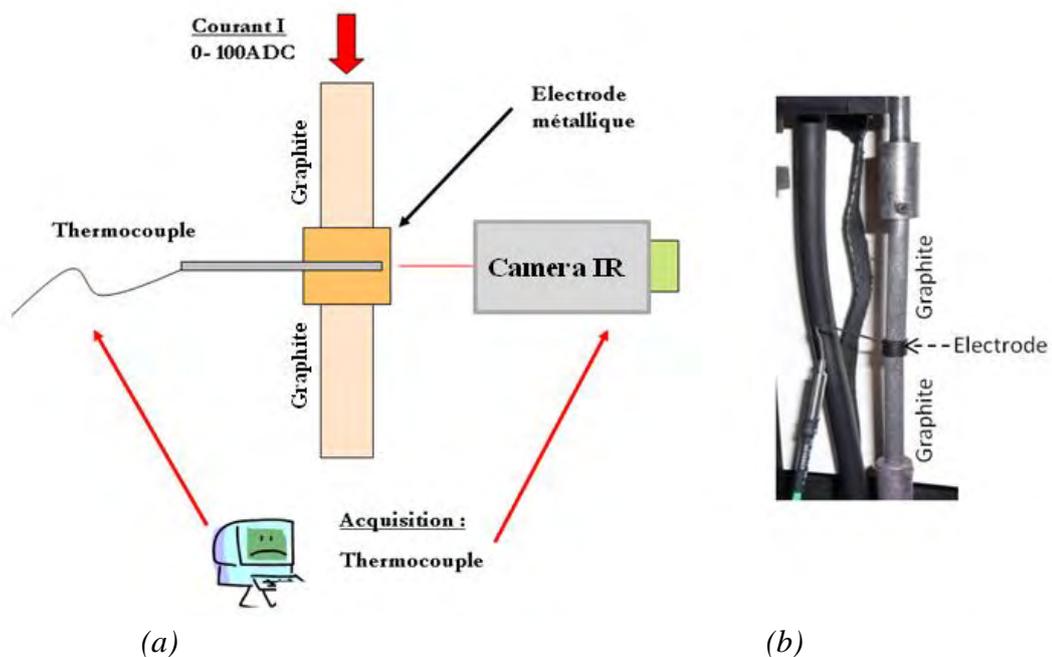
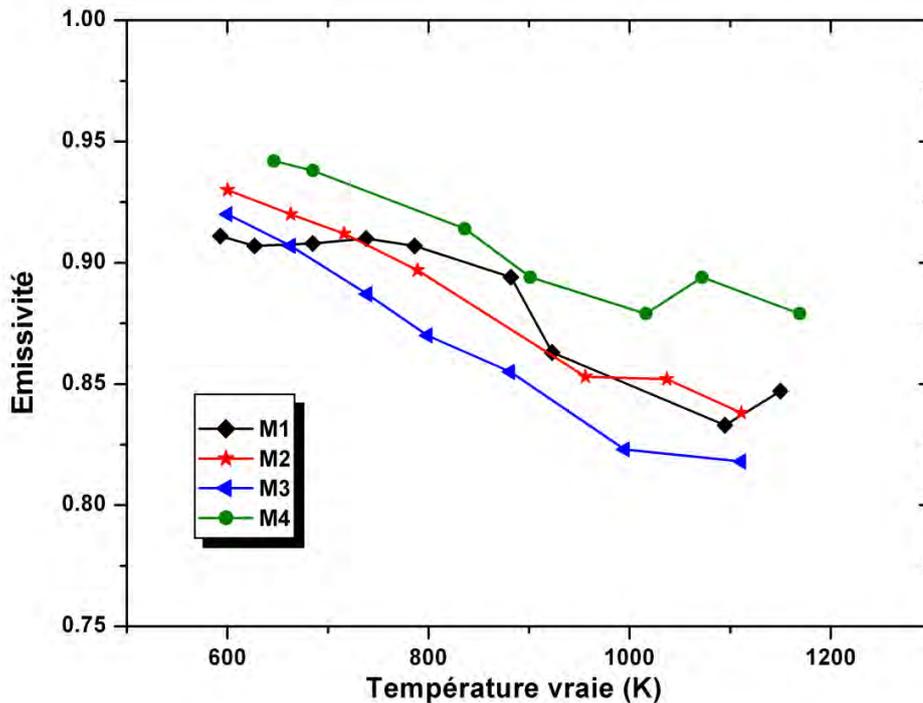


Figure 2-29. Dispositif expérimental pour la mesure des émissivités

Afin d'estimer correctement les émissivités, les électrodes ont été recouvertes d'une peinture noire, adaptée pour la mesure de cette grandeur [Bra\_1]. La peinture « Pyromax 2500 » enrichie en graphite présente une tenue en température jusqu'à 1500K et une émissivité spectrale élevée. Différents travaux montrent que lorsque la surface étudiée est recouverte de cette peinture noire il y a peu de dépendance de l'émissivité avec la température [Sou\_2], [Cad\_1]. Ainsi, en déterminant l'émissivité de la peinture, on peut s'abstenir de faire différentes mesures d'émissivité de chaque matériau. Parallèlement, l'utilisation de la peinture permet d'augmenter l'émissivité de la surface traitée. Cette méthode présente un avantage dans le cas du tungstène où le perçage et l'introduction d'un thermocouple sont très difficiles à mettre en œuvre.

Pour effectuer les mesures d'émissivité en présence de la peinture noire haute température, la surface des électrodes en cuivre et en acier ont été recouvertes de deux couches à 24 heures d'intervalle. Les échantillons ont également été percés afin de pouvoir y introduire un thermocouple.

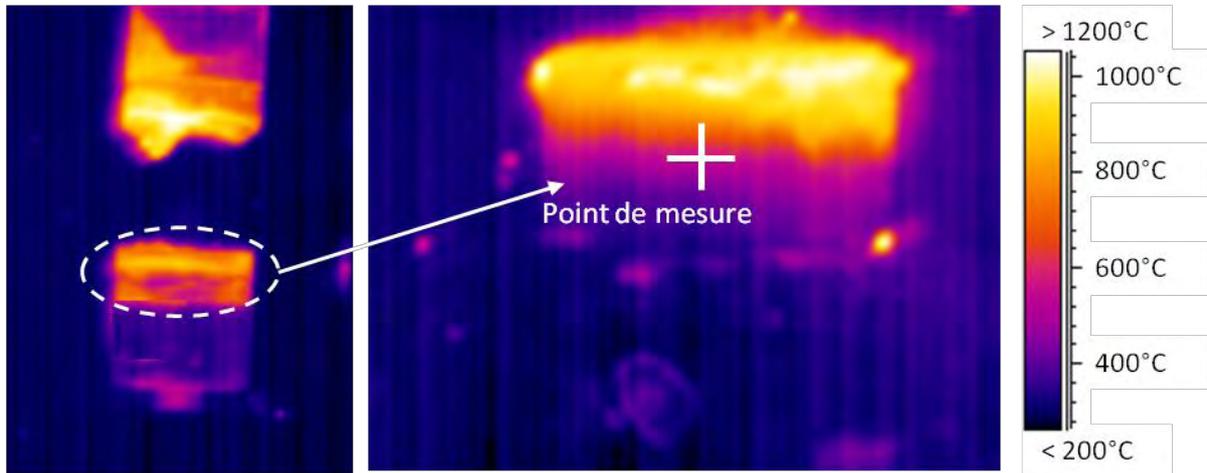
Les résultats obtenus pour quatre mesures différentes sont présentés sur la **Figure 2-30**. Les valeurs obtenues pour les différentes températures sont comprises entre 0.81 et 0.95. L'émissivité moyenne estimée est de 0.88. Celle-ci sera la valeur retenue.



**Figure 2-30.** Emissivité surfacique estimée avec les électrodes recouvertes de peinture noire.

### 2.4.3 Mesures de température

Les mesures de température ont été réalisées pour les trois courants : 1kA, 2.5kA et 5kA. La caméra a été placée à une distance de 40cm face à l'électrode. Sur la **Figure 2-31**, on observe des images thermographiques de l'anode en cuivre. Le premier point de mesure se trouvant à 1mm de la surface est repéré à l'aide d'une croix.



**Figure 3-31.** Images issues de la thermographie infrarouge.

L'étude paramétrique effectuée a démontré que le positionnement du second point de mesure a très peu d'influence dans la reconstruction du flux surfacique. Le second point a été donc positionné à une distance de la surface de quelques centimètres afin de pouvoir supposer que la température en ce point ne varie pas au cours de la mesure. Cela permet de s'affranchir d'une erreur sur son positionnement et sur la température mesurée.

Par ailleurs, rappelons que selon l'étude paramétrique réalisée, les profils de température qui seront introduits à la méthode inverse doivent avoir un pas de temps ( $\Delta t$ ) de 0.1ms pour le cuivre et 0.3ms pour le tungstène, soit une fréquence de 10kHz et 3.3kHz respectivement. Comme la fréquence maximale de la caméra IR est limitée à 1.4kHz, il est donc nécessaire de procéder à une interpolation des profils de température avant de les introduire dans la méthode inverse.

## 2.5 Résultats

### 2.5.1 Mesures de température

Les mesures relevées dans le cuivre sont reportées sur les **Figures 2-32** et **2-33**. Les températures mesurées à l'anode varient entre 600K et 1200K (**Figure 2-32**). On observe une forte augmentation de la température pendant les premiers instants. Nous pouvons noter que les valeurs maximales sont atteintes à l'instant  $t=5ms$ . Pour les courants  $I=1kA$ , 2.5kA et 5kA, la température maximale estimée est respectivement de 980K, 1160K et 1217K. Ces valeurs diminuent progressivement au-delà de  $t=7ms$ . Les températures mesurées à la cathode

(Figure 2-33) varient entre 600K et 1147K. Les valeurs estimées sont inférieures à celles mesurées à l'anode. Les valeurs maximales sont de 955K, 1013K et 1144K pour les trois courants (1kA, 2.5kA et 5kA).

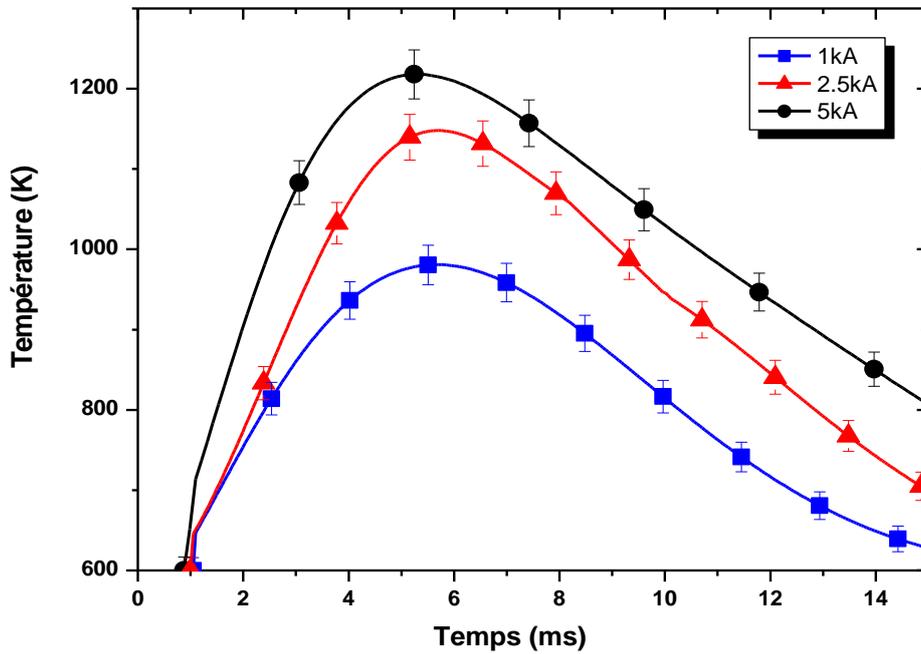


Figure 2-32. Température de l'anode mesurée à 1mm de la surface pour trois courants. Matériau: cuivre.

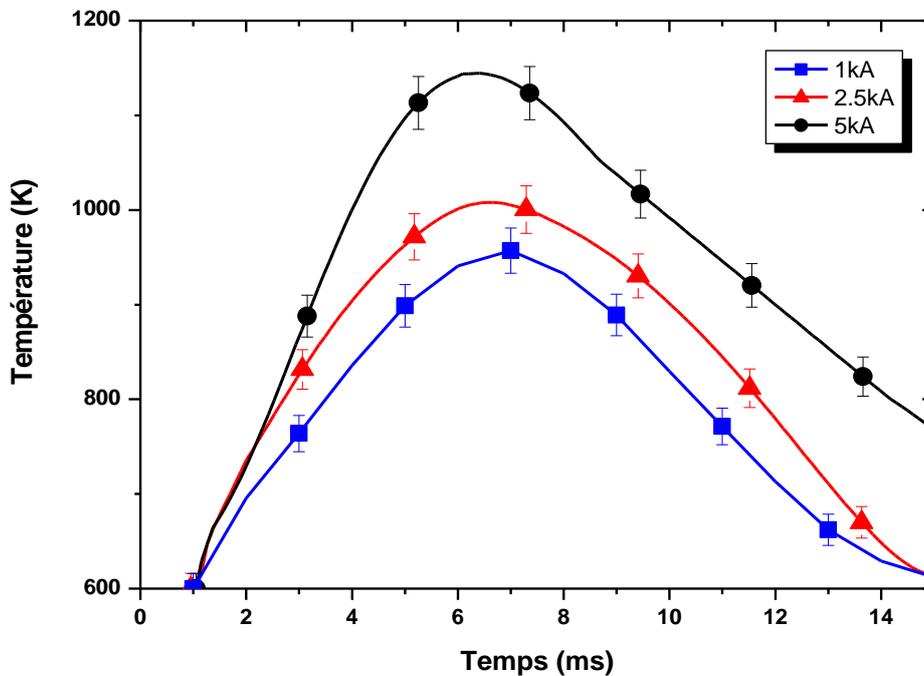
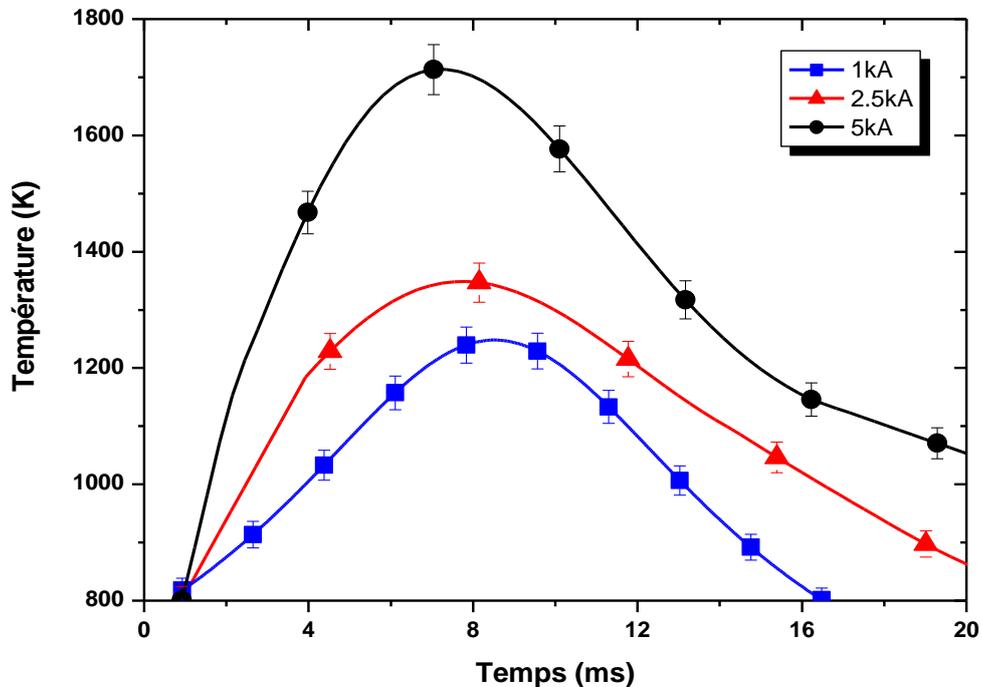


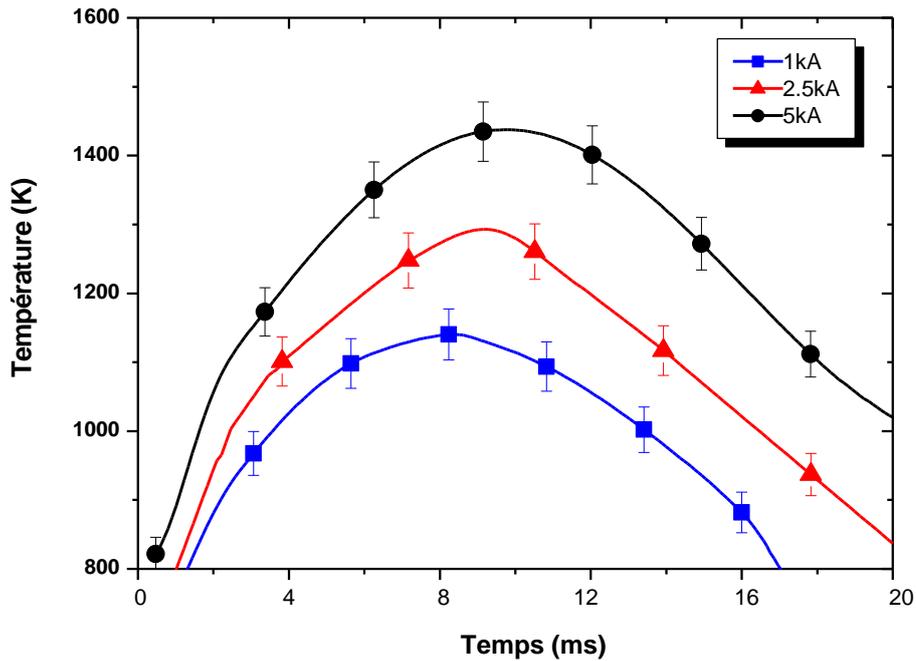
Figure 2-33. Température de la cathode mesurée à 1mm de la surface pour trois courants. Matériau: cuivre.

Les températures mesurées dans le tungstène sont présentées sur les **Figures 2-34** et **2-35**. Les valeurs estimées à l'anode varient entre 800K et 1700K (**Figure 2-34**). On observe un écart de 100K entre les courants 1kA et 2.5kA. La température relevée pour un courant de 5kA est supérieure de 400K. Les valeurs maximales se trouvent décalées dans le temps par rapport au maximum du courant ( $t=5\text{ms}$ ) ce qui peut être expliqué par les propriétés thermiques du tungstène notamment la faible valeur de la diffusivité thermique de ce matériau ( $6.93 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ) conduisant à un transfert de chaleur plus lent que dans les deux autres matériaux étudiés. Pour les courants  $I=1\text{kA}$ ,  $2.5\text{kA}$  et  $5\text{kA}$ , la température maximale estimée est de 1248K, 1380K et 1713K respectivement à l'instant  $t=8\text{ms}$ .

Coté cathode (**Figure 2-35**), les températures mesurées varient entre 900K et 1400K. Les températures à la cathode sont inférieures à celles mesurées à l'anode. On observe une valeur maximale de 1131K, 1292K et 1437K, pour un courant de 1kA, 2.5kA et 5kA respectivement.



**Figure 2-34.** Température de l'anode mesurée à 1mm de la surface pour trois courants.  
Matériau : tungstène.



*Figure 2-35. Température de la cathode mesurée à 1mm de la surface pour trois courants. Matériau: tungstène.*

### 2.5.2 Quantification du flux thermique

Les flux surfaciques quantifiés par la méthode inverse sont exposés dans les **Figures 2-36, 2-37, 2-38 et 2-39**. Globalement, on observe une forte variation des profils en fonction du temps. Les flux thermiques estimés dans les électrodes en cuivre sont supérieurs à ceux des électrodes en tungstène. Dans le cas de l'anode en cuivre (**Figure 2-36**), les valeurs maximales estimées sont de  $1 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$  pour un courant de 1kA,  $1.6 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$  pour 2.5kA, et  $3.1 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$  pour 5kA. A la cathode (**Figure 2-37**), les flux estimés sont inférieurs:  $8 \times 10^8 \text{ W.m}^{-2}$ ,  $1.3 \times 10^8 \text{ W.m}^{-2}$  et  $1.8 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$  pour un courant de 1kA, 2.5kA et 5kA respectivement.

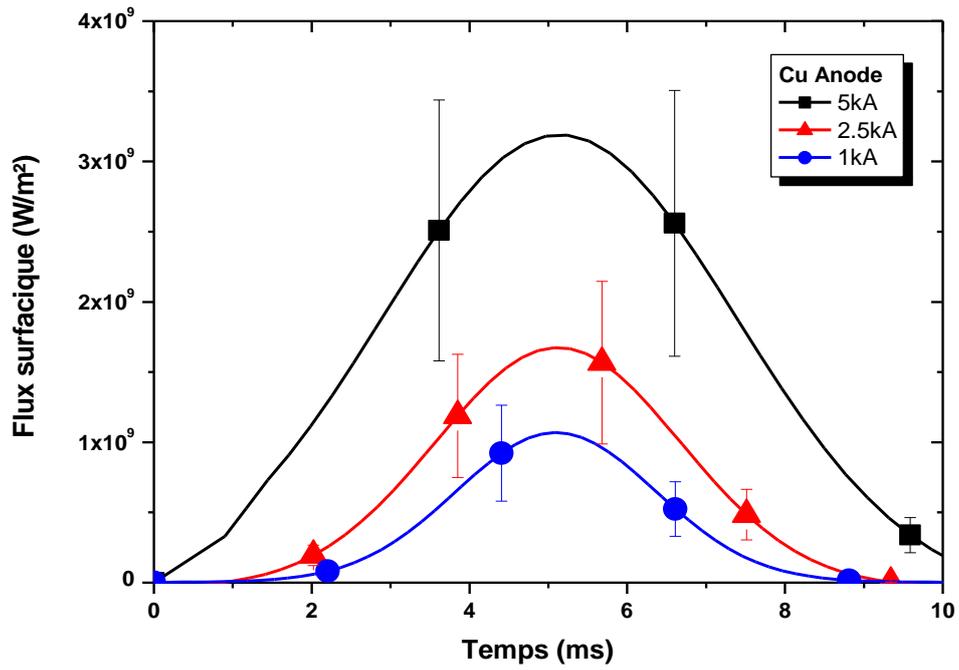


Figure 2-36. Flux surfacique à l'anode. Matériau : cuivre.

