



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*

Discipline ou spécialité : *Physique et ingénierie des plasmas de décharge*

Présentée et soutenue par *Ravo RAMANANTSOA*

Le *28 Septembre 2011*

Titre : *CARACTERISATION EXPERIMENTALE D'UN PLASMA D'ARC
ET DE SON INTERACTION AVEC LES ELECTRODES*

JURY

M. Olivier EICHWALD, Professeur, Université Paul Sabatier, Toulouse (Président)

M. Jean-François COUDERT, Professeur, Université de Limoges (Rapporteur)

M. Dunpin HONG, Professeur, Université d'Orléans (Rapporteur)

M. Charles DE IZARRA, Professeur, Université de Bourges (Examineur)

M. Jean-Jacques GONZALEZ, Directeur de Recherche au CNRS, Toulouse

M. Mathieu MASQUERE, Maître de Conférences, Université Paul Sabatier, Toulouse

Ecole doctorale : *Génie Electrique Electronique Télécommunications*

Unité de recherche : *LAPLACE, UMR 5213*

Directeur(s) de Thèse : *Jean-Jacques GONZALEZ, Mathieu MASQUERE*

Cette thèse a été réalisée dans l'équipe "Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques" du laboratoire LAPLACE de l'Université Paul SABATIER à Toulouse. Elle rentre dans le cadre d'une collaboration entre l'Université de Toulouse et l'Université d'Antananarivo, à Madagascar, dans laquelle j'ai effectué mon parcours universitaire. J'exprime ainsi ma profonde gratitude à tous les membres de cette équipe pour m'avoir accueilli pendant ces quatre années durant lesquelles j'ai pu me concentrer entièrement sur mes travaux de recherches tout en jouissant d'une ambiance conviviale.

Je remercie en particulier Monsieur Jean-Jacques Gonzalez, Directeur de Recherche au CNRS, et Monsieur Mathieu MASQUERE, Maître de conférences de l'Université Paul SABATIER, pour la direction de ce travail mais aussi pour les nombreux conseils tout au long la réalisation de ce travail. Ils m'ont encadré avec beaucoup de patience et de rigueur.

Monsieur Olivier EICHWALD, Professeur de l'Université Paul SABATIER, m'a fait l'honneur de présider le jury à la soutenance de ma thèse, je lui en remercie sincèrement. Je suis également très reconnaissant envers Monsieur Jean-François COUDERT, Professeur à l'Université de Limoges, et Monsieur Dunpin HONG, Professeur à l'Université d'Orléans, pour avoir consacré leurs temps à critiquer et à examiner le contenu de ce travail. Je remercie aussi Monsieur Charles DE IZARRA, Professeur de l'Université de Bourges, d'avoir participé au jury de ma thèse en tant qu'examineur. Je les remercie tous pour la lecture et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon manuscrit.

Les différentes mesures expérimentales ont été possibles grâce à l'assistance et aux aides des personnels techniques du laboratoire. Un très grand merci à Monsieur Pierre FORT, technicien au CNRS, pour son assistance aux différentes manipulations, mais aussi pour la confection et le montage des diverses pièces pour la mise en place des

dispositifs expérimentaux. Merci également à Monsieur Alain BOULANGER du service mécanique pour la préparation des électrodes, à Messieurs Franck MOSSER et Nordine OUAHHABI du service électronique pour l'élaboration des matériels d'acquisitions de données que nous avons utilisés pour les mesures.