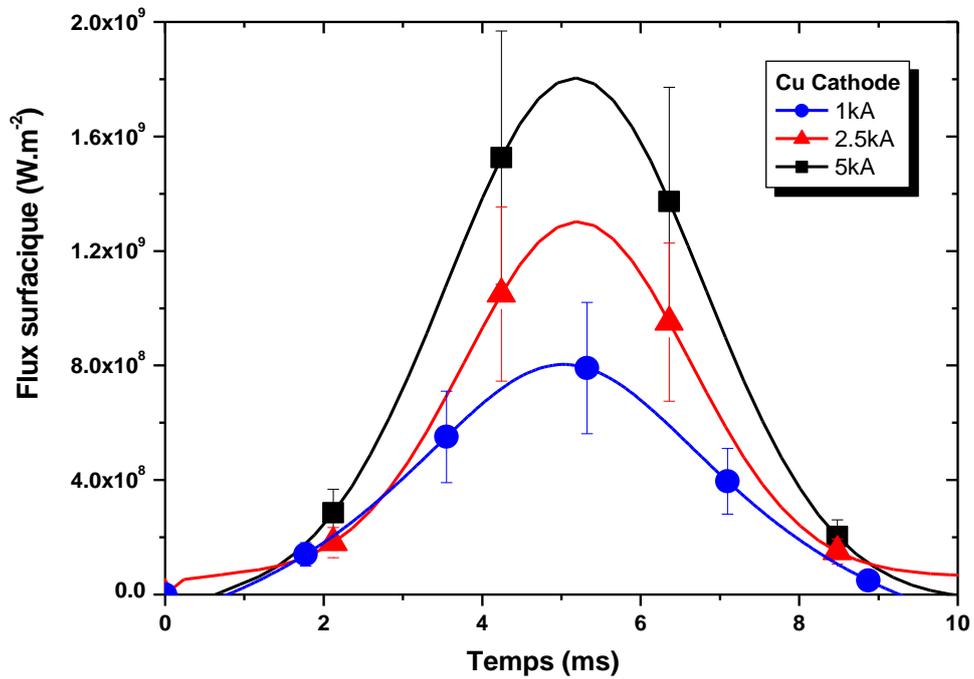


Figure 2-37. Flux surfacique à la cathode. Matériau : cuivre.

Dans le cas des électrodes en tungstène, les flux estimés à l'anode sont tracés sur la **Figure 2-38**. Ceux-ci présentent une valeur maximale de  $3.2 \times 10^8$  W.m<sup>-2</sup>,  $7.3 \times 10^8$  W.m<sup>-2</sup> et  $1.4 \times 10^9$

$W.m^{-2}$  pour 1kA, 2.5kA et 5kA respectivement. Les profils estimés à la cathode sont présentés sur la **Figure 2-39**. Pour les trois courants 1kA, 2.5kA et 5kA, on estime des flux de l'ordre de  $1.3 \times 10^8 W.m^{-2}$ ,  $3.6 \times 10^8 W.m^{-2}$  et  $7.6 \times 10^8 W.m^{-2}$  respectivement.

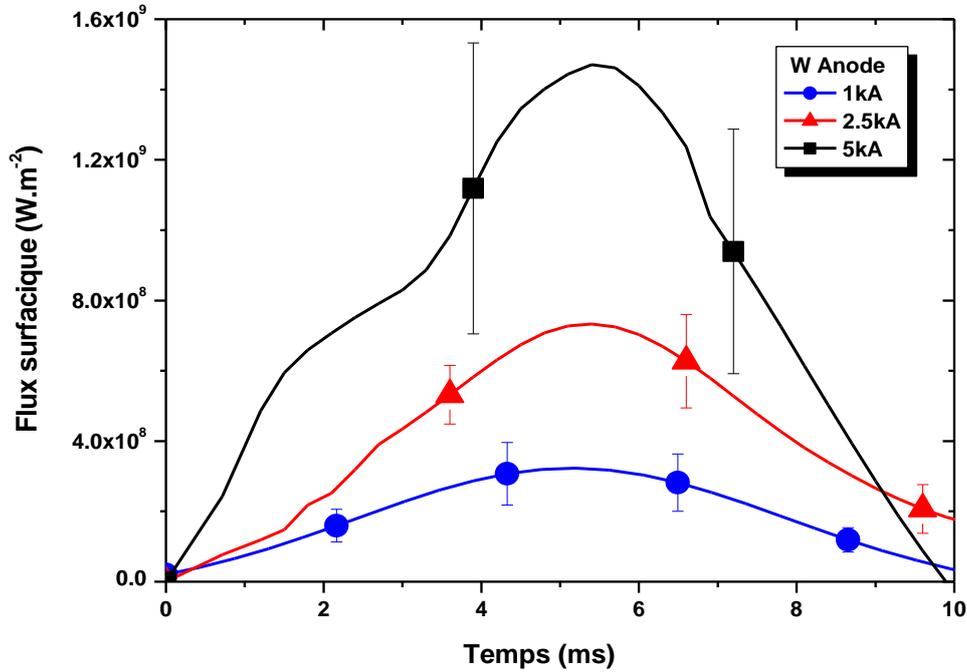


Figure 2-38. Flux surfacique à l'anode. Matériau : tungstène.

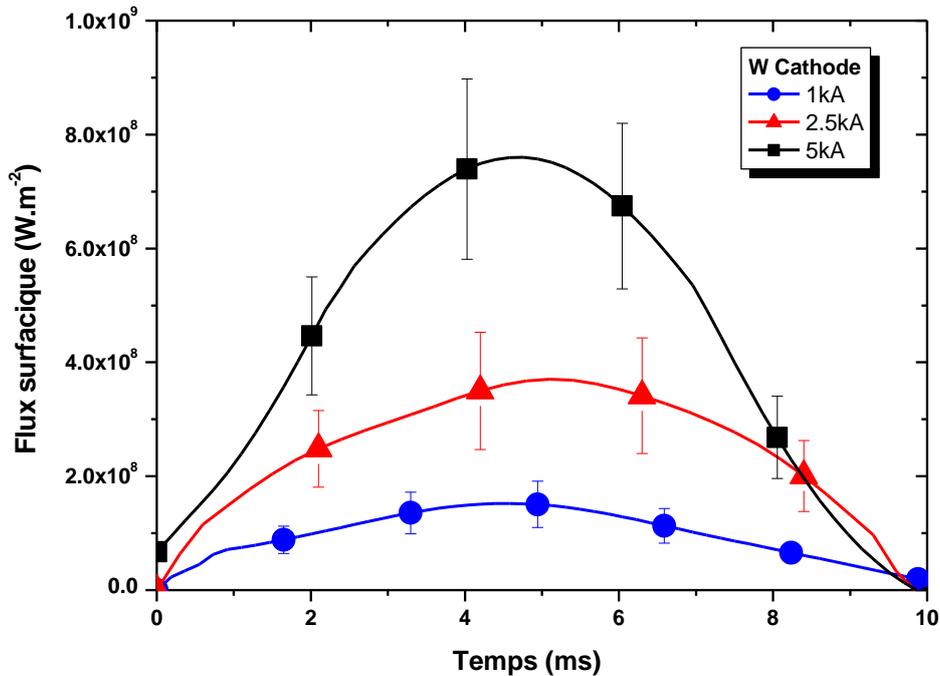


Figure 2-39. Flux surfacique à la cathode. Matériau : tungstène.

2.5.3 Puissance transférée aux électrodes

Avant de présenter les résultats, nous avons tracé sur les *Figures 2-40 et 2-41*, la puissance totale de l'arc pour les trois courants 1kA, 2.5kA et 5kA. Pour un courant de 5kA, la puissance totale de l'arc peut atteindre 235kW dans des électrodes en cuivre et 227kW dans le cas des électrodes en tungstène. Pour les courants plus faibles (2.5kA et 1kA), la puissance totale de l'arc présente un maximum de 111kW et 45kW respectivement. Ces résultats seront comparés par la suite avec la puissance transférée aux électrodes. Les incertitudes sur la puissance totale de l'arc sont liées aux appareils de mesure : les sondes de courant et tension. Selon les spécifications de celles-ci, l'incertitude sur la puissance totale estimée varie de 2.5%.

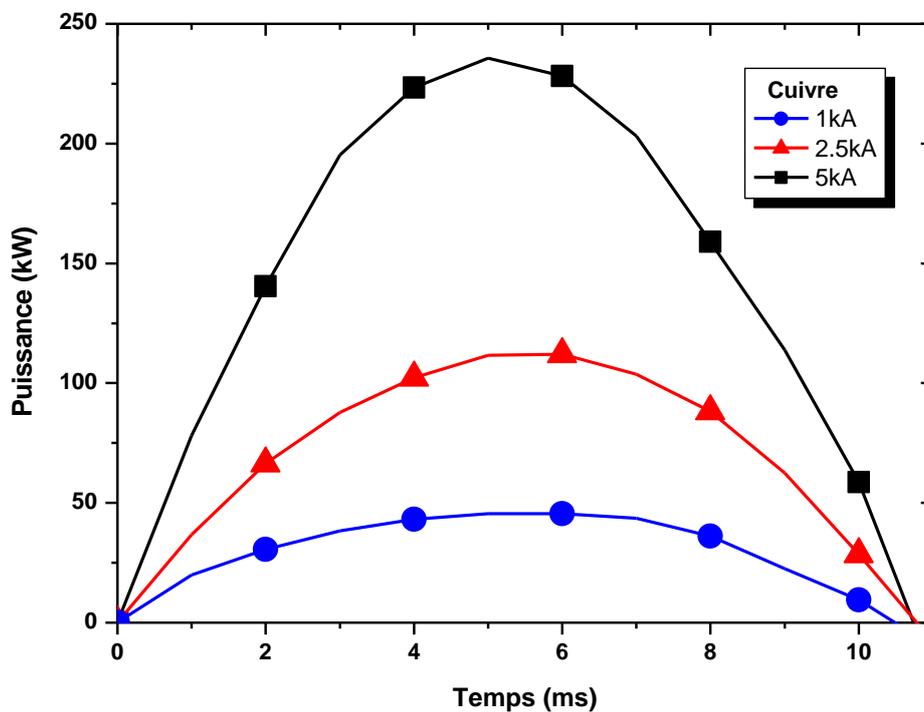


Figure 2-40. Puissance électrique. Matériau : cuivre.

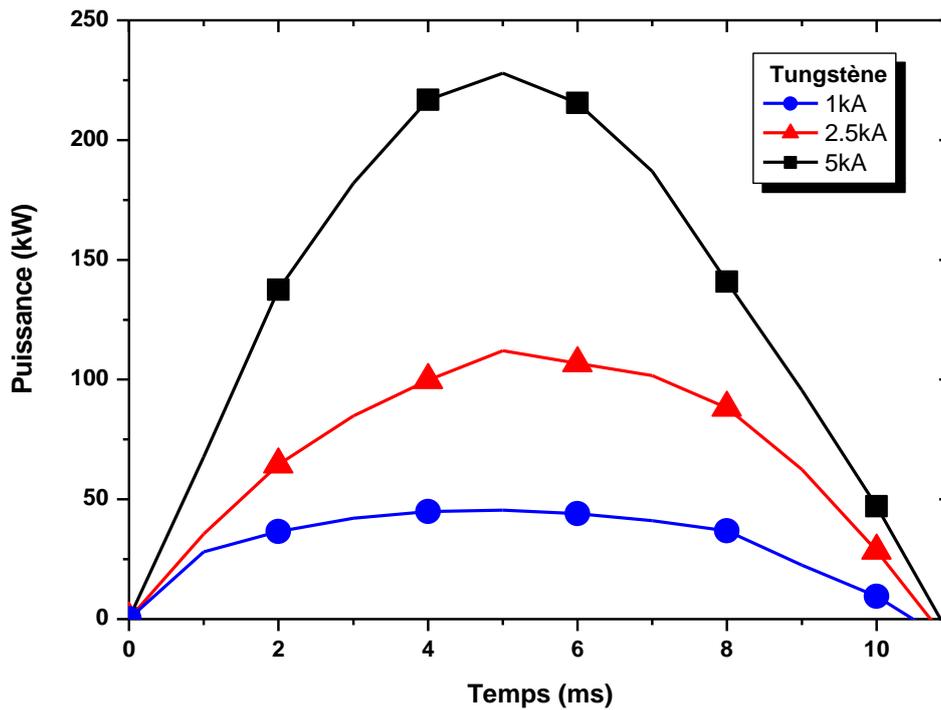


Figure 2-41. Puissance électrique. Matériau : tungstène.

A partir des mesures du flux surfacique qui viennent d'être présentées, nous avons également estimé la puissance transférée par l'arc aux électrodes à l'aide de l'expression suivante:

$$P(t) = Q(t) \times S(t) \quad (2-15)$$

$P$ : puissance électrique (W),  $Q$ : flux surfacique ( $W.m^2$ ),  $S$ : surface d'accrochage moyenne du pied d'arc déduite par imagerie rapide ( $m^2$ ).

Les Figures 2-42, 2-43 et 2-44 correspondent à la puissance transférée aux électrodes estimée par la méthode inverse. La surface utilisée pour ce calcul a été déduite des mesures issues de l'imagerie rapide présentées dans le chapitre précédent. Quel que soit le matériau, la puissance transférée par l'arc est plus élevée à l'anode qu'à la cathode. Dans le cas du cuivre les valeurs maximales estimées pour un courant de 1kA sont d'environ 16kW à la cathode et 20.7kW à l'anode. Pour le courant intermédiaire 2.5kA, les puissances maximales transférées à la cathode et l'anode varient entre 41kW et 82kW respectivement. Pour  $I=5kA$ , les courbes atteignent une valeur maximale de 73kW pour la cathode et 127kW pour l'anode.

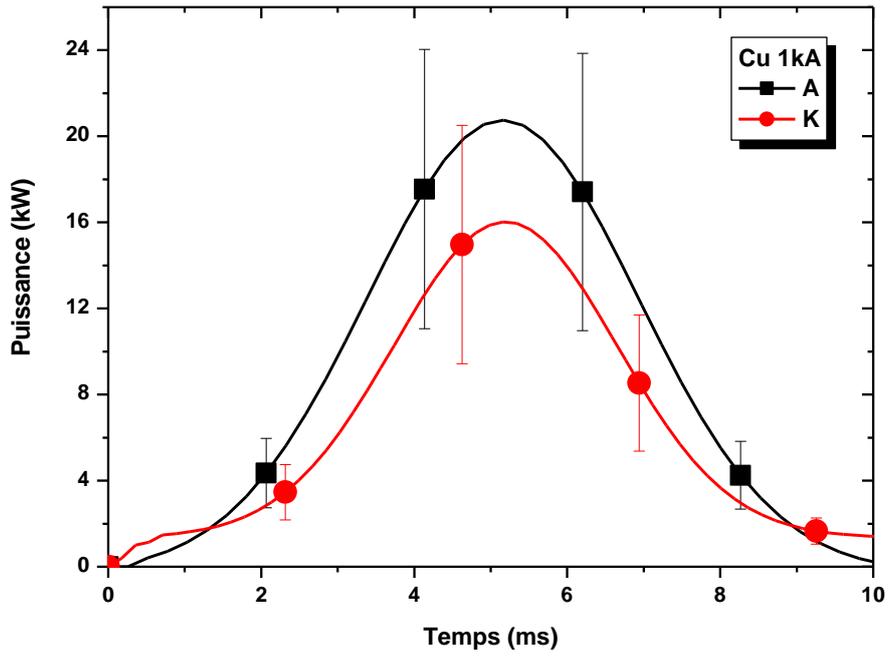


Figure 2-42. Puissance électrique transférée aux électrodes en cuivre pour  $I=1kA$ .

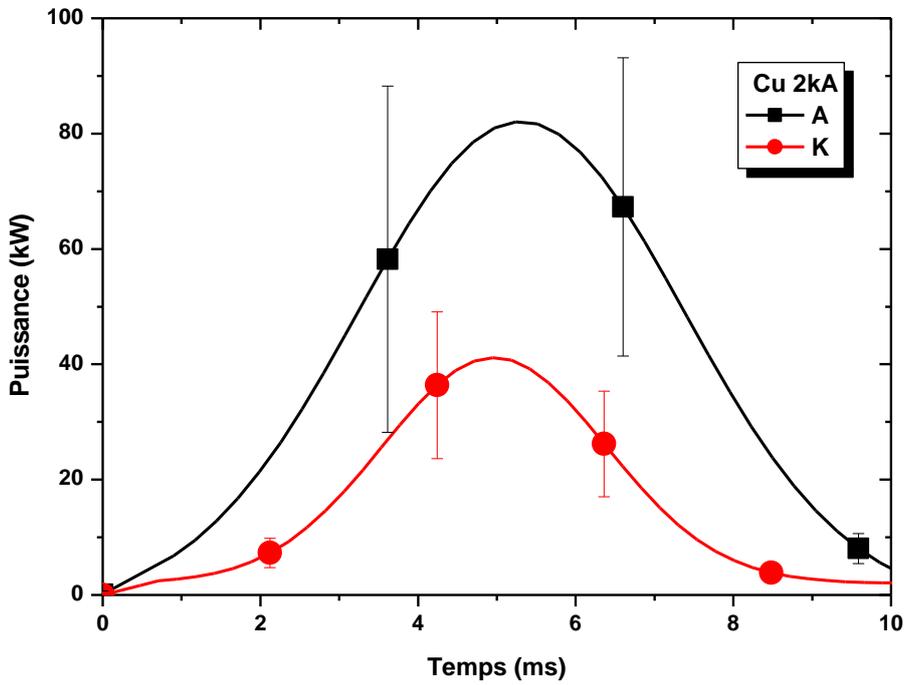


Figure 2-43. Puissance électrique transférée aux électrodes en cuivre pour  $I=2.5kA$ .

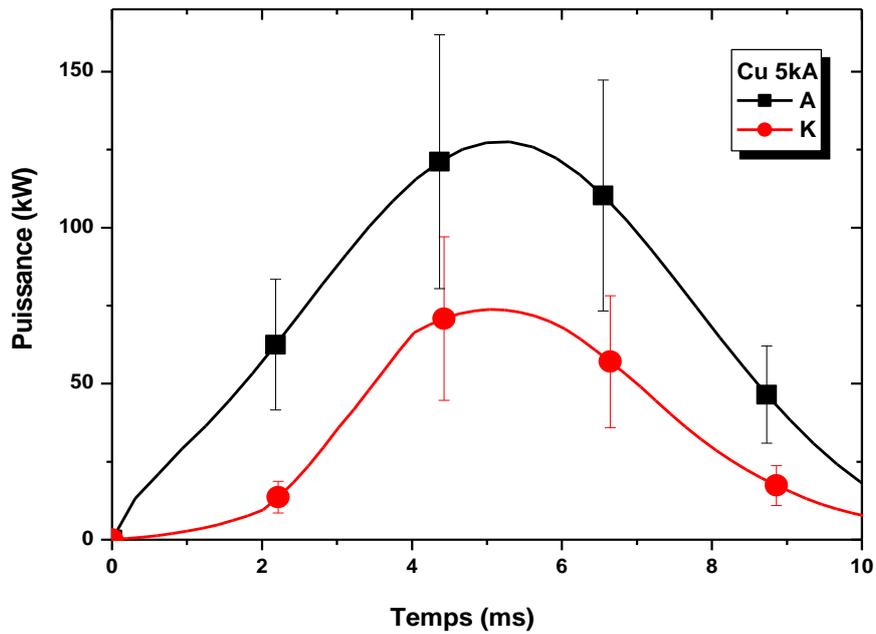


Figure 2-44. Puissance électrique transférée aux électrodes en cuivre pour  $I=5kA$ .

Dans le cas des électrodes en tungstène, les profils tracés pour 1kA à la cathode et l'anode présentent un maximum de 7.6kW à 16kW respectivement (Figure 2-45). Pour  $I=2.5kA$  (Figure 2-46), les puissances estimées avoisinent les 19kW à la cathode et 36kW à l'anode. Pour un courant plus élevé  $I=5kA$  (Figure 2-47), les puissances relevées à la cathode sont d'environ 38kW et 73kW à l'anode.

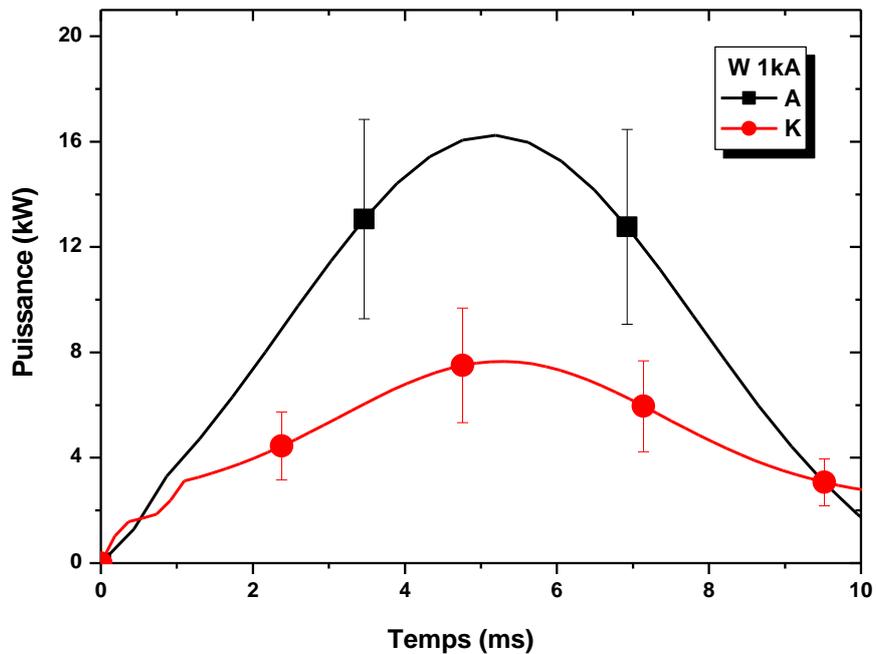


Figure 2-45. Puissance électrique transférée aux électrodes en tungstène pour  $I=1kA$ .

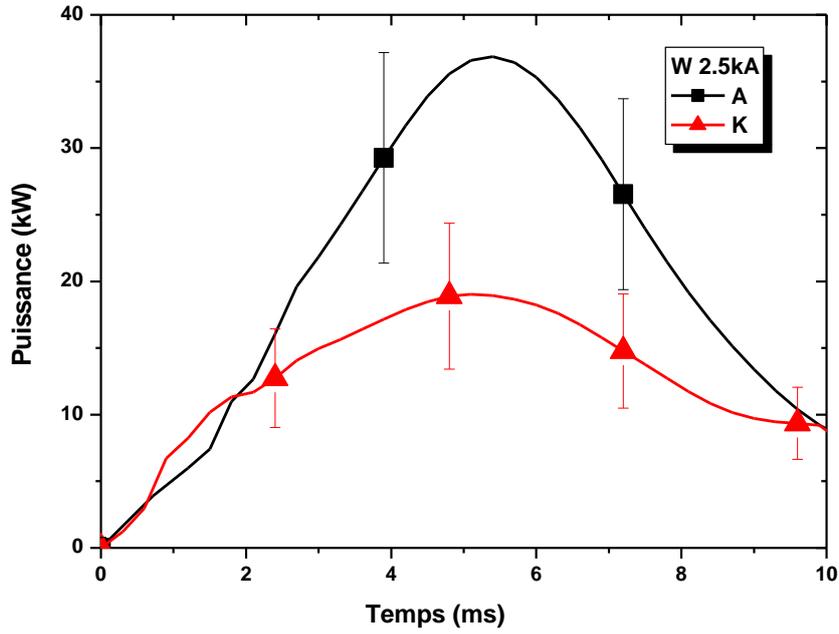


Figure 2-46. Puissance électrique transférée aux électrodes en tungstène pour  $I=2.5kA$ .