J'adresse aussi mes remerciements aux personnes que j'ai côtoyées au laboratoire pendant la réalisation de cette thèse. Merci à Xavier FRANCERIES d'avoir consacré une partie de son temps (extrêmement chargé) pour discuter sur les méthodes inverses et sur des sujets toujours intéressants. Merci à Pierre FRETON, d'abord pour les programmes (recentrage des profils de température, spectro...), mais aussi pour les chansons très enrichissantes. Je n'oublie pas non plus les doctorants et stagiaires qui ont été pour moi plus que des collègues : Estelle, Gaëlle, Julie, Karina, Marie, Méline, Raja, Hugues, Hadi, Jonathan, Juslan, Vins ainsi que les inséparables Christopher et Tommy (Joey et Chandler). Je profite aussi de cette occasion pour remercier mes collègues et amis Dannet, Hery Zo, Zo Alain (et sa femme Monica), Vonjy et Vony avec lesquels j'ai partagé mes peines et mes joies pendant mes années de thèse.

Je garderai des souvenirs inoubliables de ces quatre années passées à Toulouse avec les malagasy que j'ai connus et avec qui j'ai passé de moments agréables ... Merci pour votre amitié!

Merci enfin à mes parents, à mes frères et à ma sœur qui m'ont toujours soutenu, même à distance, pendant ces années de thèse. Merci à Lalaina pour sa présence, son soutien, et sa preuve de patience.

CARACTERISATION EXPERIMENTALE D'UN PLASMA D'ARC ET DE SON INTERACTION AVEC LES ELECTRODES

RESUME

L'arc électrique est utilisé comme source d'énergie dans de nombreux procédés industriels comme la soudure ou la découpe de matériaux métalliques. Dans la plupart de ces applications, la connaissance et la quantification du transfert d'énergie entre le plasma d'arc et les divers constituants du système sont primordiales en vue de mieux contrôler et d'optimiser les procédés. Deux approches complémentaires peuvent être utilisées pour ces études : la modélisation et les mesures expérimentales. Ces travaux de thèses ont consisté à réaliser des mesures sur différentes configurations d'arc transféré avec deux objectifs : le premier d'étudier et de caractériser en fonction du temps l'interaction de l'arc avec les électrodes et les matériaux avoisinants, le second de fournir des jeux de données les plus complets possibles afin de pouvoir valider les modèles. Le transfert d'énergie plasma-électrode est quantifié à partir d'une approche inverse développée en tenant compte de l'aspect temporel. Les mesures expérimentales couplées à ces méthodes ont permis d'obtenir la part d'énergie transférée aux électrodes. Des mesures spectroscopiques ont été effectuées en complément au niveau du plasma pour le caractériser et d'établir ainsi un bilan global de l'énergie mise en jeu.

MOTS CLES : Plasma thermique, arc électrique, transfert d'énergie, interaction arc-matériau, problème inverse de conduction de la chaleur, thermographie infrarouge, spectroscopie.

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF AN ELECTRICAL ARC AND ITS INTERACTION WITH THE ELECTRODE

ABSTRACT

Electrical arc is used as a power supply in many industrial processes such as metal welding or cutting. In most of these applications, the knowledge and the quantification of the energy transfer between the plasma and the components of the system are very important in order to optimize the process. Two complementary approaches can be used for these studies: numerical modeling and experimental measurements. This thesis consisted in making measurements on different transferred arc configurations with two objectives: first to study and characterize the interaction of the arc with the electrodes and the surrounding materials, the second to provide a complete database in order to validate models. The energy transfer is quantified using an inverse approach taking into account the temporal aspect. These experimental measurements combined with our inverse method allowed us to obtain the energy transferred to the electrodes. Spectroscopic and radiative losses measurements were performed to characterize the plasma column and to establish a total energy balance in the system.