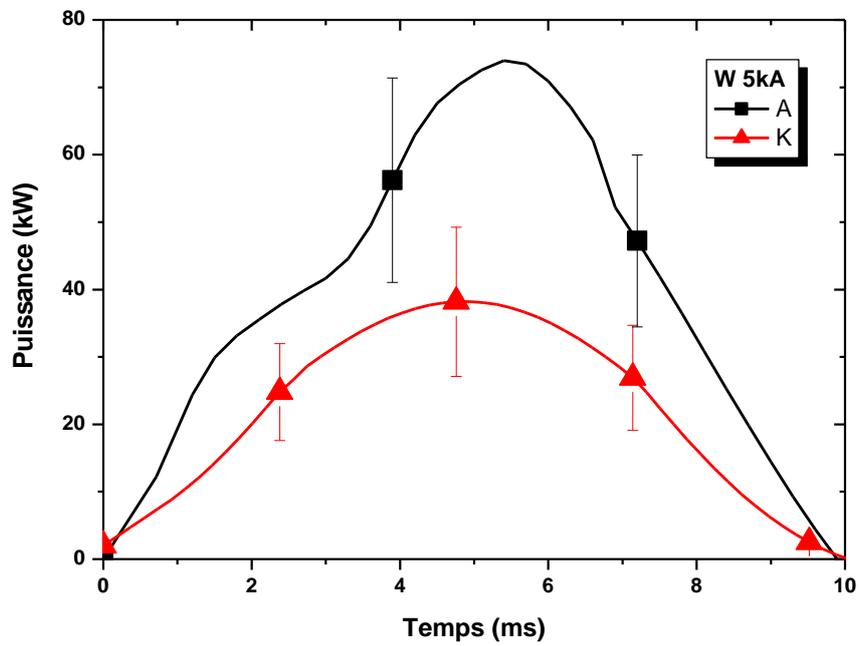


Figure 2-47. Puissance électrique transférée aux électrodes en tungstène pour  $I=5kA$ .

2.5.4 *Energie transférée aux électrodes*

Nous avons déterminé l'énergie (en Joules) déposée par l'arc aux électrodes. L'énergie totale de l'arc est rapportée dans le **Tableau 2-4**.

	<b>1kA</b>	<b>2.5kA</b>	<b>5kA</b>
<b>Cuivre</b>	362.4J	927.5J	1610J
<b>Tungstène</b>	343.7J	859.3J	1290J

**Tableau 2-4.** *Energie totale de l'arc. Matériaux: cuivre et tungstène.*

L'énergie déposée par l'arc aux électrodes est présentée dans le tableau suivant :

<b>Cu</b>	<b>1kA</b>	<b>2.5kA</b>	<b>5kA</b>
<b>Anode</b>	105.5J	304J	673J
<b>Cathode</b>	98.2J	168J	440J

<b>W</b>	<b>1kA</b>	<b>2.5kA</b>	<b>5kA</b>
<b>Anode</b>	90.7J	210J	397J
<b>Cathode</b>	51.3J	139.6J	218.5J

**Tableau 2-5.** *Energie transférée aux électrodes. Matériaux: cuivre et tungstène.*

Dans le cas du cuivre, pour un courant maximal de 5kA, l'énergie transférée par l'arc est estimée à 673J à l'anode et 440J à la cathode. Pour le même courant maximal, le transfert d'énergie est moindre dans le cas de l'électrode en tungstène; on estime une énergie maximale de 397J déposée à l'anode et de 218.5 J à la cathode.

2.5.5 *Profondeur de pénétration des isothermes*

La méthode inverse permet seulement d'estimer le flux thermique déposé par l'arc au matériau. Comme nous l'avons vu lors de l'inversion, les températures sont calculées pas à pas jusqu'à la surface de l'électrode. Nous pouvons ensuite en déduire l'évolution du champ de température et ainsi connaître le positionnement de l'isotherme de fusion pour les deux matériaux. Les différents résultats sont tracés sur les **Figures 2-48, 2-49** et **2-50**.

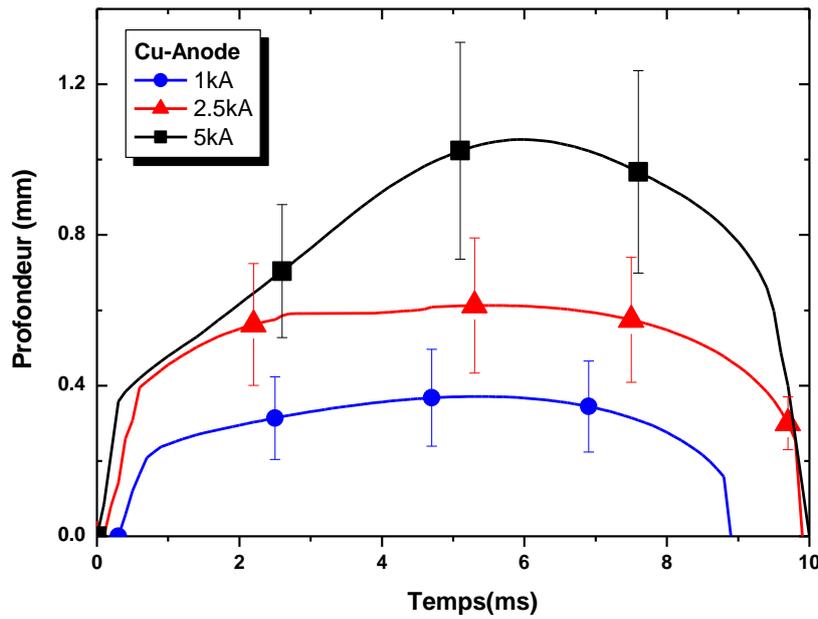


Figure 2-48. Profondeur de pénétration de l'isotherme de fusion (anode en cuivre).

Dans le cas de l'anode en cuivre (*Figure 2-48*) et pour un courant de 1kA, un maximum de 0.3mm de l'électrode dépasse la température de fusion du matériau ( $T_{f_{Cu}}=1357K$ ). Pour les courants 2.5kA et 5kA, la profondeur des isothermes de fusion est estimée à 0.5mm et 0.82mm respectivement.

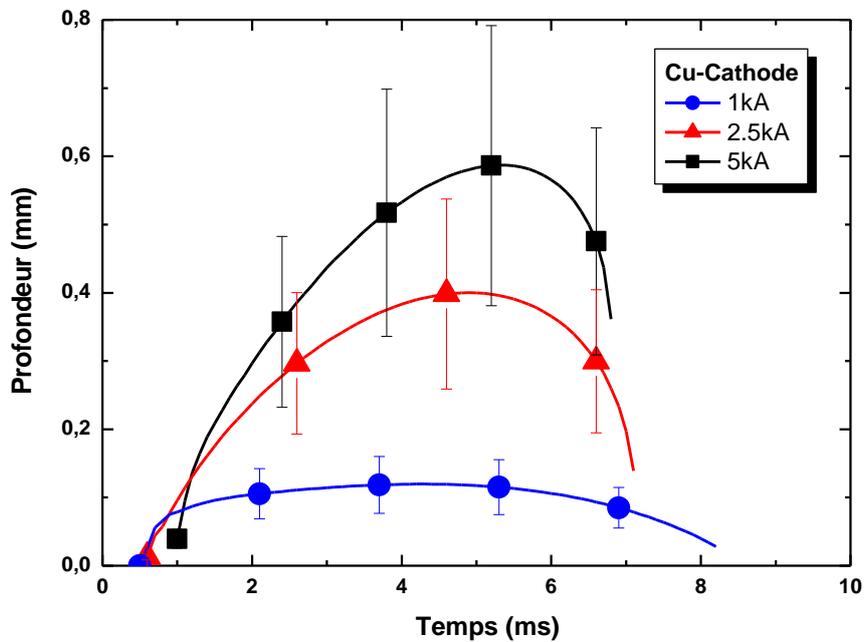
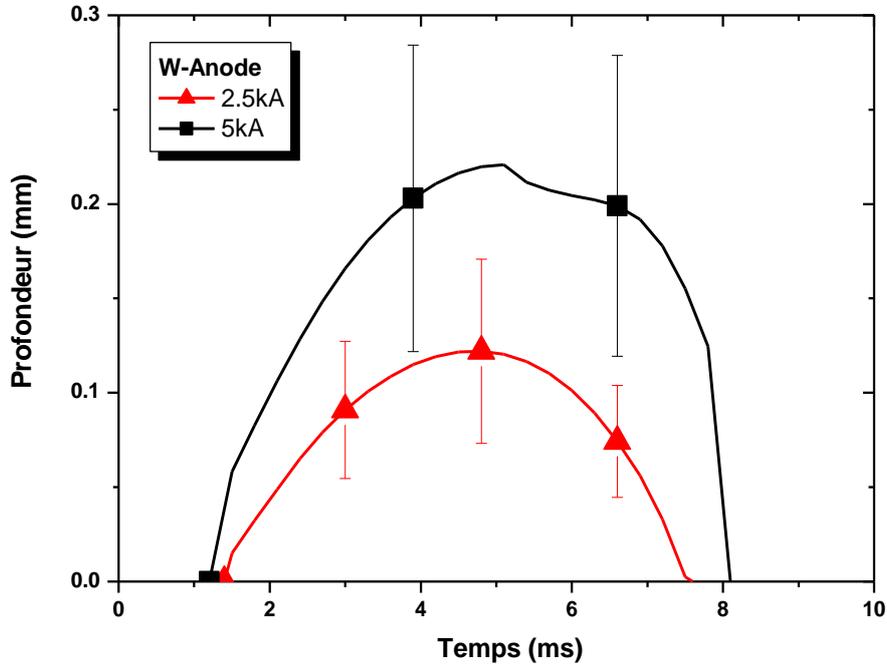


Figure 2-49. Profondeur de pénétration de l'isotherme de fusion (cathode en cuivre).

La profondeur des isothermes de fusion estimée à la cathode en cuivre se trouvent à 0.1mm, 0.4mm et 0.6mm pour un courant de 1kA, 2.5kA et 5kA respectivement comme indiqué sur la **Figure 2-49**.



**Figure 2-50.** Profondeur de pénétration de l'isotherme de fusion (anode en tungstène).

Nous pouvons également observer sur la **Figure 2-50**, les résultats obtenus pour l'anode en tungstène. Seulement 0.12mm et 0.21mm de l'électrode dépassent la température de fusion pour les courants de 2.5kA et 5kA. Les valeurs trouvées sont faibles par rapport au cuivre, étant donné la température de fusion du tungstène ( $T_f=3683K$ ) nettement plus élevée que celle du cuivre ( $T_f=1357K$ ). Le champ de température reconstruit pour un courant de 1kA ne dépasse pas la température de fusion du tungstène. Coté cathode un maximum de 0.11mm est estimée pour  $I=5kA$  (**Figure 2-51**).

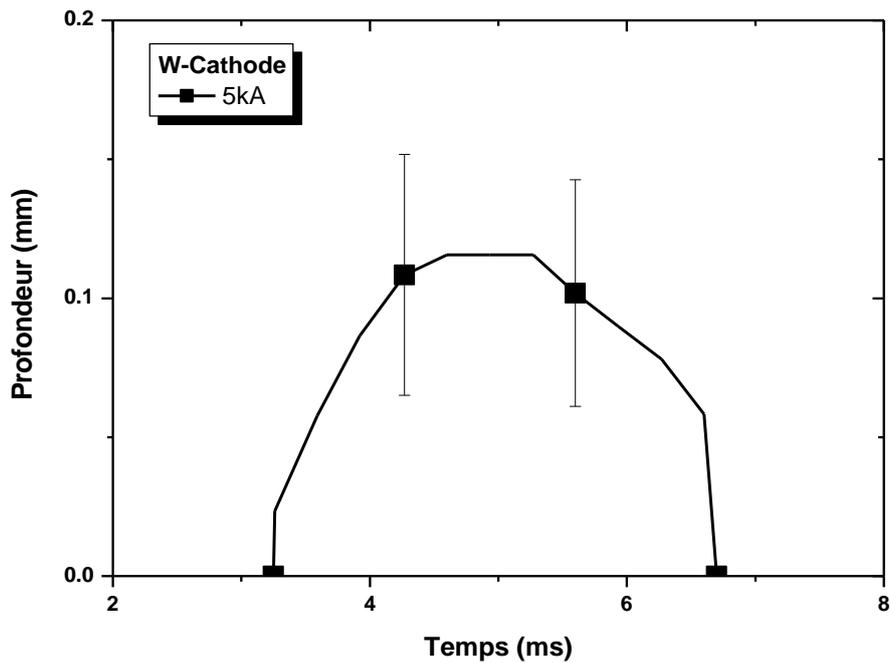


Figure 2-51. Profondeur de pénétration de l'isotherme de fusion (cathode en tungstène).

### 2.5.6 Estimation du volume moyen fondu

Nous avons également estimé la masse de l'électrode en fusion à partir des résultats qui viennent d'être présentés et à l'aide de la relation suivante:

$$m = \rho \cdot V_{fondu} \quad (2-16)$$

$$\text{avec } V_{fondu} = \pi \cdot r^2 \cdot h \quad (2-17)$$

$\rho$  : masse volumique du matériau considéré ( $\text{kg/m}^3$ ) ;  $r$  : rayon de l'électrode (m) ;  $h$  : distance maximale de la profondeur de l'isotherme de fusion estimée par la méthode inverse (m).

Les résultats obtenus sont consignés dans le *tableau 2-6* :

Cu	1kA	2.5kA	5kA
<b>Anode</b>	133mg	223mg	356mg
<b>Cathode</b>	44.7mg	165mg	264mg
W	1kA	2.5kA	5kA
<b>Anode</b>	-	106mg	193mg
<b>Cathode</b>	-	-	122mg

Tableau 2-6. Masse fondue estimée par la méthode inverse.

D'une manière générale, la quantité de masse fondue augmente avec l'intensité du courant. Pour un même courant, la masse fondue est plus importante dans le cas du cuivre que pour le tungstène. Ce résultat est prévisible étant donné que le tungstène a une température de fusion beaucoup plus élevée que celle du cuivre. Les valeurs estimées pour l'anode en cuivre sont plus élevées qu'à la cathode. Dans le cas de l'anode en tungstène, la masse entrée en fusion pour  $I=1\text{kA}$  est nulle. De même, aucun indice de matière en fusion n'est relevé à la cathode en tungstène pour un courant de 2.5kA et 1kA.

## 2.6 Commentaires

Les travaux réalisés dans ce chapitre ont permis de quantifier l'énergie transférée par l'arc aux matériaux d'électrode. Ces mesures ne pouvant pas être réalisées directement, une approche inverse a été mise en place: *méthode de retour vers la surface*. Le principe de la méthode consiste à reconstruire le flux surfacique inconnu à partir des mesures de températures réalisées sur les électrodes (anode et cathode). Avant de procéder aux mesures expérimentales, une étude paramétrique a été réalisée pour tester la robustesse de la méthode et déterminer les conditions opératoires adaptées à notre configuration. L'influence des paramètres tels que le positionnement des points de mesure, le maillage, le pas de temps et l'introduction d'un bruit de mesure ont été étudiés. Les différents tests réalisés ont montré l'efficacité de la méthode à reconstruire la solution recherchée.

Les mesures expérimentales ont été effectuées par thermographie infrarouge dans des électrodes en cuivre et tungstène pour trois courants : 1kA, 2.5kA et 5kA. Nous avons également mis en place un dispositif expérimental afin de mesurer l'émissivité de chaque matériau. L'utilisation d'une peinture haute température a donc permis d'estimer une émissivité moyenne de 0.88.

Les mesures expérimentales couplées à la méthode inverse ont donc permis d'obtenir des flux surfaciques à l'anode et à la cathode de l'ordre de  $10^9$  et  $10^8\text{W.m}^{-2}$ . A partir de ces résultats nous avons également estimé la puissance électrique et l'énergie transférée par l'arc aux électrodes. Les résultats trouvés montrent que, quel que soit le matériau, l'énergie transférée par l'arc à l'anode est toujours supérieure à celle à la cathode. L'anode est le siège du bombardement d'électrons contribuant à son échauffement et donc à une augmentation de la température du matériau.

Les résultats obtenus par la méthode inverse ont permis également d'estimer la profondeur de pénétration des isothermes. Elle traduit la quantité de matériau d'électrode en fusion lors de l'interaction avec l'arc. Dans le cas du cuivre, la masse fondue maximale est de l'ordre de 356mg et 193mg pour le tungstène. On retrouve également des grandeurs plus élevées à l'anode qu'à la cathode.



## Chapitre 3

*CARACTÉRISATION DU PLASMA : MESURES  
SPECTROSCOPIQUES*



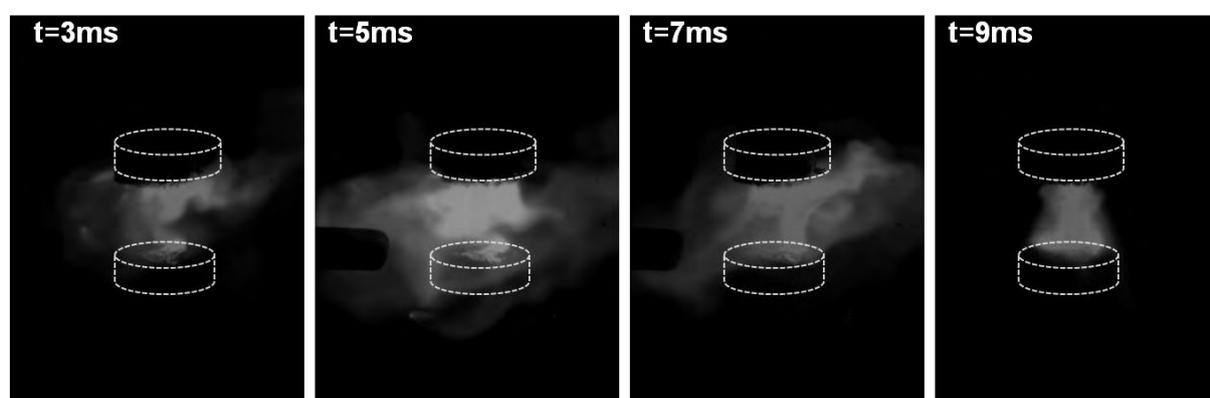
Les résultats obtenus et présentés dans les chapitres précédents ont pu montrer la présence d'important transfert d'énergie à l'interface plasma-électrode à l'origine d'une forte ablation des électrodes. Cette dernière partie de l'étude est consacrée à la caractérisation du milieu plasma contaminée par les vapeurs des éléments issus de l'érosion des électrodes. Le diagnostic du plasma portera exclusivement sur le cas des électrodes en cuivre, pour une onde de courant de 2.5 kA et sera développé de la manière suivante :

- une première étape basée sur des mesures par imagerie rapide afin de localiser les zones d'émission de cuivre
- une étude préliminaire dont l'objectif est de vérifier la reproductibilité des expériences
- diagnostic du plasma par spectroscopie optique en émission en vue de déterminer la variation temporelle de la température électronique et la concentration des espèces métalliques (Cu) présentes dans le milieu.

### 3.1 Observation et localisation des champs de vapeurs métalliques

La première étape de cette caractérisation a consisté en la visualisation de la décharge par imagerie rapide en utilisant un filtre interférentiel. Pour localiser le champ de vapeurs métalliques issues de l'érosion des électrodes en cuivre, un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde du cuivre neutre à 515.0nm et de 20nm de largeur a été utilisé. Ces mesures ont été effectuées pour les mêmes conditions opératoires que celles des études précédentes: l'anode et la cathode sont placées respectivement en positions inférieure et supérieure au centre du réacteur et sont séparées de 6mm.

Nous avons reporté sur la **Figure 3-1**, l'évolution des vapeurs de cuivre pour un courant  $I=2.5kA$ . Dès les premiers instants ( $t=3ms$ ), on observe la présence de cuivre dans l'espace inter-électrode. Lorsque l'onde de courant atteint sa valeur maximale à  $t=5ms$  et durant environ 2ms, on constate une forte contamination du plasma par les vapeurs métalliques au centre et à l'extérieur des électrodes se traduisant par une zone fortement émissive dans ces régions. Pendant la phase décroissante du courant ( $t > 8ms$ ), les émissions de cuivre diminuent et se concentrent principalement autour de l'axe de la décharge.



**Figure 3-1.** Imagerie de l'arc avec le filtre interférentiel,  $I=2.5kA$

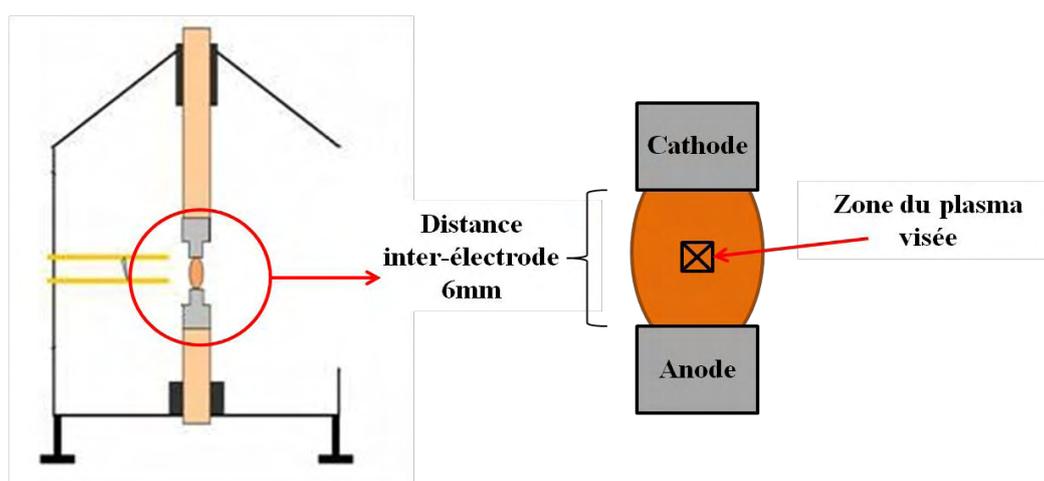
Ces premières mesures permettent de montrer et de localiser la présence des vapeurs métalliques dans la décharge. Deux approches peuvent être alors considérées pour la caractérisation du milieu :

- Haute résolution spatiale Vs. faible résolution temporelle : la première possibilité consiste à viser le long de l'axe du plasma avec un dispositif optique comprenant un « Dove prisme » permettant de faire tourner l'image du plasma d'un angle de  $90^\circ$ . Cette inversion permet alors de viser une section droite du plasma sur une hauteur de matrice sans avoir recours à un balayage radial. L'inconvénient réside dans la faible résolution temporelle (1 image/0.2s).
- Faible résolution spatiale Vs. haute résolution temporelle : pour monter en vitesse d'acquisition, les approches sont multiples et dépendent des technologies des matrices (ou des caméras) et donc des constructeurs. Un mode spécial d'enregistrement des caméras Princeton (Kinetics readout mode) présente un avantage majeur ; il permet l'acquisition de plusieurs spectres résolus en temps durant une séquence. Celui-ci sera décrit plus en détail dans la section suivante. Cependant, pour atteindre une vitesse d'acquisition suffisamment élevée, la zone à étudier doit être réduite.

Dans le cadre de cette étude, nous avons décidé d'adopter la seconde option. En effet, cette approche moins contraignante pour sa mise en place permet de caractériser le milieu plasma sur une petite zone tout en assurant une bonne résolution temporelle.

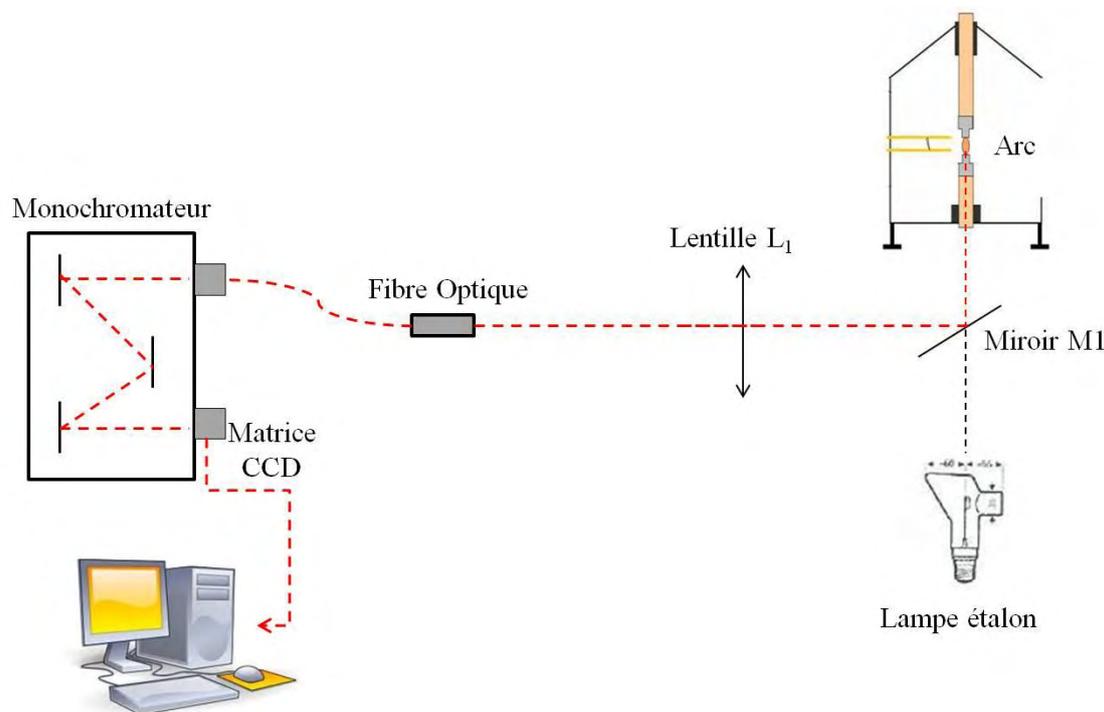
### 3.2 Description du dispositif expérimental

L'approche retenue pour cette étude consiste à caractériser le milieu plasma en un point en utilisant une fibre optique. Le dispositif mis en place permet de faire des acquisitions sur une zone de 0.2mm de hauteur située au centre de l'espace inter-électrode (*Figure 3-2*).



*Figure 3-2. Zone du plasma visée.*

Le schéma bloc du dispositif expérimental est représenté sur la **Figure 3-3**. Le système optique correspond à un montage  $4f'$  ( $f'=30\text{cm}$ ) permettant de reproduire en vraie grandeur (grandissement  $\gamma=-1$ ) la taille réelle du plasma au niveau de la fente d'entrée de l'imageur. Une matrice CCD résolue en temps placée à la sortie de l'imageur permet ensuite d'enregistrer les spectres.



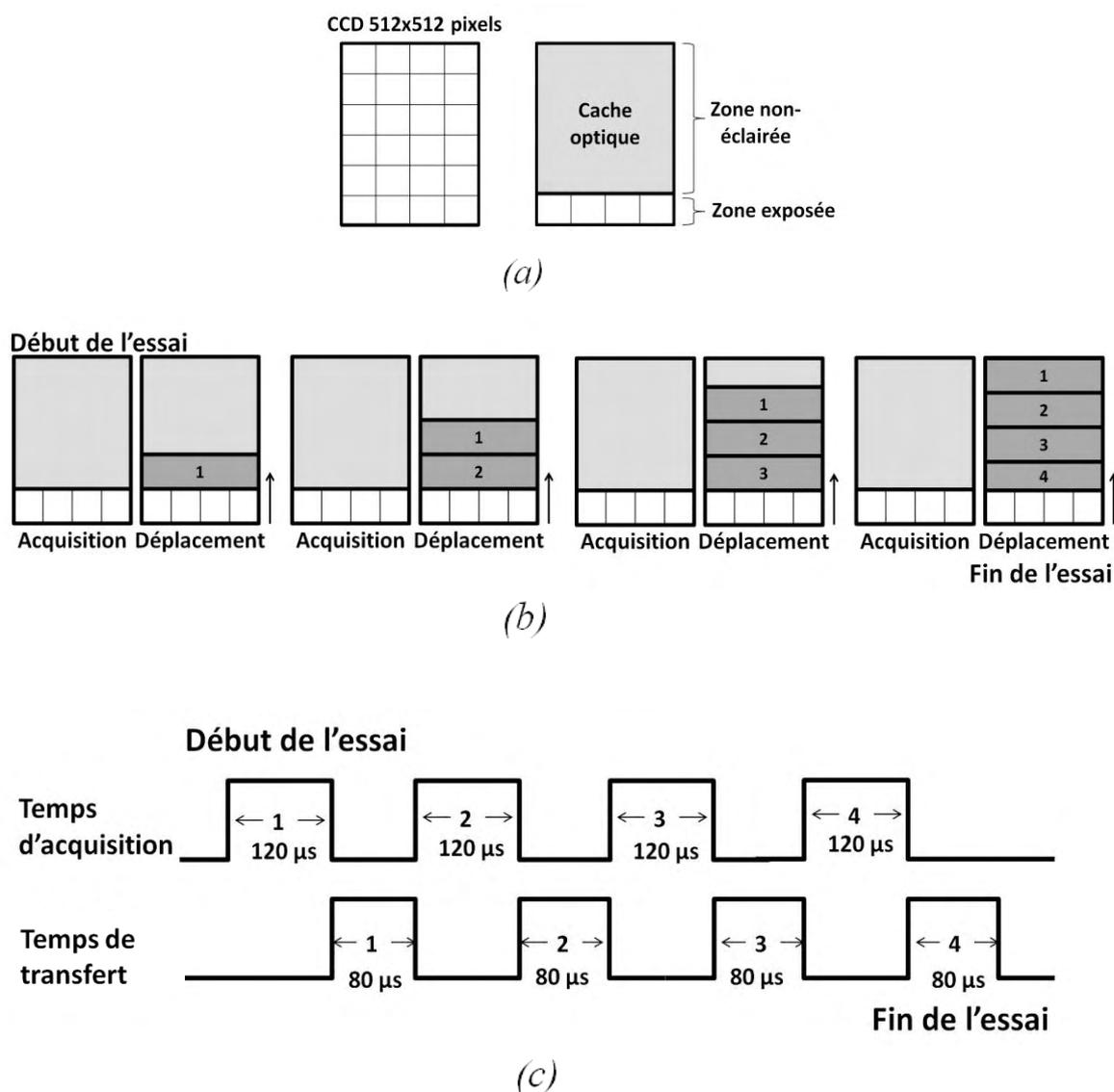
**Figure 3-3.** Schéma bloc du dispositif expérimental.

### 3.2.1 Le monochromateur

Le monochromateur utilisé est un imageur SP2758i de la marque ACTON, de focale 750mm, équipé d'une tourelle de réseaux interchangeables de 300, 1200 et 2400 traits/mm. Pour les mesures spectroscopiques nous utiliserons essentiellement le réseau à 1200 traits/mm.

### 3.2.2 La caméra CCD

La caméra utilisée est une PI-MAX3 constituée d'une matrice de 512x512 pixels pouvant être intensifiée. Ce type de détecteur peut être utilisé pour acquérir des photographies rapides ou pour enregistrer des spectres résolus en temps selon le mode d'acquisition choisi. Cette caméra permet de faire des mesures résolues en temps pouvant atteindre des fréquences maximales de 1MHz à l'aide du mode d'acquisition « Kinetics readout ». Afin d'avoir une vitesse d'acquisition élevée, une partie de la hauteur de la matrice CCD est masquée et les acquisitions sont effectuées sur le bas de la matrice (**Figure 3-4(a)**). Dans notre cas, la zone utilisée couvre 10 pixels. Le reste de la matrice est utilisé pour le stockage des données avant la lecture et le transfert vers l'ordinateur.



**Figure 3-4.** (a) Masquage du CCD, (b) Etapes d'acquisition, (c) Temps d'exposition entre deux images.

La procédure d'acquisition des images est décrite sur la **Figure 3-4(b)**. La zone « 1 » correspond à la première acquisition qui est ensuite transférée vers les lignes du haut du capteur CCD. Le temps d'exposition du CCD ou temps d'acquisition est de 120 μs ; le temps de transfert d'une ligne (~10 pixels) de la zone d'acquisition vers la zone de stockage est de 80 μs. Ce temps donne un intervalle de 200 μs entre deux acquisitions consécutives (**Figure 3-4(c)**).

### 3.3 Observation des espèces présentes

Le dispositif optique mis en place permet donc de recueillir le rayonnement émis suivant une corde d'une section droite au centre du plasma pendant la durée de l'arc. Les résultats du diagnostic du plasma que nous présenterons par la suite ne concerneront donc que les évolutions temporelles des caractéristiques du plasma suivant cette corde. Le spectre

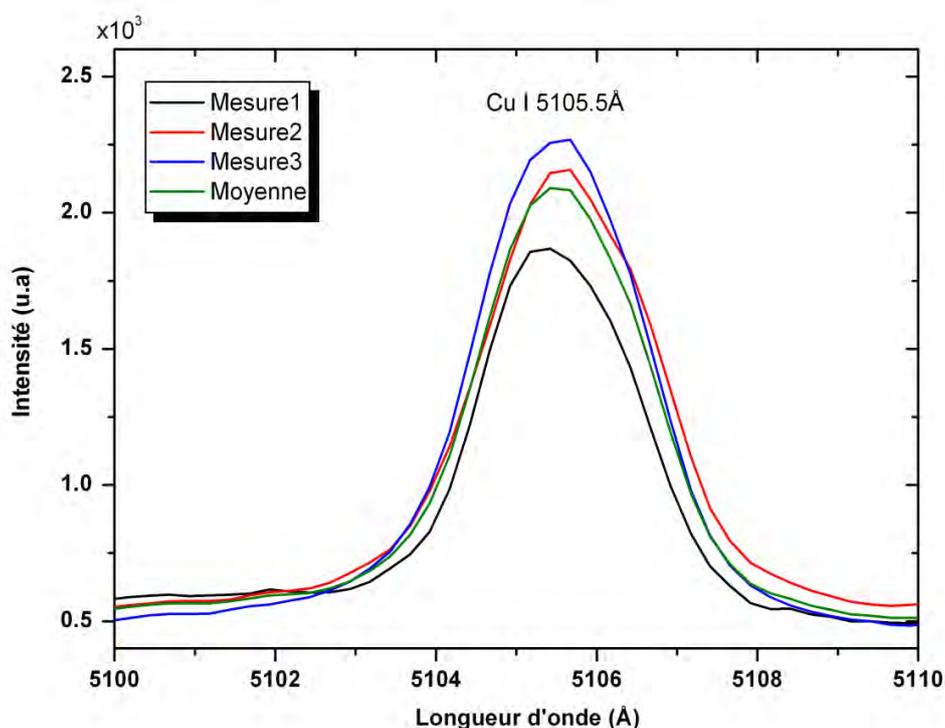
enregistré entre 4000 Å et 8000Å pour des intervalles de 600 Å présente un grand nombre de raies atomiques (CuI, NI, OI, HI) et ioniques (CuII, NII, OII). Comme la mise en œuvre des techniques de diagnostic envisagées nécessite d'utiliser des raies suffisamment éloignées les unes des autres dans le spectre, dans le souci d'avoir des résultats cohérents fiables, il nous a paru essentiel de vérifier en premier lieu la reproductibilité de nos expériences afin d'en déduire une éventuelle dispersion.

### 3.3.1 Reproductibilité

L'exploitation des raies observées permet de remonter à des grandeurs caractéristiques telles que la température et la densité des espèces du plasma. L'intensité des raies pouvant varier d'un tir à l'autre, il est donc important de vérifier la reproductibilité des spectres obtenus avant de procéder aux mesures. Pour cela, nous avons procédé à l'acquisition d'une série de spectres acquis en se plaçant dans les mêmes conditions expérimentales :

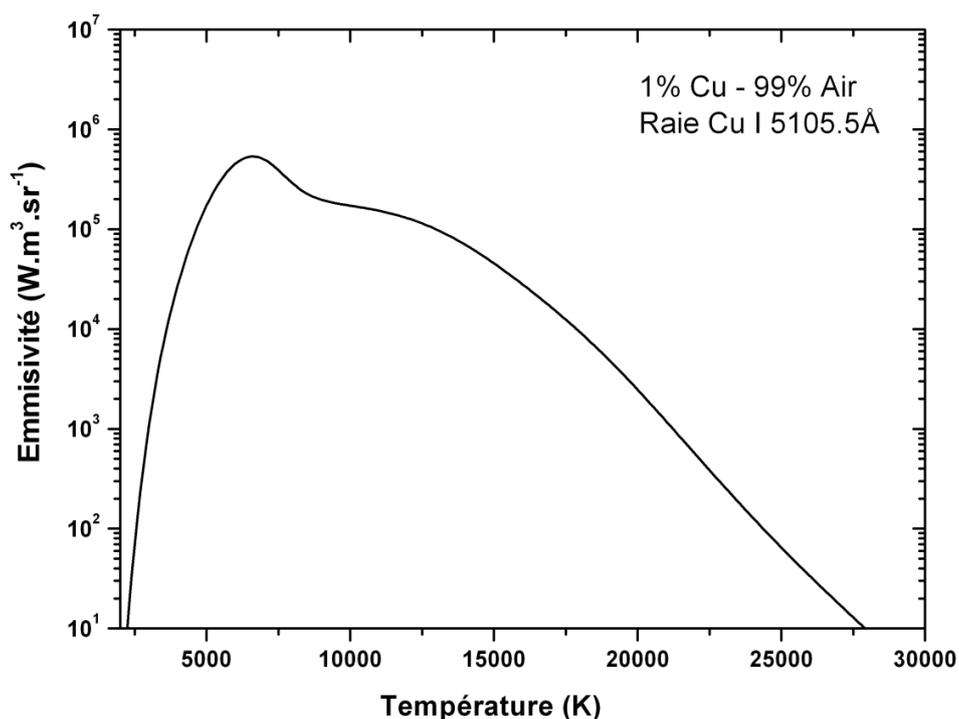
- électrodes neuves en cuivre
- distance inter-électrode : 6mm
- l'anode est placée en position inférieure et la cathode en position supérieure au centre du réacteur
- courant maximal  $I=2.5kA$

La **Figure 3-5** montre l'intensité de la raie de cuivre neutre située 5105.5Å correspondant à trois tirs à l'instant  $t=5ms$ . On observe très peu de différence entre les profils des intensités obtenus. On estime un écart inférieur à 12% par rapport à la valeur moyenne.



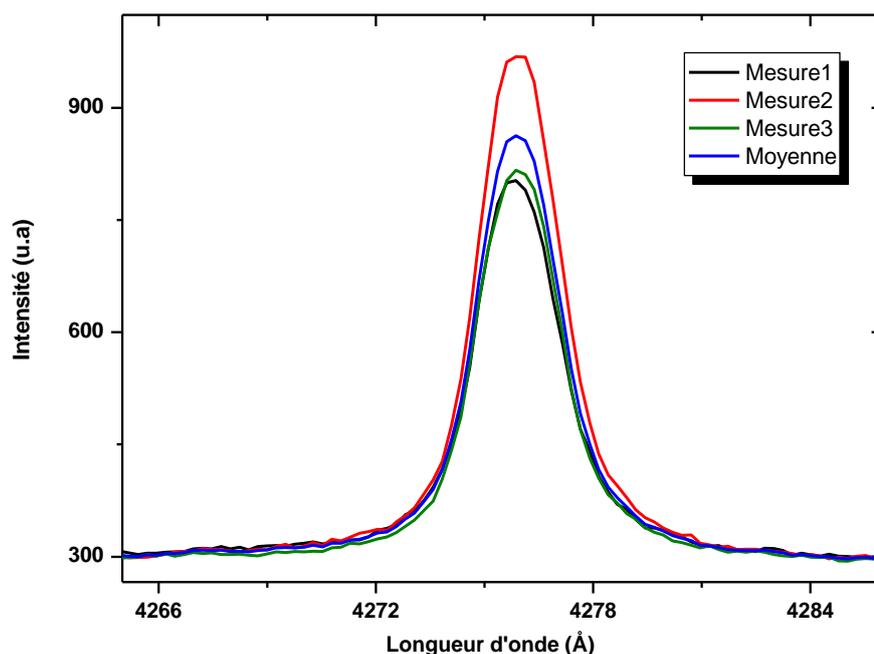
**Figure 3-5.** Mesure de l'intensité de la raie de cuivre neutre 5105.5Å,  $t=5ms$ ,  $I=2.5kA$ .

Il faut signaler que cette méthode de vérification de la reproductibilité des expériences n'a de sens que si l'émissivité de la raie varie fortement en fonction de la température. A cet effet, nous avons donc tracé dans l'hypothèse de l'ETL, l'émissivité théorique de la raie de cuivre neutre 5105.5Å, pour un mélange 1% Cu - 99% Air (**Figure 3-6**). On peut effectivement noter que l'émissivité de cette raie varie fortement avec la température. Dans l'intervalle de température susceptible de correspondre à nos conditions expérimentales (8000K<T<15000K), l'émissivité de la raie peut varier d'un ordre de grandeur.



**Figure 3-6.** Variation de l'émissivité de la raie de cuivre neutre 5105.5Å en fonction de la température.

La même démarche a été appliquée à la raie d'azote neutre NI située à 4273.2 Å ; trois mesures ont été également réalisées pour un courant I=2.5kA. Le résultat à l'instant t=5ms, est montré sur la **Figure 3-7**. L'écart maximal par rapport à la moyenne est estimé à 12.5%.



**Figure 3-7.** Mesure de l'intensité de la raie d'azote neutre  $4273.2 \text{ \AA}$ ,  $t=5\text{ms}$ ,  $I=2.5\text{kA}$ .

### 3.3.2 Identification des raies observées

L'ensemble des spectres acquis sera présenté dans ce paragraphe. La **Figure 3-8** montre l'enregistrement d'un spectre dans l'intervalle  $5060\text{-}5180\text{\AA}$  pour un courant  $I_{\text{max}}=5\text{kA}$ . Dès les premiers instants ( $t=1\text{ms}$ ), on observe instantanément les deux raies du cuivre neutre CuI situées à  $5105.5\text{\AA}$  et  $5153.2\text{\AA}$ . Après  $2\text{ms}$  seulement d'établissement de l'arc, on peut noter un important élargissement et chevauchement de ces raies les rendant difficilement exploitables. On peut noter également la forte auto inversion de la raie du cuivre neutre CuI située à  $5153.2\text{\AA}$  due à la présence d'une forte concentration de cuivre dans les zones périphériques du plasma.

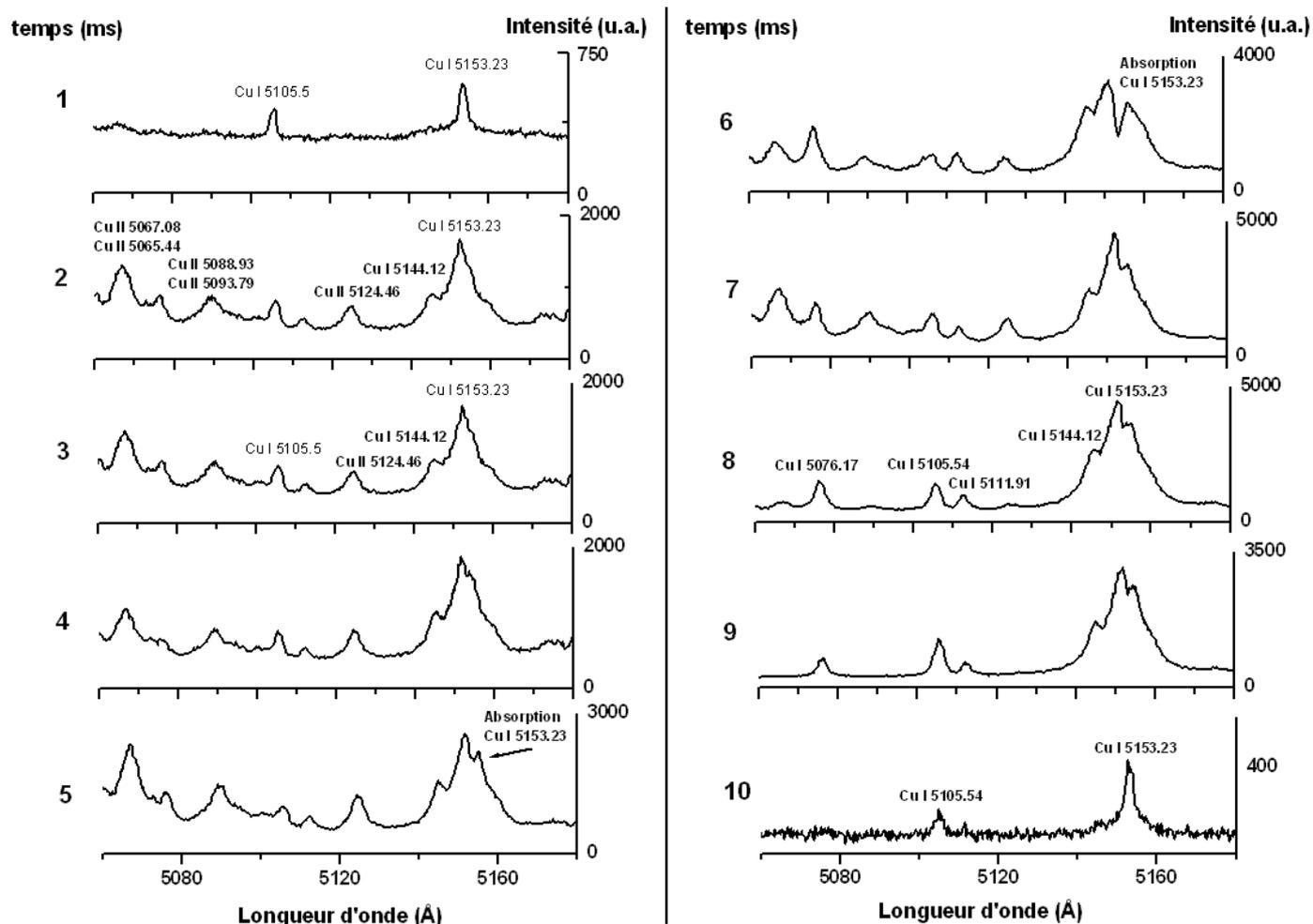


Figure 3-8. Spectres de raies du cuivre pour  $I_{max}=5kA$

Dans ces conditions de fort courant ( $I_{max}=5kA$ ), la quasi-totalité des raies métalliques que nous avons répertoriées ne peuvent donc pas être exploitées. La seule possibilité qui pouvait être envisagée pour l'exploitation de ces profils auto-inversés est l'utilisation du formalisme de Bartels [Ham-1]. Malheureusement, cette méthode n'est pas applicable dans notre cas car elle est basée sur l'hypothèse d'une répartition homogène et uniforme des vapeurs métalliques dans le milieu. Pour ces raisons, nous avons donc poursuivi les essais à un courant maximal de 2.5kA.

Les spectres obtenus dans le même intervalle spectral 5070 Å -5170 Å pour un courant maximal de 2.5kA sont présentés sur la **figure 3-9**. Les raies de cuivre neutre (5105.5Å et 5153.2Å) apparaissent dès le début de la décharge. A partir de t=5ms on distingue des raies du cuivre neutre (5111.9Å et 5105.5Å) qui seront utilisées par la suite. Par ailleurs, il est intéressant de remarquer que le profil de la raie située à 5153.2Å ne présente pas d'auto-inversion comme précédemment.