KEYWORDS : Thermal plasma, electric arc, energy transfer, arc-material interaction, inverse heat conduction problem, infrared thermography, spectroscopy

TABLE DES MATIERES

Chapitre 1. CHAPITRE INTRODUCTIF	1
1.1- L'interaction plasma-matériau dans les arcs électriques	1
1.2- Les principales applications de l'arc électrique	2
La soudure à l'arc :	2
La découpe à l'arc :	3
La production d'acier	4
La coupure du courant dans les disjoncteurs	5
1.3- Les modèles d'interactions arc-électrodes	7
1.4- Mesures des hauts flux d'énergie dans les plasmas thermiques	12
1.4.1- Les méthodes de mesures directes	12
1.4.2- Les méthodes inverses en thermique – Application aux plasmas thermiques	18
<hr/>	
Chapitre 2. BILAN D'ENERGIE SUR UNE CONFIGURATION UNIDIMENSIONNELLE	23
2.1- Description du problème	25
2.2- Méthode inverse pour un système à une dimension – Méthode de retour vers la surface	26
2.2.1- Résolution de la zone directe	28
Méthode des volumes finis	28
2.2.2- Résolution de la zone inverse	31
2.2.3- Calcul du flux surfacique	33
2.3- Etudes théoriques et validation numérique	34
Influence du positionnement du deuxième capteur	37
Influence du positionnement du premier capteur, résolution temporelle et spatiale	38
Influence du bruit de mesure	44

2.4- Application expérimentale	46
2.4.1- Dispositif expérimental	46
2.4.2- Mesures thermographiques	47
2.4.3- Mesure du flux radiatif de l'arc	51
2.4.4- Résultats expérimentaux	55
2.4.4- Confrontation avec la mesure du flux radiatif de l'arc	59
2.4.5- Bilan de puissance	59

Chapitre 3. BILAN D'ENERGIE SUR UNE CONFIGURATION BIDIMENSIONNELLE

	61
3.1- Les études de l'interaction arc-matériau effectuées dans l'équipe AEPPT	63
3.1.1-Le modèle de Lago	63
3.1.2-Les travaux expérimentaux de Masquère	65
3.1.3-Caractérisation du plasma	66
3.1.4-Caractérisation de l'anode	67
3.1.5-Extension des travaux	69
3.2-Estimation du flux à l'anode par méthode inverse	70
3.2.1-Illustration du problème	70
3.2.2-La méthode des gradients conjugués	71
3.2.3- Application au problème d'estimation de flux	72
Le problème direct	73
Le problème de sensibilité	74
Le problème adjoint	77
3.2.4-Validation numérique	82
Simulation des données de mesure	83
3.2.4.1-Influence du positionnement des capteurs	85
3.2.4.2-Influence de la condition aux limites	89
3.2.4.3-Influence du pas de temps	90
3.2.4.4-Test en présence d'un bruit de mesure	95
3.3-Applications expérimentales	99
3.3-1 Le réacteur	99

3.3-2 Les électrodes	100
3.3-3 Amorçage de l'arc	101
3.3.4- Mesures électriques-Puissance appliquée à l'arc	102
3.4- Caractérisation de l'interaction arc-anode	103
3.4.1- Mesures de température à l'anode	103
3.4.2- Mesures calorimétriques	105
3.4.3- Quantification du transfert d'énergie plasma-anode	108
3.4.5- Chutes anodique et cathodique	113
3.4.6- Puissance transférée à la cathode	117
3.5- Caractérisation du plasma	119
3.5.1- Mesure de la température du plasma	119
La spectroscopie d'émission	120
La méthode de l'émissivité absolue d'une raie	121
La méthode de Fowler-Milne	122
Inversion d'Abel	124
Etalonnage	125
3.5.2- Mesures spectroscopiques dans le plasma	126
Balayage de l'arc à 100A	129
3.5.3- Puissance rayonnée par le plasma	131
<hr/>	
CONCLUSION GENERALE	135
<hr/>	
BIBLIOGRAPHIE	139

Chapitre 1. CHAPITRE INTRODUCTIF

1.1- L'interaction plasma-matériau dans les arcs électriques

Les plasmas sont définis comme étant le quatrième état de la matière. Ce sont des gaz très chauds dans lesquels une partie des atomes ou des molécules est ionisée et permet de conduire l'électricité. Ils sont alors le siège de phénomènes corrélés et complexes faisant appel à plusieurs disciplines de la physique comme la mécanique des fluides, l'électromagnétisme, la thermique, la physique atomique et la chimie réactive. L'arc électrique est un des moyens les plus utilisés pour créer des plasmas thermiques artificiels. Ils sont actuellement présents dans de nombreux procédés et systèmes, ou dans des configurations destinées à des applications plus fondamentales.