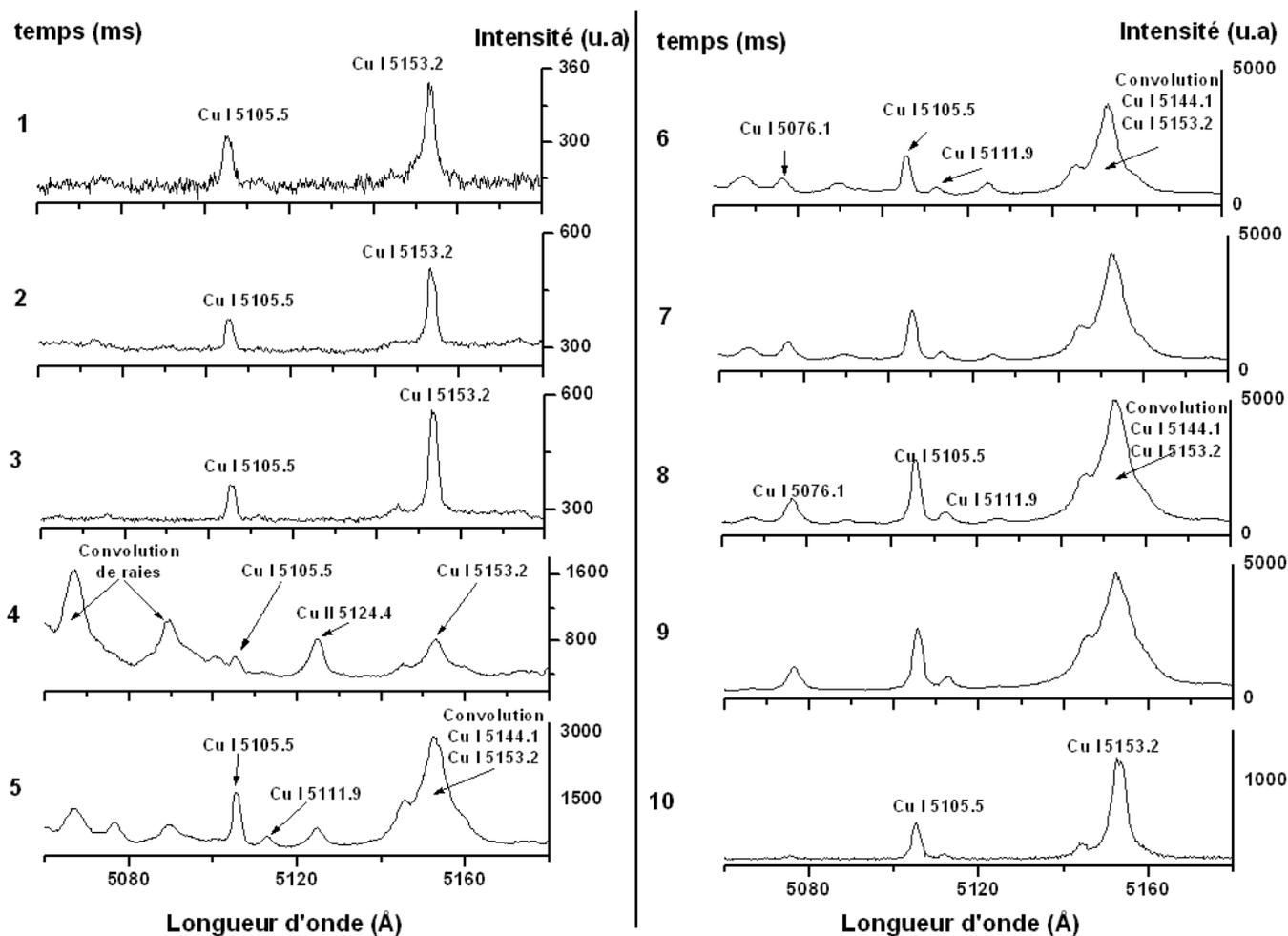
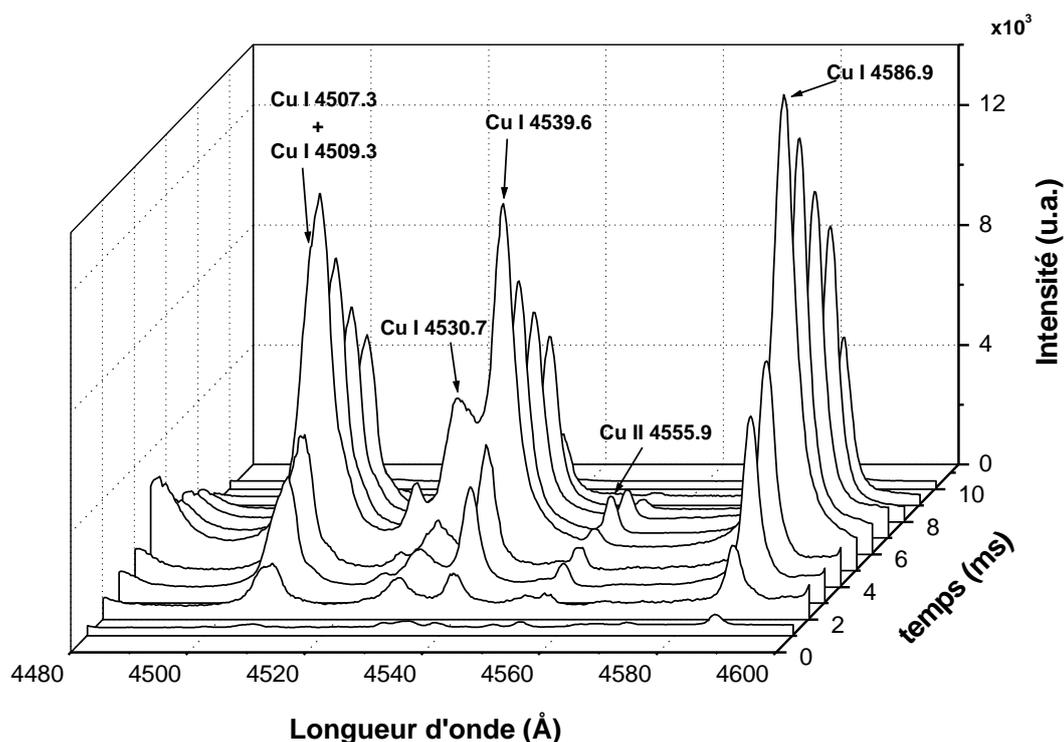


Figure 3-9. Spectre de raies du cuivre,  $I_{max}=2,5kA$ .



**Figure 3-10.** Spectre des raies du cuivre,  $I_{max}=2,5kA$

La **Figure 3-10** présente un spectre de raies du cuivre dans l'intervalle  $4480\text{\AA} - 4600\text{\AA}$  pour un courant  $I_{max}=2.5kA$ . Ce spectre permet d'observer plusieurs raies du cuivre neutre très intenses dont les niveaux d'énergie sont assez proches. On peut observer également la raie CuII de cuivre ionisé  $4555.9\text{\AA}$  mais de plus faible intensité. Les raies de CuI  $4586.9\text{\AA}$  et CuII  $4555.9\text{\AA}$  sont convenables et seront utilisées pour les calculs que nous verrons par la suite.

Nous nous sommes également intéressés aux raies des autres espèces présentes dans le plasma notamment celles de l'azote, de l'oxygène et de l'hydrogène. La **Figure 3-11** présente le spectre de raies d'azote pris dans l'intervalle  $4600 - 4720\text{\AA}$  pour un courant  $I_{max}=2.5kA$ . L'intensité de la raie d'azote neutre NI située à  $4651.8\text{\AA}$  ( $E_k=13.34eV$ ) est faible au début de la décharge mais varie fortement au cours du temps. A partir de  $t=3ms$ , la température du milieu est relativement élevée et on voit alors apparaître les raies d'azote ionisé NII situées à  $4630.5$  et  $4643.0\text{\AA}$  sur le spectre.

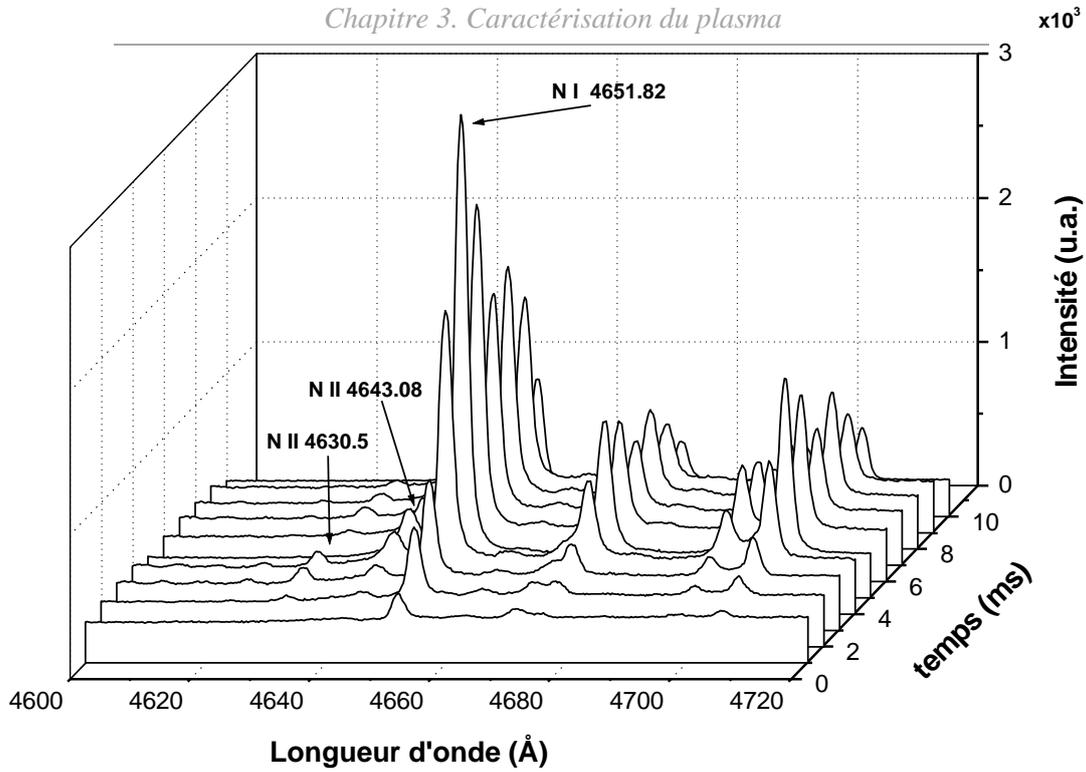


Figure 3-11. Spectre des raies d'azote,  $I_{max}=2.5kA$ .

Le spectre présenté sur la **Figure 3-12** met en évidence la présence d'Hydrogène dans le plasma et plus précisément de la raie  $H_{\alpha}$  dont le maximum d'intensité est atteint à  $t=5ms$ . L'élargissement de la raie  $H_{\alpha}$  située à  $6563\text{\AA}$  nous permettra de déterminer par la suite la densité électronique dans le plasma.

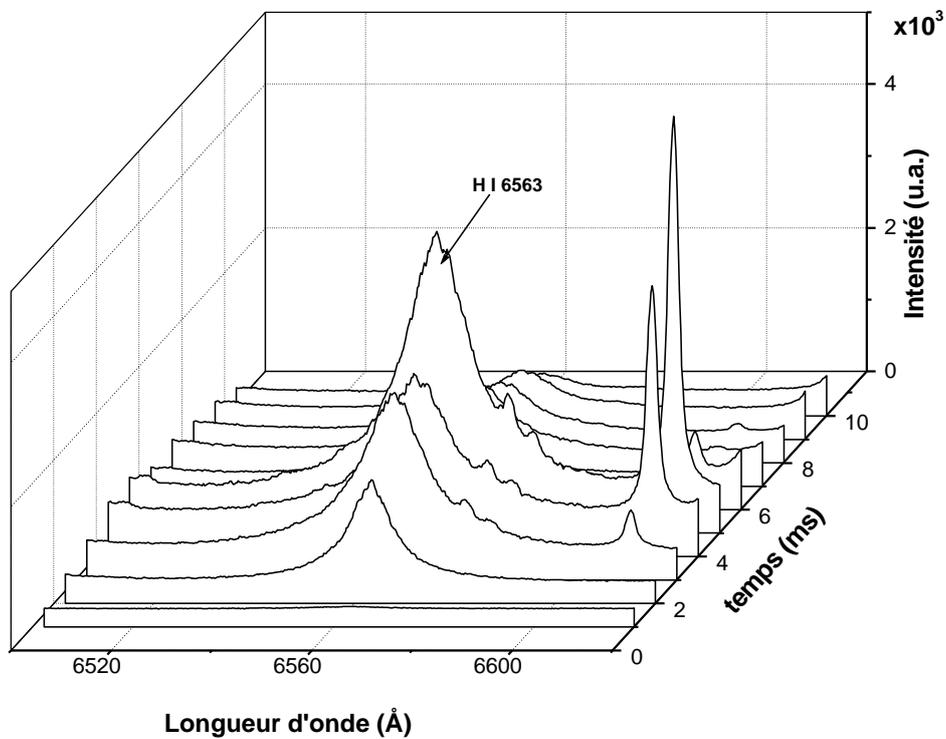


Figure 3-12. Spectre de la raie  $H_{\alpha}$  à  $6563\text{\AA}$ , pour  $I_{max}=2.5kA$ .

### 3.4 Sélection des raies spectrales

A partir des enregistrements présentés précédemment, nous avons sélectionné les raies à utiliser pour l'ensemble des mesures suivant les trois critères suivants:

- la raie doit être isolée dans le spectre
- la raie ne doit pas être auto absorbée
- la probabilité de transition  $A_{ij}$  doit être connue avec une bonne précision

Les raies présentées dans les *Tableaux 3-1 et 3-2* ont été retenues sur la base de ces trois critères. Les raies qui présentent un profil auto-inversé ne seront pas exploitées. Les constantes spectroscopiques utilisées sont issues de la bibliographie [Nis-1] ; celles de la raie CuII 4555.9Å sont données par Neger [Neg-1].

Espèces	Longueur d'onde (Å)	Probabilité de transition $A_{ij}$ ( $s^{-1}$ )	$E_i - E_k$ (eV)	$g_i - g_k$
Cu II	4555.9	1.00e+08	8.23- 10.95	5 - 5
Cu I	4586.9	3.20e+07	5.10- 7.80	8 - 6
Cu I	5105.5	2.00e+06	1.39- 3.82	6 - 4
Cu I	5111.9	3.90e+07	5.57- 7.99	2 - 2
Cu I	5292.5	1.09e+07	5.39- 7.74	8 - 8

*Tableau 3-1. Raies du cuivre utilisées pour les mesures.*

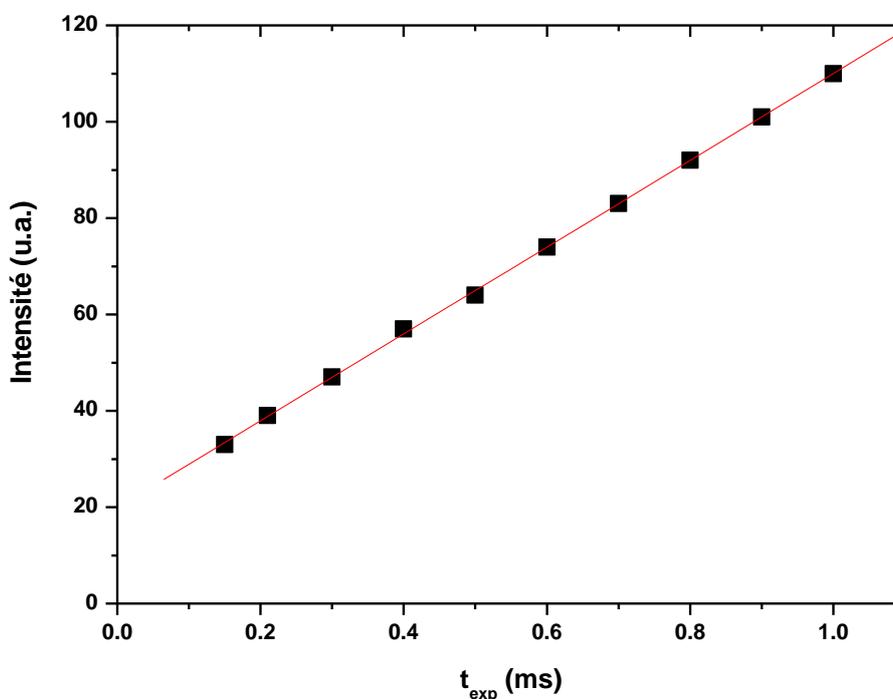
Espèces	Longueur d'onde (Å)	Probabilité de transition $A_{ij}$ ( $s^{-1}$ )	$E_i - E_k$ (eV)	$g_i - g_k$
N II	4643.0	4.39e+07	18.48- 21.15	5 - 3
N I	4651.8	2.40e+05	10.67- 13.34	2 - 4
H $_{\alpha}$	6563.0	6.47e+07	10.20- 12.09	8 - 6
O I	7773.0	3.69e+07	9.14- 10.74	15 - 15

*Tableau 3-2. Raies utilisées pour les mesures.*

L'intensité des raies qui viennent d'être présentées est obtenue en unités arbitraires. Afin de remonter à leur intensité absolue, nous avons procédé à un étalonnage décrit dans le paragraphe suivant.

### 3.4.1 L'étalonnage en intensité des raies

L'étalonnage des raies a été effectué à l'aide d'une lampe à ruban de tungstène en tournant le miroir M1 du montage optique de 45° (**Figure 3-3**). Cette lampe permet de convertir l'intensité en unités arbitraires ( $V.m^{-2}.sr^{-1}$ ) en unités absolues ( $W.m^{-2}.sr^{-1}$ ). La **Figure 3-13** présente la réponse de la caméra (intensité en unités arbitraires) pour différents temps d'acquisition compris entre 100 $\mu$ s et 1ms. Nous pouvons noter que celle-ci répond linéairement en fonction du temps même pour des temps d'acquisitions inférieurs à la milliseconde.



**Figure 3-13.** Réponse de la matrice CCD en fonction du temps d'exposition.

La lampe étalon est une lampe à ruban de tungstène de la marque OSRAM du type WI17G étalonnée pour une température de couleur du ruban de 2780K. Après étalonnage, l'intensité de la raie mesurée en unités absolues ( $W.m^{-2}.sr^{-1}$ ) est déduite de l'expression suivante :

$$I_{abs}(x) = I_{L-Théorique} \cdot \frac{I_{R-mesurée}}{I_{L-mesurée}} \quad (3-1)$$

où  $I_{L-mesurée}$  représente l'intensité mesurée de la lampe étalon ;  $I_{R-mesurée}$  représente l'intensité mesurée de la raie en unités arbitraires et  $I_{L-Théorique}$  représente l'intensité théorique de la

lampe à ruban de tungstène en  $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ . L'intensité théorique  $I_{L\text{-Théorique}}$  de la lampe est déduite de la loi de Planck en tenant compte de la correction en émissivité du tungstène ( $\alpha_\lambda$ ) [De-1] et de la transmission de la fenêtre en quartz de la lampe ( $t_\lambda^f$ ) à l'aide de la relation :

$$I_{L\text{-Théorique}} = I_{\text{Planck}} \cdot \Delta\lambda \cdot \alpha_\lambda \cdot t_\lambda^f \cdot t_c \quad (3-2)$$

$\Delta\lambda$  : largeur d'intégration de la raie ;  $t_c$  : température du ruban de tungstène.

Avant de présenter les méthodes utilisées pour la détermination de la température et des densités des espèces, nous faisons un rappel des lois qui permettent de caractériser le milieu plasma supposé à l'Equilibre Thermodynamique Local.

### 3.5 Généralités

#### 3.5.1 Lois de l'Equilibre Thermodynamique Complet

Dans un milieu à l'Equilibre Thermodynamique Complet, les phénomènes collisionnels et radiatifs sont micro-réversibles ; chaque processus est contrebalancé par son inverse. On définit une seule température pour toutes les espèces et les lois suivantes sont vérifiées:

- Loi de Maxwell :

Cette loi permet de connaître dans une enceinte à température  $T$ , le nombre  $dN$  de particules d'une espèce donnée dont la vitesse est comprise entre  $v$  et  $v+dv$ .

$$\frac{dN}{N} = F(v)dv \quad \text{avec} \quad F(v) = 4\pi v^2 \cdot \left(\frac{2\pi k_B T}{m}\right)^{-\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (3-3)$$

où  $m$  est la masse de la particule considérée,  $T$  la température et  $k_B$  la constante de Boltzmann. La fonction de distribution  $F(v)$  ne dépend donc que de la température.

- Loi de Boltzmann :

$$n_h(T) = g_h \frac{n_{\text{tot}}(T)}{Q(T)} \exp\left(-\frac{E_h}{k_B T}\right) \quad (3-4)$$

Cette loi donne la densité d'atomes  $n_h$  du niveau supérieur de la transition d'énergie  $E_h$ , de poids statistique  $g_h$ , en fonction de la température  $T$ .  $Q(T)$  est la fonction de partition interne, et  $n_{\text{tot}}$  la densité totale des atomes.

- Loi de Saha :

Cette loi permet de déterminer le degré d'ionisation d'un milieu en Equilibre Thermodynamique :

$$\frac{n_e n_A^{(z+1)+}}{n_A^{z+}} = 2 \cdot \frac{Q_A^{(z+1)+}(T)}{Q_A^{z+}(T)} \left( \frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( - \frac{E_A^{z+} - \Delta E_z}{k_B T} \right) \quad (3-5)$$

exprime le rapport entre les densités d'espèce A z fois ionisée et (z+1) fois ionisée lors de la réaction d'équilibre  $A^{(z+1)+} + e^- \leftrightarrow A^{z+}$ ;  $n_e$  est la densité électronique,  $m_e$  la masse de l'électron et  $\Delta E_z$  l'abaissement du potentiel d'ionisation appliqué à l'espèce  $A^{z+}$ .

- Loi de Guldberg-Waage :

$$\frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{Q_A Q_B}{Q_{AB}} \left( \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{2\pi k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( - \frac{D_{AB}}{k_B T} \right) \quad (3-6)$$

exprime le rapport de densité des espèces lors de la réaction de dissociation  $AB \leftrightarrow A+B$ ;  $D_{AB}$  est l'énergie de dissociation associée à cette réaction.

- Loi de Planck :

Cette loi décrit l'intensité spectrale du rayonnement d'un corps noir.

$$B_0 = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (\text{W.m}^{-2}.\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}) \quad (3-7)$$

### 3.5.2 Equilibre Thermodynamique Local (ETL)

Dans une enceinte en Equilibre Thermodynamique, il existe une seule température ( $T_e \approx T_i$ ) et la micro-réversibilité des processus entraîne que tout photon émis est immédiatement réabsorbé. Cependant, dans un plasma d'arc ceci n'est jamais réalisé. En effet, il existe des forts gradients de température et de densités d'espèces au sein du milieu. En outre, une grande partie du rayonnement émis n'est pas réabsorbée par le plasma; la loi de Planck n'est plus valable et on introduit alors le concept d'Equilibre Thermodynamique Local (ETL). Les lois énoncées précédemment sont alors vérifiées localement en chaque point du plasma (Loi de Saha, loi de Guldberg et Waage) et aussi certaines lois annexes :

- la neutralité électrique du milieu

$$n_e = \sum_i Z_i n_i \quad (3-8)$$

$Z_i$  représente la charge des différentes espèces  $i$  de densités  $n_i$ .

- loi de Kirchhoff :

Lorsque le milieu est à l'Equilibre Thermodynamique Local, l'intensité spectrale ne suit plus la loi de Planck, mais la loi de Kirchhoff peut être appliquée pour le calcul de l'énergie rayonnée.

$$\frac{\varepsilon_\nu}{K_\nu} = B_\nu(T, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2 \left[ e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right]} \quad (3-9)$$

exprime le rapport entre les coefficients d'émission  $\varepsilon_\nu$  et d'absorption  $K_\nu$  comme étant égal à la luminance spectrique du corps noir  $B_\nu$ ,  $T_e$  la température électronique et  $\nu$  la fréquence.

- loi de Dalton :

La pression varie en fonction de la température du milieu et des densités d'espèces présentes.

$$P = k_B T \sum_i n_i \quad (3-10)$$

$n_i$  représente la densité de l'espèce  $i$ . Cette relation n'est valable que pour un gaz parfait.

### 3.5.3 Luminance spectrique

La grandeur du rayonnement mesurable en spectroscopie est la luminance spectrique. On peut définir la luminance spectrique ou l'intensité lumineuse de la façon suivante : considérons un élément de surface  $dS_\perp$  centré en un point P de coordonnées  $\vec{r}$  dans une région où le rayonnement se propage et une direction  $\vec{S}$  normale à la surface  $dS_\perp$  (**Figure 3-14**). L'intensité lumineuse au point P dans la direction  $\vec{S}$  est la puissance qui traverse la surface  $dS_\perp$  par unité d'angle solide et par unité de surface apparente. Il s'agit donc du flux d'énergie rayonné par unité de surface, par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde.

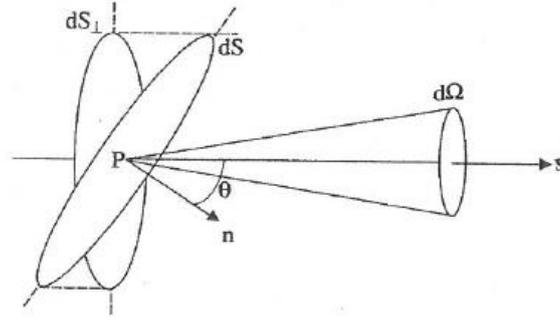


Figure 3-14. Représentation spatiale de la luminance spectrique.

La luminance spectrique est donnée par la relation suivante :

$$L_\nu(\vec{r}, \vec{s}) = \frac{I_\nu(\vec{r}, \vec{s})}{dS n_\perp} \quad (\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{s}) \quad (3-11)$$

L'intensité ou luminance totale de la raie résulte de l'intégration de la luminance spectrique sur tout le domaine de la longueur d'onde couvrant la raie. L'intensité totale de la raie est donnée par la relation :

$$L(\vec{r}, \vec{s}) = \int L_\nu(\vec{r}, \vec{s}) d\nu \quad (\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}) \quad (3-12)$$

#### 3.5.4 Emissivité d'une raie

Le coefficient d'émission  $\epsilon_\lambda$  d'une raie est la puissance émise pour cette raie par unité de volume et par unité d'angle solide. Elle est donnée par la relation :

$$\epsilon_\lambda = \frac{1}{4\pi} \cdot h\nu \cdot n_h \cdot A_\lambda \quad (3-13)$$

où  $h$  est la constante de Planck ;  $\nu$  la fréquence d'émission de la raie ;  $A_\lambda$  la probabilité de transition ;  $n_h$  est la densité de population du niveau  $h$  calculée par la loi de Boltzmann. En injectant la relation 3-4 dans l'équation 3-13, on obtient donc l'émissivité  $\epsilon_\lambda$  d'une raie :

$$\epsilon_\lambda = A_\lambda \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{hc}{\lambda} \cdot g_\lambda \cdot \frac{n_{tot}}{Q(T)} \cdot \exp\left(\frac{E_\lambda}{k_B T}\right) \quad (3-14)$$

$A_\lambda$ : probabilité de transition ;  $h$  constante de Planck ;  $c$  vitesse de la lumière ;  $\lambda$  longueur d'onde de la raie,  $g_\lambda$  dégénérescence ;  $Q(T)$  fonction de partition interne ;  $E_\lambda$ : énergie du niveau de départ de la transition ;  $k_B$  constante de Boltzmann et  $T$  température.

### 3.6 Détermination de la température du plasma

La température du plasma a été déterminée par la méthode de l'intensité relative de deux raies d'une même espèce. L'avantage de cette technique réside dans le fait que son utilisation ne nécessite pas la composition préalable du plasma. Cette méthode est intéressante dans le cas des plasmas ensemencés de vapeurs métalliques dans lesquels il est possible de trouver des raies dont l'écart entre les niveaux supérieurs de transition est important.

#### 3.6.1 Intensité relative de deux raies de la même espèce

Moyennant les émissivités de deux raies d'une même espèce, atomique ou ionique, nous pouvons déterminer la température. Le milieu est supposé à l'Equilibre Thermodynamique Local et à partir de la relation (3-14) on peut écrire le rapport des émissivités  $\varepsilon_1(T)$  et  $\varepsilon_2(T)$  de deux raies de longueur d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  :

$$\frac{\varepsilon_1(T)}{\varepsilon_2(T)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{g_1}{g_2} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{k_B T}\right) \quad (3-15)$$

$A_1$  et  $A_2$  sont les probabilités de transition et  $E_1$  et  $E_2$ , les énergies des niveaux émetteurs. Nous obtenons alors la température selon la relation :

$$T = \frac{E_1 - E_2}{k_B} \cdot \left[ \ln\left(\frac{\varepsilon_2 \lambda_2 A_1 g_1}{\varepsilon_1 \lambda_1 A_2 g_2}\right) \right]^{-1} \quad (3-16)$$

Il faut souligner que cette méthode est d'autant plus précise que l'écart en énergie des niveaux émetteurs est important.

### 3.7 Détermination de la densité électronique

La mesure de l'élargissement de la raie  $H_\alpha$  située à 6563Å permet d'obtenir directement la densité électronique  $n_e$ . L'utilisation de cette raie présente les avantages suivants:

- l'élargissement de cette raie est dû essentiellement à l'effet Stark ; les autres causes d'élargissement notamment l'élargissement naturel, Doppler et la fonction d'appareil sont négligeables.
- elle est isolée dans le spectre.

La densité électronique  $n_e$  est reliée à la largeur à mi-hauteur  $\Delta\lambda$  de la raie  $H_\alpha$  d'hydrogène par la relation:

$$\Delta\lambda = 2 \times 1.25 \cdot 10^9 \cdot \alpha_{1/2} \cdot n_e^{2/3} \quad (3-17)$$

où  $n_e$  sera exprimée en  $\text{m}^{-3}$  et  $\Delta\lambda$  en  $\text{\AA}$ . Le terme  $\alpha_{1/2}$  est la demi-largeur à mi-hauteur théorique dont les valeurs numériques sont tabulées en fonction de la température [Gri-1]. On obtient donc la densité électronique sous la forme suivante :

$$\log_{10}(n_e) = 21.78512 + 1.2614 \cdot \log_{10}(\Delta\lambda) \quad (3-18)$$

Cette méthode ne nécessite pas la connaissance de la composition du plasma et permet de s'affranchir de l'hypothèse de l'ETL.

### 3.8 Détermination de la densité totale d'une espèce

On peut obtenir la densité totale  $n_{tot}$  d'une espèce atomique à partir de la relation:

$$n_{tot} = \frac{\varepsilon_\lambda \cdot 4\pi \cdot \lambda \cdot Q(T)}{h \cdot c \cdot g_\lambda \cdot A_\lambda \cdot \exp\left(\frac{E_\lambda}{k_B T}\right)} \quad (3-19)$$

$\varepsilon_\lambda$ : émissivité de la raie ;  $\lambda$ : longueur d'onde de la raie ;  $Q(T)$ : fonction de partition interne ;  $g_\lambda$ : dégénérescence ;  $A_\lambda$ : probabilité de transition ;  $E_\lambda$ : énergie du niveau de départ ;  $k_B$ : constante de Boltzmann et  $T$  la température.

### 3.9 Détermination de la concentration du cuivre

La proportion du cuivre dans le milieu peut être définie par le rapport des densités du cuivre neutre et ionisé sur la population totale de toutes les espèces présentes dans le plasma :

$$\chi_{Cu} = \frac{n_{CuI} + n_{CuII}}{\sum_i n_i} \quad (3-20)$$

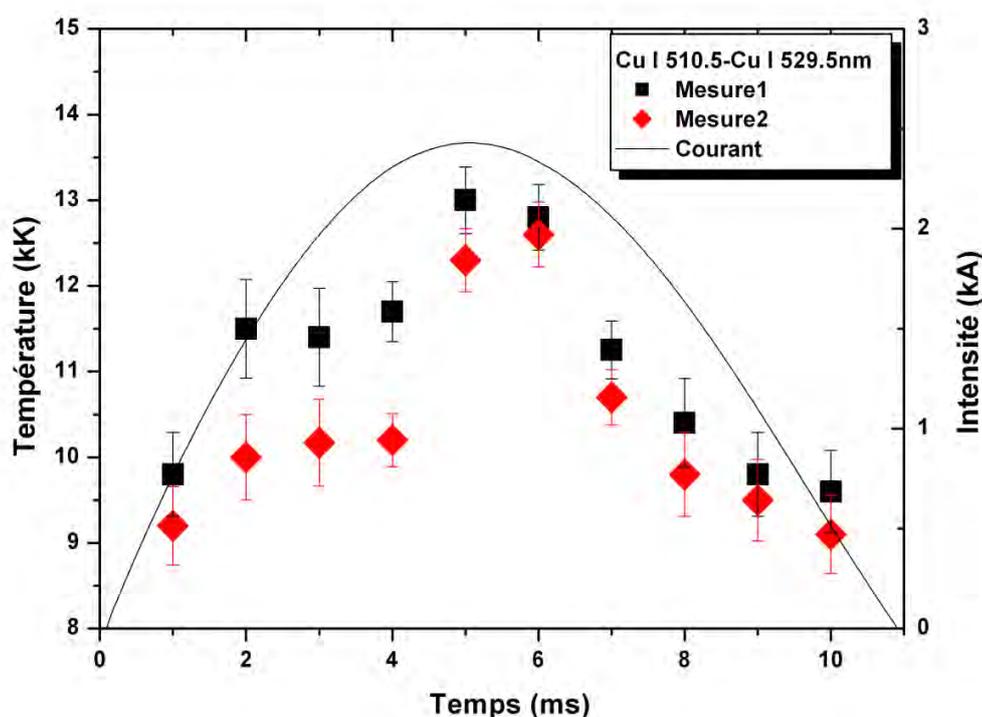
où  $n_{CuI}$  et  $n_{CuII}$  représentent respectivement les densités du cuivre neutre et du cuivre une fois ionisé et  $\sum_i n_i$  la densité totale des espèces dans le milieu. La loi de Dalton (*Eq. 3-10*) permet de connaître la densité totale des espèces dans le milieu en fonction de la pression et de la température.

## 3.10 Résultats

### 3.10.1 Température électronique

La méthode du diagramme de Boltzmann n'a pas pu être appliquée car nous n'avons pas trouvé un nombre important de raies exploitables dans un même spectre. La température de l'arc a été donc déterminée par la méthode de l'intensité relative de deux raies d'une même espèce. Les premiers résultats ont été obtenus avec les raies du cuivre neutre ( $5105.5\text{\AA}$  et  $5292.5\text{\AA}$ ). Ces deux raies sont observées dans des spectres différents, acquis dans les mêmes

conditions expérimentales. La vérification de la reproductibilité réalisée précédemment permet d'exploiter ces raies obtenues séparément. Afin d'obtenir plus de précisions sur les résultats, l'évolution de la température de l'arc est déterminée avec deux paires de raies. Sur la **Figure 3-15**, les carrés noirs symbolisent la première mesure (première paire de raies) et les carrés rouges la deuxième mesure (deuxième paire de raies). L'évolution du courant est représentée par la courbe noire.



**Figure 3-15.** Evolution temporelle de la température de l'arc déduite des raies de cuivre neutre CuI situées à 5105.5 et 5292.5 Å.  $I_{max}=2.5kA$ .

Pendant les premières millisecondes ( $t < 4ms$ ), nous trouvons un écart d'environ 13% (1500K) entre les deux courbes. Cet écart de température peut-être attribué aux fluctuations de l'arc pendant les premiers instants de la décharge. Une fois l'arc bien établi (à partir de  $t=5ms$ ), les résultats obtenus sont ensuite tout à fait analogues. Les températures mesurées peuvent varier de 9800K et atteindre un maximum avoisinant les 13000K.

La **figure 3-16** montre les températures obtenues avec les raies du cuivre neutre (5105.5 Å et 5111.9Å) obtenues simultanément dans le spectre. Deux mesures ont été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales. Les résultats sont symbolisés par les carrés noirs et les carrés rouges (première et deuxième mesures respectivement). On observe un écart d'environ 8% (~900K) entre les deux mesures pendant la phase initiale et la phase d'extinction de l'arc. Cet écart diminue à 5% (~600K) dans l'intervalle  $4ms < t < 8ms$ . A  $t=4ms$ , les raies de cuivre sont très fortement élargies et n'ont pas pu être exploitées. C'est la raison pour laquelle la

température n'a pas été déterminée à cet instant. Les températures obtenues varient entre 10100K et 12900K.

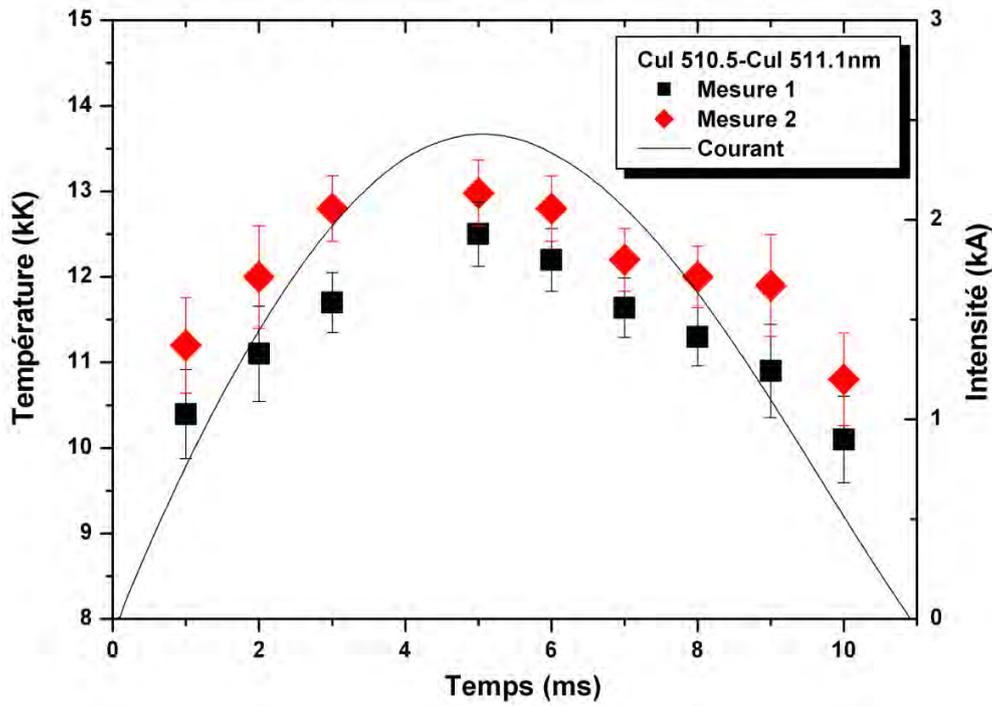


Figure 3-16. Evolution temporelle de la température de l'arc déduite des raies de cuivre neutre CuI situées à 5105.5 et 5111.9 Å.  $I_{max}=2.5kA$

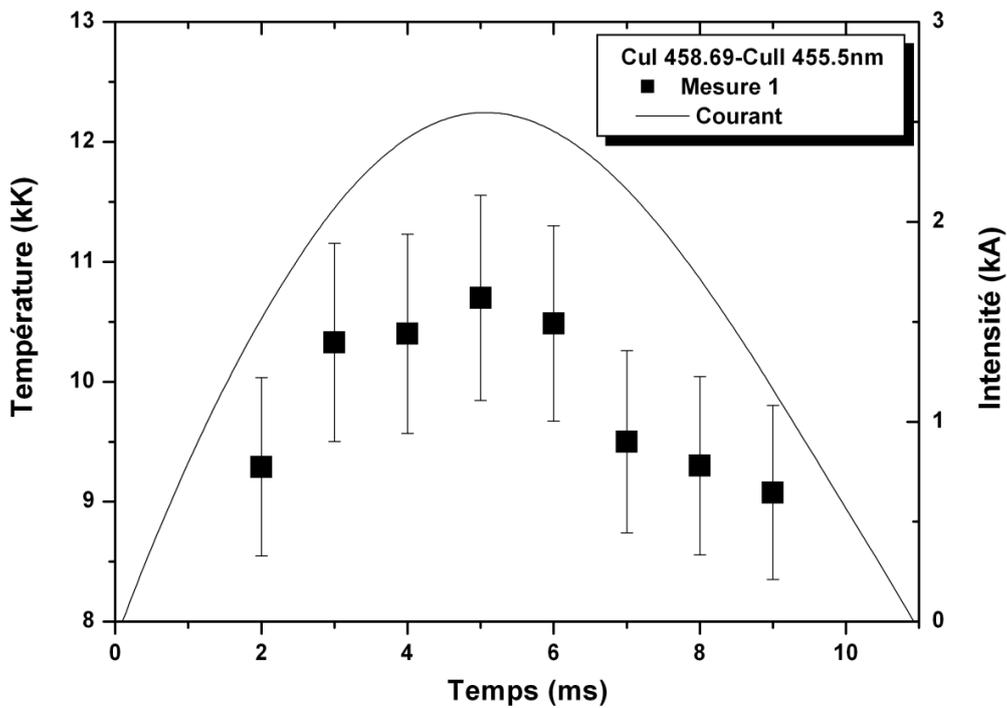
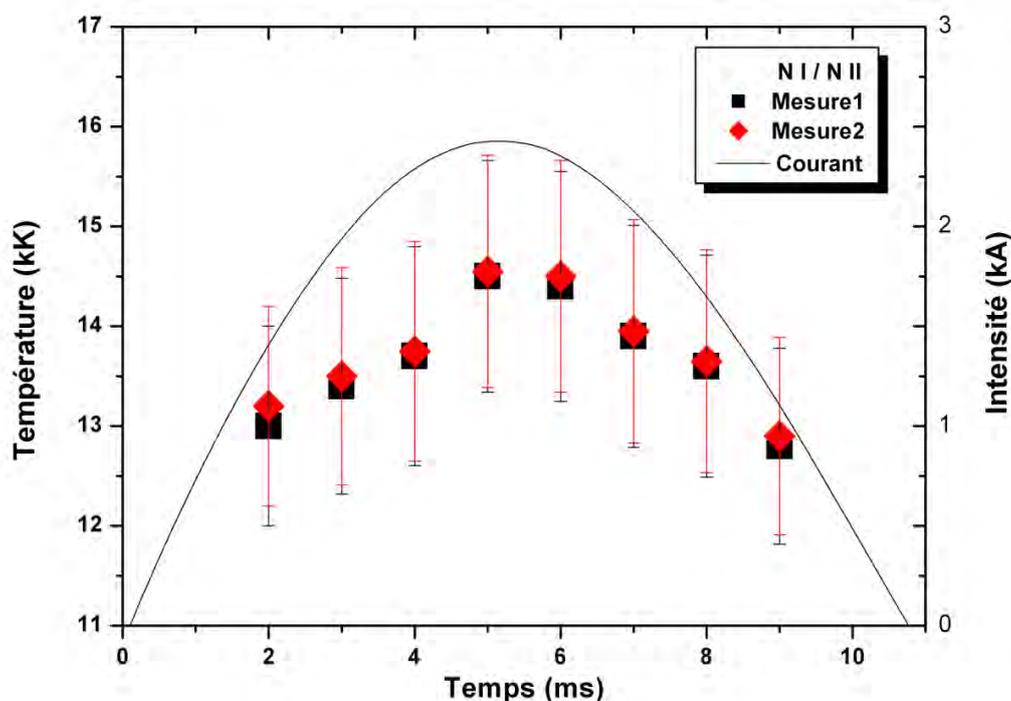


Figure 3-17. Evolution temporelle de la température électronique de l'arc déduite des raies de cuivre CuI 4586.9Å et CuII 4555.9Å.  $I_{max}=2.5kA$

Bien que de nombreuses raies de cuivre ionisé une fois soient observées dans le spectre, seule la raie CuII située à  $4555.9\text{\AA}$  a pu être utilisée en raison du manque de données spectroscopiques pour les autres. Les températures obtenues en utilisant la raie de cuivre ionisé et du cuivre neutre CuI  $4586.9\text{\AA}$  sont reportées sur la **Figure 3-17**. Les températures obtenues varient entre 9100K et 10800K.

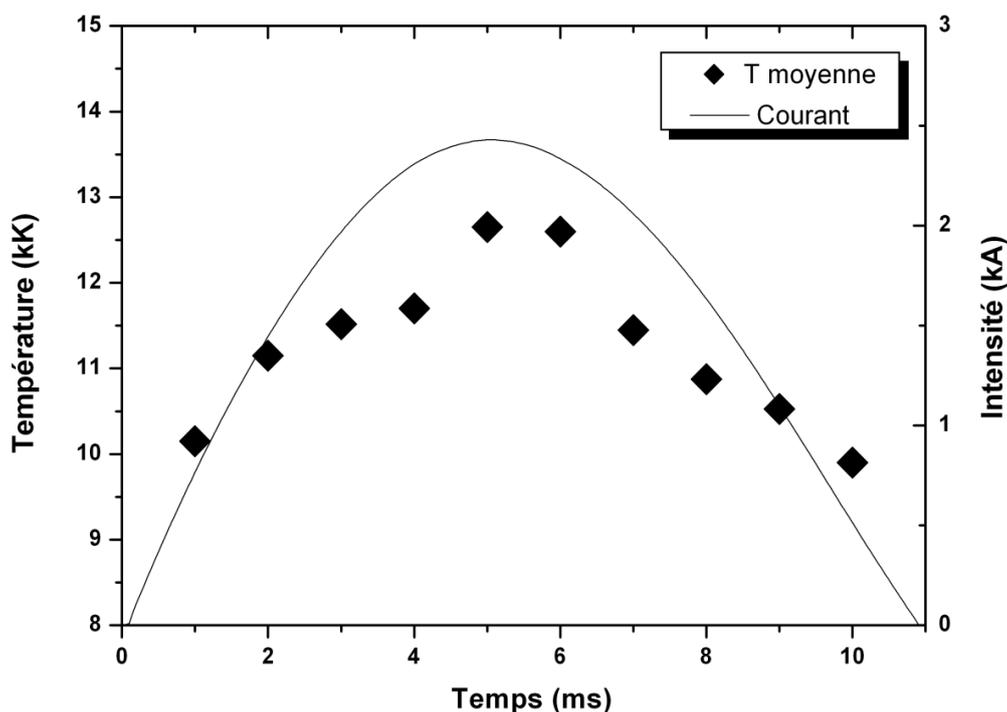
Les calculs effectués à partir des raies atomiques de cuivre ont conduit à des températures comprises entre 9000 et 14000K environ pour un courant maximal de 2.5kA. Globalement, nous avons observé une augmentation de la température au maximum de l'onde de courant pour l'ensemble des courbes.