Il existe deux approches distinctes mais complémentaires pour étudier les plasmas thermiques : d'un côté on a l'approche numérique basée sur la modélisation du système et d'un autre côté on a les mesures expérimentales. Dans tous les cas, les motivations de ces études sont axées sur la bonne connaissance et la compréhension du comportement des arcs électriques en vue d'étudier la faisabilité ou d'optimiser les systèmes et les procédés. La plupart de ces procédés exploitent les fortes enthalpies du plasma. L'interaction plasma-matériau joue alors un rôle très important et figure parmi les axes d'études relatives à l'étude des plasmas d'arc. Cette interaction est le résultat du transfert d'énergie entre l'arc à très haute température avec les électrodes et les matériaux avoisinants comme les parois.

Cette thèse rentre dans la thématique liée à l'étude du transfert d'énergie plasma-matériau. Elle porte essentiellement sur la caractérisation globale d'un milieu plasma, de son interaction avec un matériau et de la répartition d'énergie sur une configuration d'arc libre.

Dans ce premier chapitre, nous allons introduire des notions préalables et évoquer quelques sujets qui vont nous permettre de situer et de définir les orientations de notre travail. D'abord nous allons mettre en évidence l'importance du transfert d'énergie au travers de quelques applications potentielles de l'arc électrique. Ensuite nous exposerons les différents travaux théoriques de la littérature qui sont relatifs à l'interaction plasma-électrodes ainsi que les moyens expérimentaux existants pour les mesures des hauts flux thermiques échangés lors d'une telle interaction.

1.2- Les principales applications de l'arc électrique

La soudure à l'arc :

La soudure à l'arc est actuellement très utilisée dans le domaine de la métallurgie [Caz_1, Cep_1, Fau_1, Fre_1, Ili_1, Kie_1]. Un arc électrique, établi entre une électrode et les pièces métalliques à souder, génère un plasma de très haute température pour fusionner et unifier les pièces à souder.

On distingue plusieurs variantes de la soudure à l'arc pouvant être classées en deux catégories. La première catégorie regroupe les soudures avec des électrodes enrobées connues aussi sous le nom de SMAW (Shielded Metal Arc Welding) ou MMA (Manual Metal Arc). Les électrodes sont constituées d'un côté par les matériaux à souder et d'un autre côté par une baguette de métal d'apport. La soudure est directement effectuée dans l'air. La baguette est alors enrobée d'un laitier qui, lors de sa fusion, forme une couche protectrice pour éviter l'oxydation du métal (figure 1.1-a).

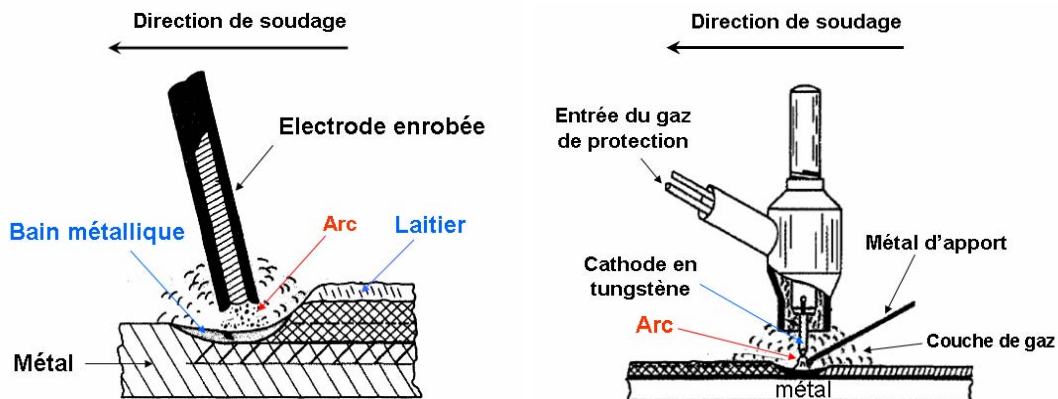


Figure 1.1. a) Soudure MMA . b) Soudure TIG.

La deuxième catégorie comprend les soudures avec des électrodes non fusibles comme le procédé TIG (Tungsten Inert Gas), illustré sur la figure 1.1-b, et le PAW (Plasma Arc Welding). L'arc est généré entre les pièces à souder et une cathode constituée d'un matériau infusible aux conditions opératoires. On utilise généralement une cathode en tungstène pur ou thorié selon les caractéristiques du métal à souder. Ce choix de l'électrode négative permet essentiellement d'améliorer le caractère thermoémisif de la pointe, ce qui facilite l'amorçage de l'arc et assure une meilleure stabilité comparé au cas d'une cathode en tungstène pur. Le

pourcentage en thorium est typiquement aux alentours de 2%. Un gaz inerte est injecté en permanence pour servir de protection contre l'oxydation. La dernière catégorie regroupe les soudures à électrodes fusibles qui sont surtout utilisées en mode semi-automatique. Parmi elles figure la soudure MIG-MAG (Metal Inert Gas-Metal Active Gas) qui fonctionne suivant le même principe que la soudure TIG sauf au niveau de la cathode. En effet, au lieu d'une cathode infusible, un fil massif enroulé dans un dévidoir est amené automatiquement au niveau de l'arc pour constituer le métal d'apport.

La rapidité et la rentabilité de la soudure sont conditionnées par le transfert d'énergie entre le plasma d'arc et les pièces à souder. L'indice d'efficacité du soudage [Kou_1] est défini par :

$$\eta = \frac{P_{\text{transférée}}}{U.I} \quad (1.1)$$

$P_{\text{transférée}}$: Puissance transférée aux matériaux à souder

U : Tension appliquée

I : Courant de l'arc

La qualité de la soudure dépend directement de la profondeur et de la forme de la zone fondue au cours du soudage. Elle est alors fonction du flux thermique fournie aux pièces à assembler et de sa distribution spatiale. A titre d'exemple, pour les soudures TIG, le flux présente une distribution gaussienne avec un maximum de l'ordre 10^7W/m^2 et un rayon de 5mm [Tsai_1, Deb_1]. Ainsi la quantification du flux de chaleur déposée aux matériaux est très importante pour mieux contrôler et optimiser la qualité et le rendement du procédé.

La découpe à l'arc :

La découpe par plasma est surtout utilisée dans l'industrie métallurgique comme la fabrication de pièces pour l'automobile, l'aéronautique ou les matériaux de construction. Elle permet de découper des pièces pouvant atteindre 70mm d'épaisseur avec une précision de l'ordre de 0.2mm et une saignée très fine. La découpe par plasma représente un compromis entre la qualité, la productivité et le coût d'opération ce qui le rend très compétitif par rapport aux autres techniques de coupage thermique (oxycoupage, découpe par laser) [Ili_1]. Ce procédé consiste à produire une fusion localisée sur la zone à découper au moyen d'un plasma d'arc

électrique. La partie fondue est ensuite chassée de la pièce par le soufflage du jet de plasma confiné, la figure 1.2 illustre le principe général d'une découpe à l'arc électrique.