La **Figure 3-18** montre l'évolution de la température déduite des raies de l'azote neutre NI  $4651.82\text{\AA}$  et une fois ionisé NII  $4643.08\text{\AA}$ . Les résultats représentés par les carrés noirs et les carrés rouges symbolisent la première et deuxième mesures respectivement. Les valeurs varient de 12900K à 14500K.



**Figure 3-18.** Evolution temporelle de la température électronique de l'arc déduite des raies d'azote NI  $4651.82\text{\AA}$  et NII  $4643.08\text{\AA}$ .  $I_{max}=2.5\text{kA}$

A partir des résultats obtenus avec les raies du cuivre et les raies d'azote, nous avons tracé sur la **Figure 3-19** un profil de température moyenne. Celui-ci sera utilisé par la suite pour nos calculs. Les valeurs mesurées varient entre 9900K à 12600K. On trouve un écart de l'ordre de 5% entre les températures obtenues avec les raies de cuivre neutre et la température moyenne. Les résultats estimés avec la raie du cuivre ionisé et la raie d'azote ionisé présentent un écart plus important d'environ 15%.



**Figure 3-19.** Evolution de la température moyenne de l'arc.  $I_{max}=2.5kA$ .

### 3.10.2 Détermination de la densité du cuivre

Les densités  $n_{CuI}$  du cuivre neutre et  $n_{CuII}$  du cuivre ionisé une fois sont reportées sur la **Figure 3-20**. On peut remarquer une croissance suivie d'une décroissance relativement rapides de  $n_{CuI}$  en fonction du temps, allant de  $1.10^{18} m^{-3}$  pour les premiers instants de l'arc et atteignant une valeur maximale d'environ  $3.10^{19} m^{-3}$  à  $t=5ms$ . La densité  $n_{CuII}$  de cuivre une fois ionisé a été estimée dans l'intervalle de temps compris entre  $t=2ms$  et  $t=9ms$ . On constate une variation moins marquée et présentant un maximum également à  $t=5ms$ . A l'instant  $t=2ms$ , la valeur de la densité  $n_{CuII}$  est de  $4.10^{20} m^{-3}$  et atteint un maximum de  $3.10^{21} m^{-3}$  à l'instant  $t=5ms$ . Cette valeur décroît progressivement jusqu'à  $3 \times 10^{20} m^{-3}$  à  $t=8ms$ .

La variation temporelle de la proportion de cuivre neutre dans le plasma est présentée sur la **Figure 3-21**. La proportion de cuivre entre le début de l'arc ( $t= 2ms$ ) et le maximum du courant ( $t=5ms$ ) croît sensiblement (plus de trois ordres de grandeur), mais reste cependant inférieure à 1%.

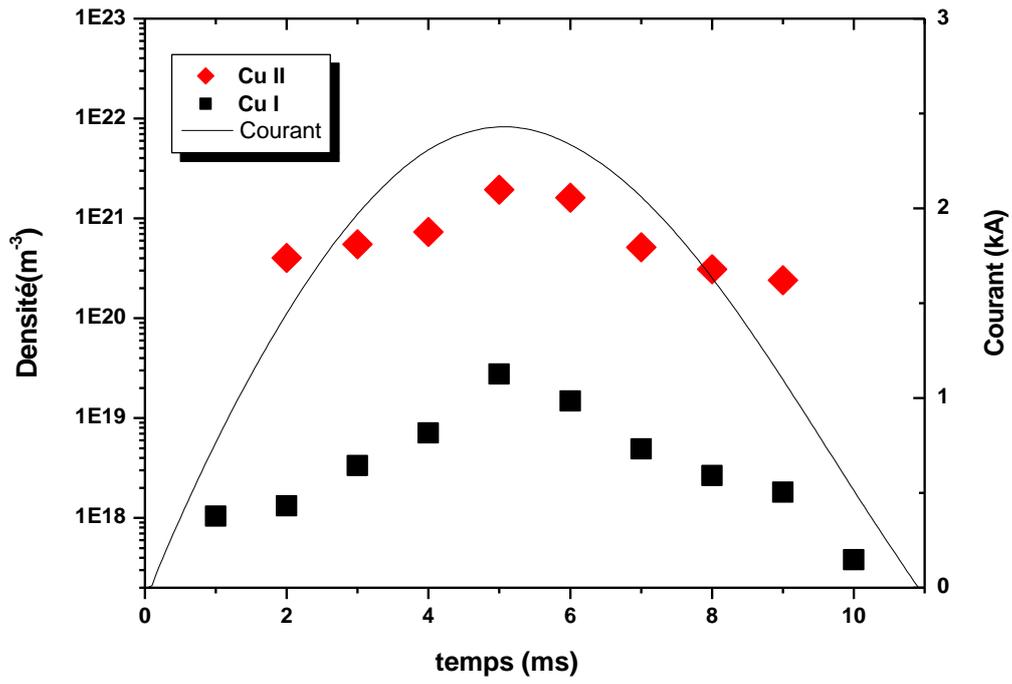


Figure 3-20. Variations temporelles des densités de  $\text{Cu I}$  et  $\text{Cu II}$ .

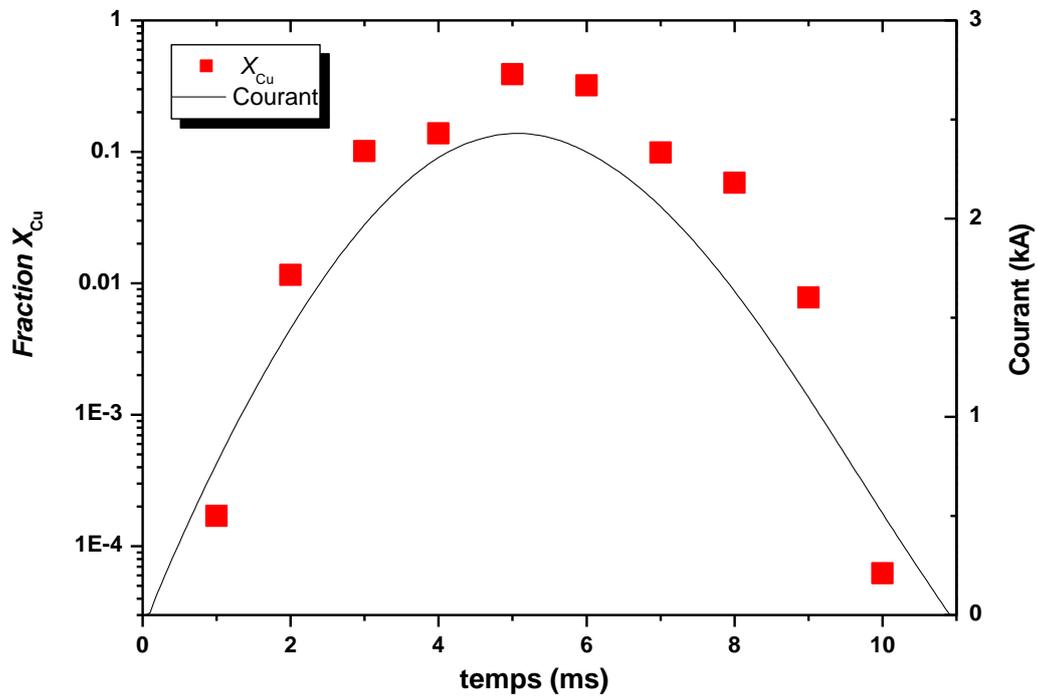
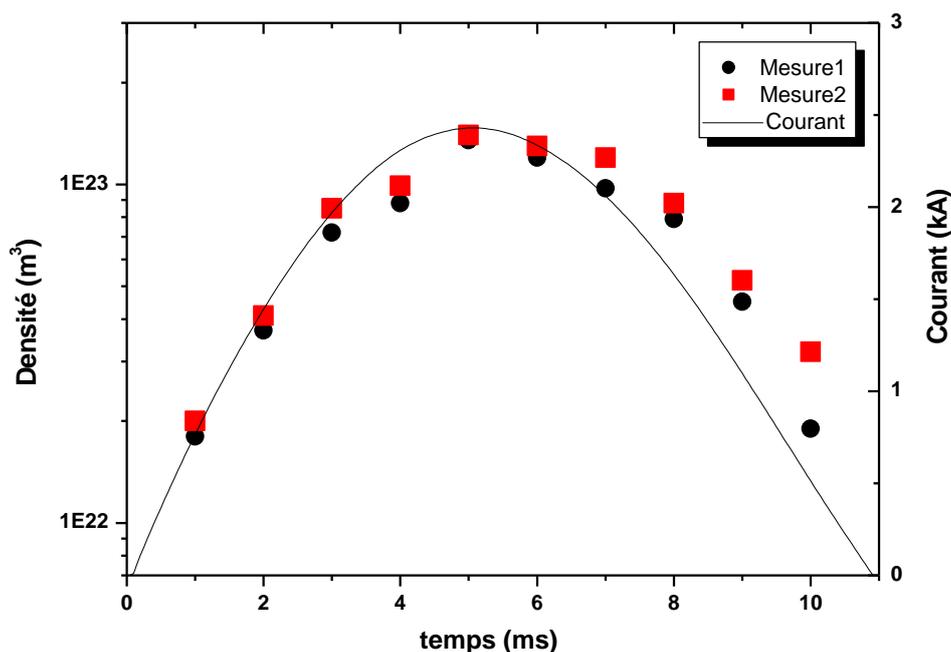


Figure 3-21. Variation de la proportion de cuivre dans l'arc.

## 3.10.3 Détermination de la densité électronique

L'évolution de la densité électronique présentée sur la **Figure 3-22** a été déduite de la méthode d'élargissement par effet Stark de la raie  $H_\alpha$ . Deux mesures ont été réalisées : les carrés et les cercles correspondent à la mesure 1 et à la mesure 2 respectivement. On observe que le profil de la densité électronique  $n_e$  est non seulement remarquablement corrélé avec celui du courant mais les deux profils sont tout à fait analogues avec une valeur maximale de  $n_e$  d'environ  $1.4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  à environ  $t=5\text{ms}$ .



**Figure 3-22:** Evolution temporelle de la densité électronique déterminée par élargissement Stark.  $I=2.5\text{kA}$

Nous avons reporté sur la **Figure 3-23** une comparaison des valeurs de la densité électronique déduites de l'élargissement Stark de la raie  $H_\alpha$  (carrés noirs) avec celles obtenues avec la loi de Saha en considérant l'azote (cercles bleus) et le cuivre (triangles rouges). Dans l'intervalle  $t=5-6\text{ms}$  correspondant à la valeur maximale du courant, les trois séries de valeur sont assez en bon accord avec une valeur de la densité électronique relativement élevée ( $\sim 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ). En deçà et au-delà de cet intervalle, on peut noter un écart manifeste entre les valeurs de  $n_e$  obtenues avec la loi de Saha d'une part, et celles déduites de l'élargissement Stark d'autre part.

Les incertitudes liées aux mesures ne peuvent pas expliquer les différences des valeurs obtenues avec les deux méthodes. En revanche, ces différences mettent clairement en évidence l'existence des écarts à l'E.T.L pendant la phase de montée du courant et lors de sa

décroissance. En effet, on peut rappeler que la densité électronique déduite de l'élargissement par effet Stark est indépendante de l'hypothèse de l'E.T.L. contrairement à celle faisant appel à la loi de Saha.

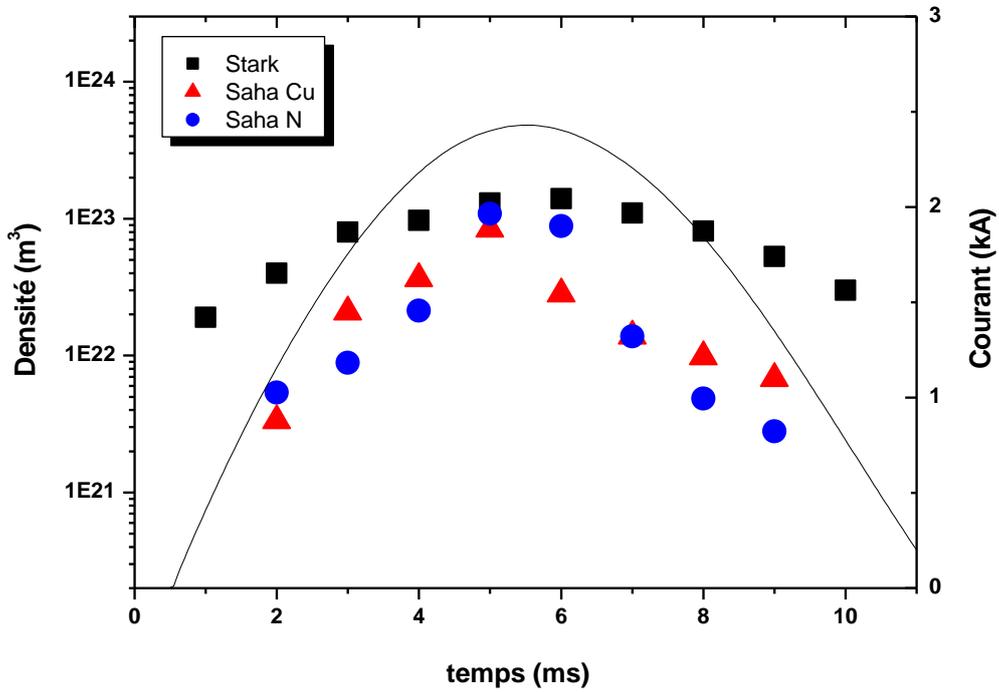


Figure 3-23. Comparaison des valeurs de la densité électronique estimée par deux méthodes différentes.  $I=2.5\text{kA}$

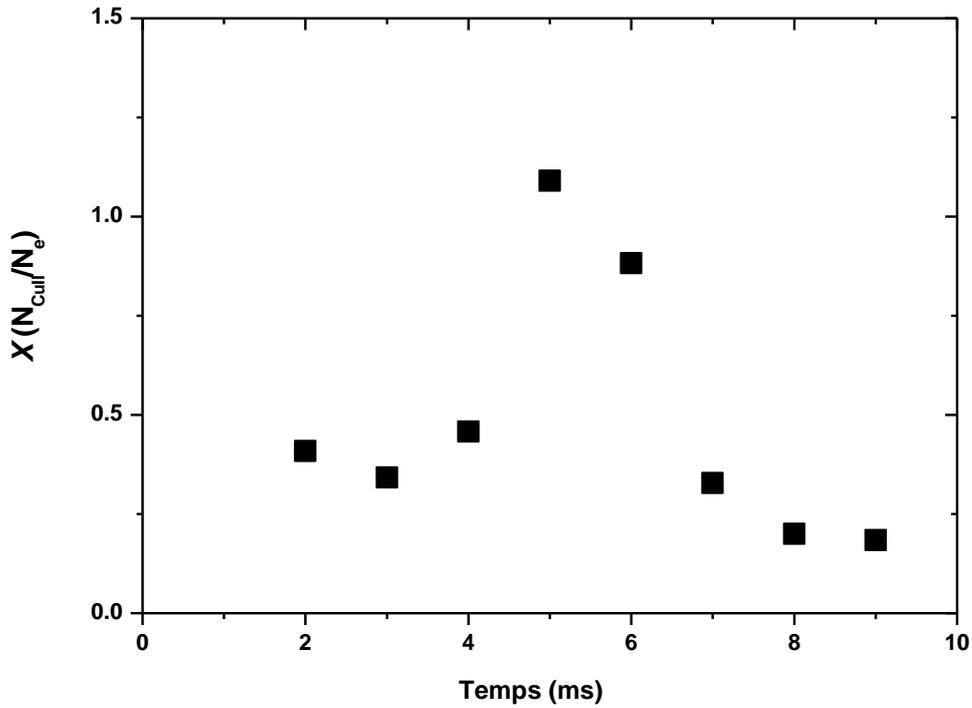
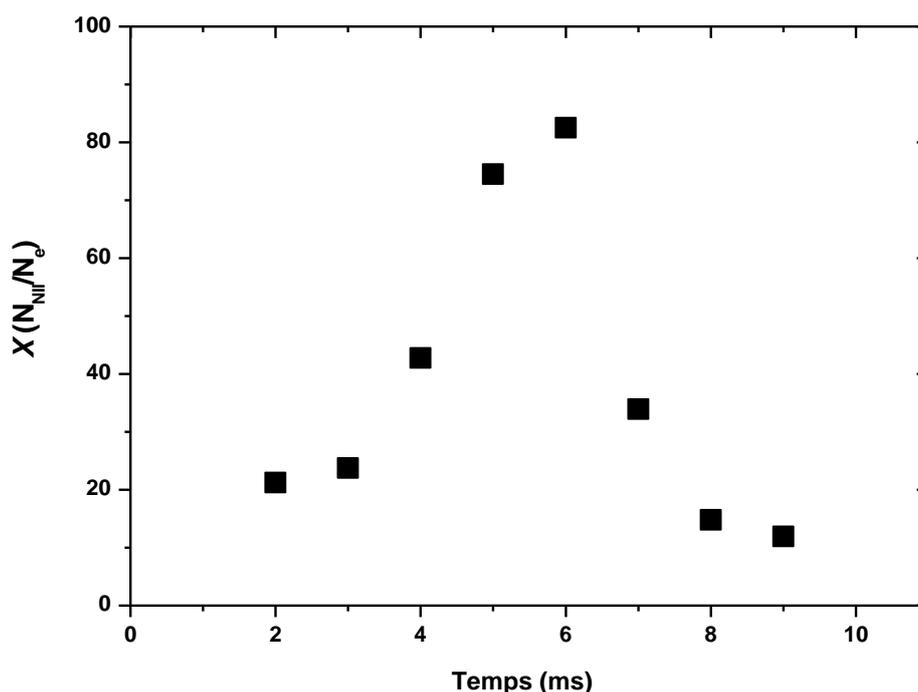


Figure 3-24. Evolution du pourcentage d'électrons provenant de l'ionisation du cuivre.

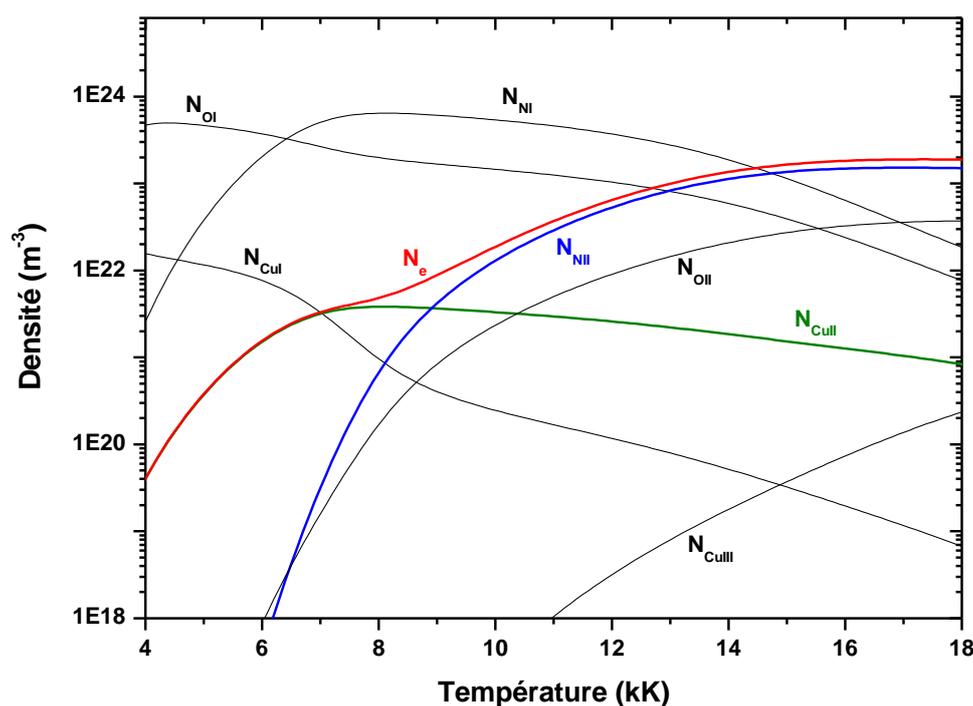
Afin de quantifier la contribution de l'ionisation du cuivre neutre sur la densité électronique totale, nous avons évalué le rapport de concentration du cuivre une fois ionisé sur la densité électronique totale. La **Figure 3-24** montre l'évolution temporelle du pourcentage d'électrons provenant de l'ionisation du cuivre. On peut noter que l'apport électronique dû à l'ionisation du cuivre est relativement faible (inférieur à 1%).

De la même manière, nous avons également reporté sur la **Figure 3-25**, l'évolution du pourcentage d'électrons provenant de l'ionisation de l'azote.



**Figure 3-25.** Evolution du pourcentage d'électrons provenant de l'ionisation de l'azote.

On peut constater que l'apport électronique dû à l'azote est plus important. A  $t=2\text{ms}$ , le pourcentage d'électrons est de 21%. Celui-ci augmente fortement et atteint un maximum de 82% à  $t=6\text{ms}$ . Ce résultat montre que les électrons proviennent majoritairement de l'ionisation de l'azote. En effet, comme le montre la composition du plasma que nous avons calculée dans le cas d'un mélange constitué de 1% de cuivre et 99% d'air à la pression atmosphérique (**Figure 3-26**), pour des températures  $T < 7500\text{K}$ , les électrons proviennent essentiellement de l'ionisation des atomes de cuivre, l'énergie d'ionisation du cuivre ( $E_i=7.74\text{eV}$ ) étant plus faible que celle de l'azote ( $E_i=14.54\text{eV}$ ). Dans l'intervalle de température correspondant à nos conditions expérimentales ( $10000\text{K} < T < 13000\text{K}$ ), les électrons sont ensuite issus principalement de l'ionisation de l'azote.



*Figure 3-26. Composition du plasma à l'ETL pour un mélange constitué de 1% de cuivre et 99% d'air à la pression atmosphérique.*

### 3.11 Commentaires

La caractérisation du plasma a confirmé la présence de vapeurs de cuivre dans l'arc. Nous avons pu observer un grand nombre de raies de cuivre neutre et de cuivre une fois ionisé ainsi que des raies d'azote, d'oxygène et d'hydrogène. La plupart des raies de cuivre sont très élargies et leurs profils se chevauchent, surtout à fort courant ( $I=5\text{kA}$ ). On a également observé l'auto-inversion de la raie de cuivre neutre  $5153.2\text{\AA}$  ; ceci montre l'état inhomogène du plasma avec de régions plus froides à l'origine des profils d'absorption pour certaines raies.

L'un des objectifs de cette étude était de suivre l'évolution des vapeurs métalliques issues de l'érosion des électrodes. Pour cela, les grandeurs caractéristiques de l'arc ont été estimées : la température électronique, les densités des espèces et la densité électronique. Pour un courant maximal de  $2.5\text{kA}$ , la température moyenne varie entre  $9900\text{K}$  et  $13000\text{K}$ . Les densités du cuivre neutre et cuivre ionisé ont été également estimées. La proportion de cuivre dans le plasma reste inférieure à 1%.