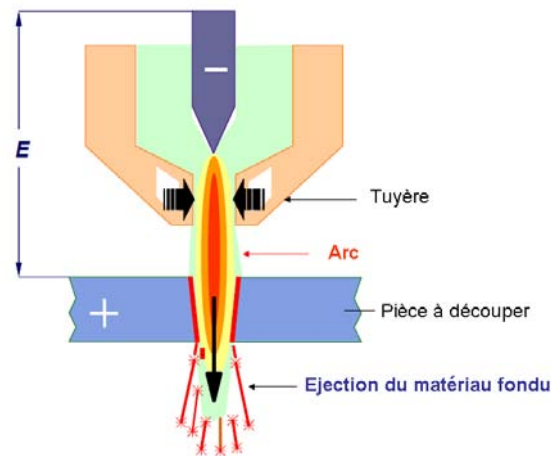


Figure 1.2. Découpe à l'arc électrique.

Ce procédé est très similaire à la soudure par plasma thermique TIG ou PAW à la différence des caractéristiques du plasma et de son interaction avec la pièce à traiter. En effet, la densité du flux de chaleur déposée par le plasma est beaucoup plus élevée et plus concentrée que dans le cas de la soudure, elle atteint typiquement 10^9W/m^2 [Gon_1]. Le plasma doit également avoir une vitesse assez grande pour permettre l'éjection du métal fondu dans la saignée. La géométrie du système est alors conçue de façon à produire un jet de plasma très confiné et adapté aux caractéristiques de la pièce à découper.

Comme dans le cas de la soudure à l'arc, le flux de chaleur doit être maximisé et concentré sur la zone à découper pour avoir une bonne qualité de coupe et pour optimiser l'efficacité de la découpe.

La production d'acier

Le four à arc est un moyen très utilisé en métallurgie pour la production du fer ou de l'acier. Les morceaux métalliques à faire fondre sont chargés dans une chambre en paroi réfractaire et vont constituer une électrode. L'arc électrique est établi entre ces morceaux et une ou plusieurs électrodes en graphite placées au niveau de la voûte de la chambre (figure.1.3).

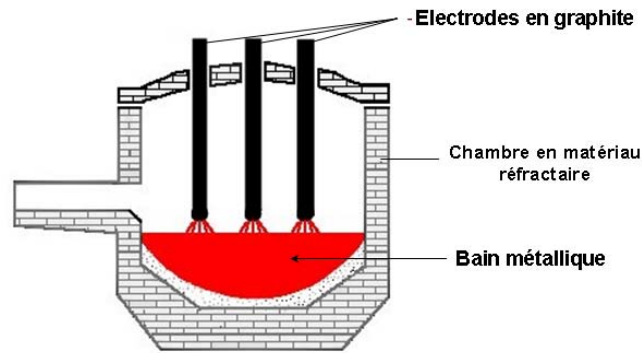


Figure 1.3. Four à arc pour la production d'acier.

L'énergie dégagée par l'arc va amener le métal en phase de fusion. Le bain métallique obtenu est ensuite porté à sa température de coulée pour permettre les différentes opérations métallurgiques. Il existe des fours à courant alternatif et des fours à courant continu dans lesquels la cathode est constituée par l'électrode en graphite. Les fours à courant continu présentent l'avantage de moins consommer l'électrode en graphite et de produire moins de fluctuations dans le réseau électrique environnant.

Par rapport aux autres procédés comme les fours à oxygène [Zha_1, Yos_1] ou les fours à explosion [Stra_1, Pan_1], le principal avantage du four à arc électrique est sa capacité à traiter directement des charges composées de morceaux ou de déchets de fer ou d'aciers. Cela a un impact considérable sur la réduction de la consommation d'énergie caractérisée par l'énergie dépensée par unité de poids traité.

Toutefois, la rapidité et l'efficacité dépendent significativement de la répartition de l'énergie dans le système. Le transfert vers le métal (solide ou liquide) doit être maximisé pour avoir une rapidité et une efficacité de la fusion tandis que le transfert radiatif vers la chambre doit être minimisé pour limiter l'usure de la paroi. Quantifier les différents flux de chaleur permet de connaître la répartition de l'énergie à l'intérieur de la chambre et d'ajuster les différents paramètres opératoires pour augmenter la rentabilité.

La coupure du courant dans les disjoncteurs

L'arc électrique apparaît également dans des applications autre que les procédés. Les disjoncteurs figurent parmi les systèmes les plus courants dans lesquels un arc électrique est présent. Ce sont des dispositifs qui servent à couper le courant dans un réseau électrique. L'interruption du courant peut être volontaire dans certains cas comme lors de la maintenance

au niveau de l'installation. La coupure peut également se faire automatiquement lorsqu'une anomalie est détectée (fuites de courant, excès de courant dus à une surcharge ou un court-circuit sur le réseau). Pour initier la coupure, un système sépare les contacts au travers desquels le courant circule en fonctionnement normal. Cette séparation des contacts entraîne l'apparition d'un arc électrique qui maintient le passage du courant et qui doit être coupé le plus vite possible. Les techniques utilisées ainsi que les capacités de coupure d'un disjoncteur varient selon la gamme de tension considérée. La figure 1.4-a représente la coupe d'un disjoncteur basse tension fonctionnant dans l'air. Après la séparation des contacts, la disposition des contacts fixes et mobiles induit l'apparition d'une force de Laplace qui déplace l'arc vers la chambre de coupure. Cette dernière est constituée de quelques plaques de métal espacées entre elles et qui vont sectionner l'arc en plusieurs segments. En effet, les interfaces arc-plaque, appelées gaines, sont caractérisées par une chute de tension élevée, ce qui augmente la tension de maintien de l'arc et par la suite son extinction.

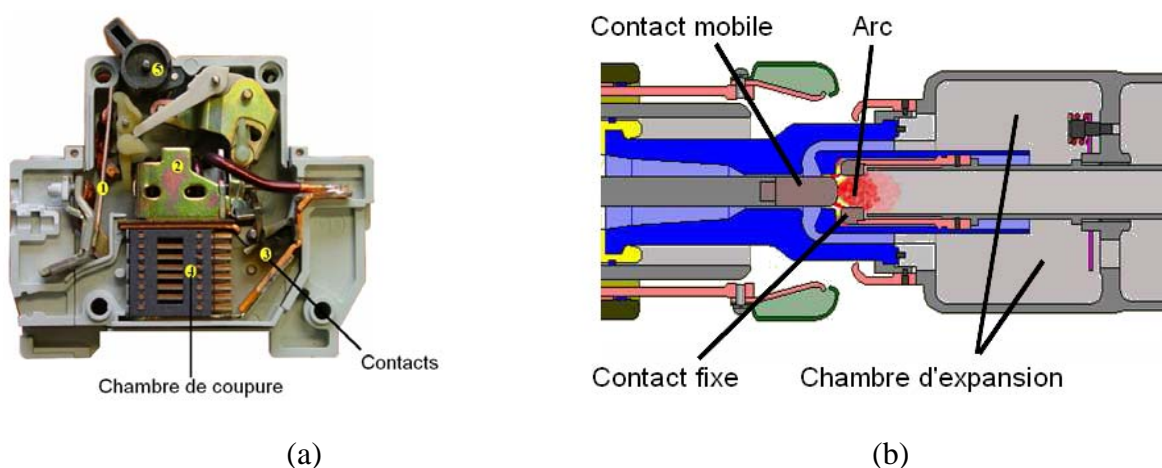


Figure 1.4. a) Coupe d'un disjoncteur basse tension – b) Schéma d'un disjoncteur HT à SF₆.