En utilisant la composition du plasma à l'ETL et la température déterminée expérimentalement, nous avons estimé la densité électronique  $n_e$ . Les valeurs de  $n_e$  obtenues dans l'hypothèse de l'ETL ont été comparées avec celles déduites de l'élargissement par effet

Stark de la raie  $H_\alpha$  d'hydrogène. Les résultats mettent en évidence la présence d'écarts à l'équilibre pendant les instants initiaux et finaux de la décharge. Par ailleurs, la contribution de l'ionisation du cuivre ne représente qu'une faible proportion (moins de 1%) de la densité électronique dans nos conditions expérimentales.



## Conclusion générale



Le travail réalisé dans cette thèse porte sur l'étude de l'interaction d'un arc impulsif avec différents matériaux d'électrodes. L'étude du transfert d'énergie est un thème essentiel pour l'optimisation de nombreux systèmes et procédés tels que la coupure du courant dans un disjoncteur basse tension. Cette thématique développée dans l'équipe AEPPT depuis quelques années a fait l'objet de travaux cités dans l'introduction générale de ce mémoire. La plupart des études ont permis d'avancer dans la compréhension de phénomènes physiques et dans la mise au point des modèles. Dans le cadre de cette thèse, nous avons conçu un dispositif expérimental permettant de générer et d'étudier un arc de coupure et son interaction avec différents matériaux d'électrode.

Cette étude a été développée dans deux directions complémentaires :

1. étude de l'interaction arc-matériau
2. caractérisation du milieu plasma

Le chapitre 1 a été consacré à l'étude par imagerie rapide de l'interaction de l'arc en interaction avec des électrodes de natures différentes : cuivre, tungstène et argent-carbone. Pour cette première série de mesures, nous avons utilisé une caméra Phantom v9.1 permettant de faire des acquisitions à des fréquences de 150kHz. Dans un premier temps, les mesures ont permis d'observer la décharge à différents instants. Les images obtenues ont mis en évidence le comportement variable de l'arc selon le courant d'arc et le matériau d'électrode.

Des visualisations de l'accrochage du pied d'arc anodique et cathodique ont été ensuite réalisées. Nous avons observé que l'état de surface de l'électrode a une influence sur l'accrochage du pied d'arc anodique dans des matériaux homogènes (cuivre et tungstène). En effet, l'arc a tendance à s'accrocher sur les porosités ou irrégularités de la surface créées après le passage du courant. En revanche, à la cathode, l'arc s'accroche sur toute la surface sans privilégier aucune zone en particulier, quel que soit le matériau.

Une nouvelle approche a été adoptée pour estimer les dimensions des sections d'accrochage du pied d'arc. Cette méthode a été ensuite validée dans une autre configuration d'arc transféré. Ces résultats ont permis d'estimer la densité moyenne de courant à l'anode. Cette étude a été complétée avec des mesures des pertes massiques. Ces mesures ont permis de quantifier les pertes massiques dues à l'érosion et également d'estimer un taux d'érosion moyen pour chaque matériau étudié. Les résultats montrent que les pertes massiques à l'anode sont toujours supérieures à celles de la cathode. Le taux d'érosion estimé dans le cuivre est d'environ deux fois supérieur à celui de l'argent-carbone et cent fois à celui du tungstène.

L'une des motivations principales de ce travail de thèse était la quantification du transfert d'énergie de l'arc au matériau d'électrode. Une étude plus approfondie sur l'interaction arc-matériau a été menée dans le chapitre 2. La mesure de l'énergie transférée ne pouvant pas être réalisée directement, une approche numérique inverse basée sur la méthode de retour vers la

surface a été développée. Le principe de la méthode consiste à reconstruire le flux surfacique inconnu à partir des mesures de températures réalisées sur les électrodes. Une étude paramétrique a également été effectuée pour tester la robustesse de la méthode et déterminer les conditions opératoires adaptées à notre configuration. Cette étude a été réalisée pour deux matériaux : cuivre et tungstène. Malheureusement, nous n'avons pas effectué des tests sur l'alliage argent-carbone à cause du manque de données sur les propriétés thermodynamiques de ce matériau.

Les différents tests réalisés ont montré l'efficacité de la méthode à reconstruire la solution recherchée. Une des difficultés rencontrées lors des mesures a été la connaissance de l'émissivité des matériaux nécessaire à la méthode inverse. Un dispositif expérimental a été donc mis en place afin de mesurer cette grandeur. L'utilisation d'une peinture haute température a permis d'estimer une émissivité moyenne. Ceci présente un avantage majeur dans le cas du tungstène où la mesure de l'émissivité est très difficile à mettre en œuvre.

Les mesures de température ont été réalisées par thermographie infrarouge. L'évolution de la température dans deux points a été simultanément mesurée sur la surface latérale des électrodes. Les mesures de température couplées à la méthode inverse ont donc permis d'obtenir des flux surfaciques à l'anode et à la cathode de l'ordre de  $10^9$  et  $10^8$  W.m<sup>-2</sup> respectivement. A partir de ces résultats, la puissance électrique et l'énergie transférée par l'arc ont été déduites. 40% de l'énergie déposée par l'arc est transférée à l'anode en cuivre contre seulement 27% à la cathode. L'énergie maximale transférée aux électrodes en tungstène est d'environ 30.1% à l'anode et 16.8% à la cathode.

La méthode inverse a également permis d'estimer la profondeur de pénétration des isothermes de fusion. Celle-ci permet de définir la zone à laquelle la température mesurée dépasse la température de fusion du matériau. A partir de ces résultats, nous avons déduit le volume moyen fondu de l'électrode. Les valeurs estimées pour le cuivre sont deux fois supérieures à celles du tungstène. Nous avons également retrouvé des grandeurs plus élevées à l'anode qu'à la cathode.

La seconde motivation de notre étude concernait la caractérisation du milieu plasma par spectroscopie optique. Les grandeurs recherchées sont la température du plasma, la densité électronique et la concentration de vapeurs de cuivre dans un mélange Air-Cu. Ceci a fait l'objet du dernier chapitre. Ces mesures ont été effectuées dans les mêmes conditions opératoires que pour les études précédentes dans des électrodes exclusivement en cuivre. Avant de procéder aux mesures spectroscopiques, des observations de l'arc par imagerie rapide avec un filtre interférentiel ont été réalisées. Ceci a permis de localiser le champ de vapeurs métalliques issues de l'érosion des électrodes en cuivre.

Un système optique permettant l'acquisition de plusieurs spectres pendant la durée de l'arc (environ 10ms) a été mis en place. L'une des difficultés rencontrées lors des mesures était la faible résolution spatiale du système optique. En effet, pour remonter à des vitesses d'acquisition suffisamment élevées, la zone à étudier a dû être réduite. Nous avons donc caractérisé le plasma sur une zone de 0.2mm de hauteur se situant au centre de l'espace inter-électrode. Ensuite, une étude préalable a été effectuée pour vérifier la reproductibilité des spectres obtenus. Les émissivités des raies mesurées ont montré une dispersion inférieure à 12%.

Un grand nombre de raies a pu être observé : raies de cuivre neutre et de cuivre une fois ionisé, des raies d'azote, d'oxygène et d'hydrogène. Les techniques de diagnostic utilisées sont celles de la spectroscopie optique en émission, méthode de l'intensité relative de deux raies de la même espèce chimique et la méthode de l'élargissement de la raie par effet Stark. Pour un courant maximal de 2.5kA, la température moyenne estimée varie entre 9900K et 13000K. La densité de cuivre neutre et du cuivre une fois ionisé a été déduite des raies se trouvant à des longueurs d'onde comprises entre 4500 et 5300Å.

Le pourcentage de cuivre dans la zone visée ne dépasse pas 1%. La densité électronique a été estimée par la mesure de la largeur à mi-hauteur de la raie  $H_{\alpha}$  située à 6563Å. Afin de confirmer ces résultats, la densité électronique a été également déduite de la composition du plasma à l'ETL dans le cas d'un mélange 1% Cuivre et 99% Air. La comparaison de ces résultats a mis en évidence des écarts à l'ETL pendant les instants initiaux et finaux de la décharge. Ces écarts se manifestent lorsque la densité électronique est inférieure à une valeur seuil. Une autre série de résultats a montré que dans nos conditions expérimentales ( $10000K < T < 13000K$ ), l'apport d'électrons provient majoritairement de l'ionisation de l'azote.

Dans les perspectives de ce travail, il serait intéressant de corréler les résultats obtenus dans l'étude du transfert d'énergie avec ceux de la caractérisation du plasma. Pour cela, la décharge doit être caractérisée dans sa totalité. Ainsi, des mesures complémentaires pour d'autres natures de matériaux pourraient être envisagées. Une thèse sur la caractérisation globale d'un arc impulsionnel est en cours dans l'équipe. De la même façon, les méthodes inverses développées dans l'équipe initialement en 1D et 2D pour des courants inférieurs à la centaine d'ampères sont maintenant disponibles en 1D pour des arcs impulsionnels à fort courant.



# Bibliographie



- [Alk\_1] N.Al-Khalidi ; **Space marching method with Savitzky-Golay filter for solving inverse heat conduction problems**. International conference on advanced computational methods in heat transfer. Pologne, pp. 81-91. 1998.
- [Bay\_1] El Baida Hadi ; **Etude du transfert d'énergie entre un arc de court-circuit et son environnement: application à l'arc tracking**. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, 2012.
- [Bec\_2] J. V. Beck and K. J. Arnold; **Parameter Estimation in Engineering and Science**, Wiley Interscience, New York, 1977.
- [Bes\_1] J.L. Bessede, W. Krondorfer; **Impact of high-voltage SF<sub>6</sub> circuit breaker on global warming - relative contribution of SF<sub>6</sub> losses**. 1st International Conference on SF<sub>6</sub> and the Environment, November 2000.
- [Bin\_1] R. Bini, M. Monno, M.I. Boulos ; **Numerical and experimental study of transferred arcs in argon**. J. Phys. D: Appl. Phys. 39 3253–3266, 2006.
- [Bra\_1] R. Brandt, C. Bird, G. Neuer ; **Emissivity reference paints for high temperature applications**. Measurement (41) pp 731-736. 2008.
- [Bri\_1] J.W. McBride, P.M. Weaver, P.A. Jeffery; **Arc root mobility during contact opening at high current**, IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology, Part A, vol.21, no.1, pp.61-67, 1998.
- [Bur\_1] O.R. Burggraf ; **An Exact Solution of the Inverse Problem in Heat Conduction Theory and Application**, J. Heat Transfer, vol. 86, pp. 378-382. 1964.
- [Cad\_1] A. Cadiou ; **Répartition des températures dans un tuyau ou un ensemble de tuyaux axisymétriques contenant un fluide en écoulement et soumis à des conditions thermiques dissymétriques**. Revue Phys. Appl. 18 (1983) 153-168. 1983.
- [Can\_1] J. Canny ; **A computational approach to edge detection**. Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on, PAMI-8(6):679–698, Nov. 1986.
- [Car\_1] S. Carpentier, C.Le Niliot, M. Chantant, Y. Corre, J.L. Gardarein, F. Rigollet ; **Calcul inverse de puissance moyenne incidente sur un composant activement refroidi à partir de données calorimétriques**. Conf. SFT Iles des Embiez. 2007.
- [Caz\_1] R. Cazes ; **Soudage à l'arc: Soudage au plasma et autres procédés**. Techniques de l'ingénieur. Traité Travail de métaux, B 616 P5, 1985.

- [Cha\_1] J.P Chabrierie, J. Devautour ; **Contribution to the study of interactions between an atmospheric pressure arc root and Cu, Ag, OR Ag/MeO electrodes**; IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, 1990. Proceedings of the Thirty-Sixth and the Fifteenth International Conference on Electrical Contacts , vol., no., pp.25-32, 20-24 Aug 1990.
- [Cio\_1] S.S. Ciobanu, D. Hong, J.M. Bauchire, F. Gentils ; **Study of low-voltage circuit breaker by analysis of complex spectra including the self-reversed profiles of CuI resonance lines**. XXVIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Prague, Czech Republic, 2007.
- [Cob\_1] J.D. Cobine and C.J. Gallagher ; **Current Density of the Arc Cathode Spot**. Phys. Rev. 74, 1524–1530. 1948
- [De-1] De Vos J.C. ; Physica, **20**, 690, 1954.
- [Duf\_1] D. Dufournet ; **Appareillage électrique d'interruption HT (partie 3)**. Techniques de l'ingénieur, Traité Réseaux électriques et applications, D 4694, 2002.
- [Dom\_1] E. Doméjean ; P. Chévrier, C. Fiévet and P. Petit. **Arc-wall interaction modelling in a low- voltage circuit breaker**. J. Phys. D: Appl. Phys. 30 2132–2142, 1997.
- [Fau\_1] P. Fauchais. **Technologies plasma : applications au traitement des déchets**. Techniques de l'ingénieur. Traité Gestion de déchets, G 2055, 2007.
- [Fec\_1] L. Féchant ; **Le contact électrique, phénomènes physiques et matériaux**. éd. L. Féchant, Hermès, pp. 301-360, 1996.
- [Fre\_1] P. Freton ; **Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène, modélisation – expérience**. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, 2002.
- [Fre\_2] P. Freton, J.J. Gonzalez ; **Review on Low-Voltage Circuit Breakers researches**, The Open Plasma Physics Journal, 2, 105-119, 2009.
- [Gir\_1] L. Girard ; **Caractérisation expérimentale d'une torche de découpe dans l'oxygène : étude du jet de plasma et de l'interaction arc-matériau**. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, 2004.
- [Gui\_1] S. Guillot, J.M. Bauchire, E. Le Menn, C. Fiévet, F. Gentils, C. Fleurier; **Experimental Diagnostic of a low-voltage circuit breaker**. 15th Int symposium on plasma chemistry (ISPC), Orléans, conference proceedings, Ed. 2001; Vol. III: pp. 1097-100.
- [Gui\_2] S. Guillot, D. Hong, J. M. Bauchire, E. Le Menn, G. Pavelescu , F. Gentils , C. Fievet and C. Fleurier ; **Metallic atoms concentrations measurements in an industrial low voltage circuit breaker using broad band absorption spectroscopy**. 26<sup>th</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Germany on 15-20 July 2003.

[Gui\_3] A.E. Guile ; **Arc electrode phenomena**. Proc. IEE, IEE Rev., vol. 118, pp. 1132-1155, Sept. 1971.

[Gon\_3] J. J. Gonzalez, P. Freton and M. Masquère ; **Experimental quantification in thermal plasma medium of the heat flux transferred to an anode material**. J. Phys. D: Appl. Phys. 40 5602–5611, 2007.

[Gri-1] H. R. Griem ; **Spectral lines broadening by plasma**, Academic Press, New York, London, 1974.

[Had\_1] J. Hadamard ; **Lecture on Cauchy's problem in linear partial differential equations**, Yale University Presse. 1923.

[Ham-1] EL HAMIDI Lakbir ; Etude expérimentale de l'influence des vapeurs de cuivre sur les propriétés d'un plasma d'arc transféré brûlant dans l'argon à la pression atmosphérique. Thèse de l'Université Paul Sabatier (Toulouse III), 9 Février 1994.

[Hem\_1] R. Hemmi, Y. Yokomizu and T. Matsumura ; **Anode-fall and cathode-fall voltages of air arc in atmosphere between silver electrodes**. J. Phys. D: Appl. Phys. 36 1097–1106 2003.

[Hon\_1] D. Hong; G. Sandolache, J.M. Bauchire, F. Gentils, C. Fleurier ; **A new optical technique for investigations of low-Voltage circuit breakers**, IEEE Transactions on Plasma Science, vol.33, no.2, pp. 976- 981, April 2005.

[Hon\_2] D. Hong, G. Sandolache, J.M. Bauchire, E. Le Menn, C. Fleurier ; **Broad band optical absorption spectroscopy investigations in a low-voltage circuit breaker using an ultra-bright source produced by a fast electric discharge**, IEEE Conference Record - Abstracts. 29th IEEE International Conference on Plasma Science. ICOPS 2002. pp. 271, 2002.

[Kim\_1] Kio Kim; P.A. Habas; F. Rousseau; O.A. Glenn; A.J. Barkovich; C. Studholme. **Intersection Based Motion Correction of Multislice MRI for 3-D in Utero Fetal Brain Image Formation**, Medical Imaging, IEEE Transactions, vol.29, no.1, pp.146,158, Jan. 2010.

[Lag\_1] F. Lago ; **Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une surface: application au foudroiement d'un aéronef**, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 2004.

[Lan\_1] H. Lanteri, M. Roche, O. Cuevas and C. Aime ; **Maximum likelihood constrained regularized algorithms. An objective criterion for the determination of the regularization parameters**, Colloque Europto : The European Symposium on Satellite and remote sensing, Florence, 3866, 144-155. 1999.

[Lin\_3] M. Lindmayer, M. Sun ; **Arc stress and erosion losses of contact materials at currents up to 1000 A**. 16th International Conference on Electrical Contacts, Loughborough, pp. 229-234. England, 1992.

[Loh\_1] S. Löhle, J.L. Battaglia, J.L. Gardarein ; **Heat flux measurement in a high enthalpy plasma flow**, Journal of Physics: Conference Series 135 012064. 2008.

[Mas\_1] M. Masquère ; **Etude du transfert d'énergie entre un arc électrique et un matériau**. Thèse à l'Université Paul Sabatier, Toulouse 2005.

[Mic\_1] R. Michal, K.E. Saeger : **Application of silver-based contact materials in air-break switching devices for power engineering**. Proceedings of the Thirty Fourth Meeting of the IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, 1988, pp.121-127, 26-29 Sep 1988.

[Mor\_1] R. Morel; **Techniques de coupure des disjoncteurs BT**, Cahier technique Schneider Electric n° 154. 2000.

[Mor\_2] B. Mork ; **Effects of transient recovery voltages on circuit breaker ratings**. Power System Transients. 2008.

[Nes\_1] O.H. Nestor ; **Heat Intensity and Current Density Distributions at the Anode of High Current, Inert Gas Arcs**. Journal of Applied Physics, vol.33, no.5, pp.1638-1648, May 1962

[Neg-1] T. Neger, H. Jäger ; **Transition probabilities of Cu II lines**. Journal of physical sciences Zeitschrift für Naturforschung. 1987.

[Nis-1] N.I.S.T. Atomic Spectra Database  
[http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html).

[Pat\_1] S.V. Patankar ; **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, Hemisphere Pub, Washington, 1980.

[Pic\_1] P. Picot ; **La coupure du courant électrique dans le vide**, Cahier technique Schneider Electric n° 198. 2000.

[Ram\_1] R. Ramanantsoa ; **Caractérisation expérimentale d'un plasma d'arc et de son interaction avec les électrodes**, Thèse à l'Université Paul Sabatier, Toulouse 2011.

[Ray\_2] M. Raynaud, J. Bransier ; **A new finite-difference method for the nonlinear inverse heat conduction problem**, J. Numerical Heat Transfer, vol. 9, n°1, pp. 27-42, 1986.

[Ray\_3] M. Raynaud ; **Le problème inverse de conduction de la chaleur. Techniques de l'ingénieur**, Traité génie énergétique, BE 8265. 2008.

- [Sav\_1] A. Savitzky and M. J. E. Golay ; **Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures**. Analytical Chemistry, vol. 36, no. 8, pp. 1627–1639, 1964.
- [She\_1] J. J. Shea. **High current AC break arc contact erosion** ; Proceedings of the 54th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, 2008.
- [Shi\_1] K. T. Shih ; **Anode current density in high-current pulsed arcs**. J. Appl. Phys., vol.43, no.12, pp.5002-5005. 1972
- [Sie\_1] P. Siegel ; **Transfert de masse en milieux poreux complexes : modélisation et estimation de paramètres par éléments finis mixtes hybrides**. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 1995.
- [Sou\_2] A. Soufiani ; **Absorption, émission et réflexion du rayonnement électromagnétique par une paroi constituée de tubes parallèles jointifs**. Revue Phys. Appl. 18 (1983) 19-27. 1983.
- [The\_1] S. Théoleyre; **Techniques de coupure en moyenne tension**. Techniques de l'ingénieur, Traité Réseaux électriques de distribution publique. D 4705. 1999.
- [Tho\_1] E. Thouin, F. Valensi, A. Gleizes, M. Razafinimanana; **Développement d'un dispositif pour étudier l'arc entre pantographe et caténaire**. Xème Colloque sur les Arcs Electriques, Limoges, France, 2011.
- [Tou\_1] Y.S. Touloukian ; R.W. Powell ; C.Y. Ho and P.G. Klemens ; **Thermophysical properties of matter**, 1970.
- [Vac\_1] S. Vacquié. **Arc électrique**. Techniques de l'ingénieur. Traité Génie électrique, D2870, 1995.
- [Vig\_1] L. Vignardet ; **Découpage au jet de fluide, Oxycoupage, jet de plasma, laser et jet d'eau sous pression**. Techniques de l'ingénieur, Traité Travaux de métaux, B 7340, 1989.
- [Vil\_1] L.O. Vilarinho and C. Fanara ; **A modified split-anode detector for the study of the anode region of atmospheric pressure arc plasmas**. Meas. Sci. Technol. 2004(15):67–74.
- [Wal\_1] E. Walczuk; **Arc erosion of high current contacts in the aspect of CAD of switching devices**. Proceedings of the Thirty-Eighth IEEE Holm Conference on Electrical Contacts, 1992.

## **AUTEUR**

**Karina HERNANDEZ**

## **TITRE**

**Caractérisation expérimentale de l'interaction arc – matériau : application à l'optimisation des appareils de coupure.**

## **RESUME**

La quantification du transfert d'énergie est un thème primordial pour l'optimisation de nombreux systèmes et procédés tels que la coupure du courant dans un disjoncteur basse tension. L'équipe AEPPT étudie cette thématique depuis de nombreuses années aussi bien d'un point de vue expérimental que numérique par la mise en place de dispositifs expérimentaux et de modèles numériques. A ce jour, les études expérimentales menées ont été réalisées sur une configuration d'arc transféré pour des intensités de courant voisines de la centaine d'ampères. Dans le cadre de ce travail, un nouveau dispositif expérimental permettant de générer un arc impulsionnel de plusieurs milliers d'ampères a été mis en place. Deux approches complémentaires ont été considérées pour la quantification du transfert d'énergie en régime temporel: l'étude de l'interaction de l'arc avec les matériaux utilisés comme électrode et la caractérisation du plasma établi. Des mesures par imagerie rapide, thermographie infrarouge et spectroscopie optique ont été réalisées.

**MOTS CLES** : Plasma thermique, arc impulsionnel, imagerie rapide, spectroscopie optique, interaction arc – matériau

---

## **TITLE**

**Experimental characterization of the arc – material: applied to the optimization of switching devices.**

## **ABSTRACT**

Quantification of energy transfer is an essential theme for optimization of many systems and processes such as low-voltage circuit breakers. The AEPPT team investigates this topic over many years, both from an experimental and theoretical point of view by developing experimental devices and numerical models. To this day, experimental studies have been made on a transferred arc configuration for current values about a hundred amperes. In this work, a new experimental device has been carried out to generate a pulsed arc of several kilo amperes. Two complementary approaches were considered to quantify time-resolved energy transfer: to study the interaction of the arc with the electrode material and to characterize the plasma created. High-speed video analysis has been used, thermographic and spectroscopy measurements were carried out.

**KEYWORDS**: Thermal plasma, pulsed arc, high speed imagery, optical spectroscopy, arc-material interaction