Il existe plusieurs types de disjoncteurs haute tension (HT). Les plus utilisés actuellement sont les disjoncteurs au SF₆. Leur gamme de fonctionnement s'étend pour des tensions supérieures à 10kV et peuvent atteindre 800kV. La séparation des contacts se fait dans une tuyère en polytétrafluoroéthylène (PTFE) remplie de SF₆ (Figure 1.4-b). Le chauffage au niveau de l'arc induit une augmentation de la température du gaz et de la pression dans une cavité appelée chambre d'expansion. L'ablation de la tuyère par le flux radiatif de l'arc génère la production de vapeurs de PTFE dans le milieu qui renforce ainsi la montée en pression. Lors

du passage du courant par zéro, la pression dans la tuyère diminue et le soufflage induit par la dépression de la chambre d'expansion permet d'éteindre l'arc entre les contacts. Le transfert d'énergie vers la paroi joue un rôle très important pour ce type de disjoncteur. D'un côté, l'ablation de la paroi est nécessaire et favorise l'extinction de l'arc au moment de la coupure. D'un autre côté, elle est une source d'usure et conditionne directement la durée de vie du disjoncteur. La connaissance de la part d'énergie transférée à chaque constituant du disjoncteur est alors nécessaire pour l'étude et l'amélioration des disjoncteurs.

Nous avons pu voir au travers de ces quelques exemples l'importance de la connaissance du transfert d'énergie entre un arc et un matériau. Dans tous les cas, il est primordial de connaître et de contrôler ce transfert d'énergie en vue de maîtriser les différents procédés et systèmes utilisant un arc électrique. Nous allons à présent exposer les principales études théoriques effectuées autour de l'interaction d'un arc électrique avec un matériau, en l'occurrence celui qui sert d'électrode.

1.3- Les modèles d'interactions arc-électrodes

Durant plusieurs décennies, de nombreuses études à la fois théoriques et expérimentales ont permis d'avoir une solide connaissance et une meilleure compréhension de la colonne d'arc notamment sur une configuration d'arc libre [Del_1, Far_1, Hsu_1, Wet_1]. Par contre, les études restent moins avancées du côté de l'interface arc-électrode. La littérature contient néanmoins un certain nombre de travaux relatifs à l'étude théorique de cette interface.

Abrahamson et al [Abr_1] ont étudié le transfert d'énergie entre un arc de grande puissance et une anode en graphite pour les procédés de synthèse d'acétylène par arc électrique. Ils ont étudié deux configurations d'une puissance de 4kW et de 30kW avec l'hydrogène comme gaz plasmagène. Dans leur modèle, seule l'anode et son raccourcissement dû à la forte érosion ont été étudiés. Le seul paramètre de l'arc considéré a été la valeur du courant qui permet de connaître la puissance transférée à l'anode. La puissance déposée à l'anode est supposée comme étant égale à $I(V_a + \Phi)$ où I , V_a et Φ sont respectivement le courant, la chute de tension anodique et le travail de sortie des électrons pour le graphite. Cette puissance est répartie de façon uniforme sur la surface de l'anode en considérant le système comme unidimensionnel. Ils ont fait l'hypothèse que les éléments de carbone érodés entrent très

rapidement en réaction avec l'hydrogène pour produire de l'acétylène, la masse fondue est alors considérée comme étant instantanément sublimée. Ils ont alors pu estimer un taux d'érosion de l'anode. Ces mesures ont été confrontées et validées avec les résultats de mesures expérimentales sur les deux configurations. Pour un courant de 220A, le flux de chaleur déposé à une anode de 7.92mm de diamètre a été estimé à $2.7 \times 10^7 \text{W/m}^2$ entraînant une érosion d'environ 400g/h. Ce modèle n'est applicable que pour une configuration unidimensionnelle, ce qui constitue sa principale limitation.

Un modèle plasma-anode en 2D axisymétrique correspondant à une configuration d'arc libre a été établi par Gonzalez et al [Gon_2] pour étudier l'influence des vapeurs métalliques. Il s'agit d'un plasma d'argon entre une cathode pointe en tungstène et une anode cylindrique en fer. La cathode n'est pas résolue dans le modèle et une condition exponentielle sur la densité de courant est appliquée au niveau de sa pointe. Au sein de l'anode, seule l'équation de l'énergie est considérée. L'interface arc-anode a été traitée de façon simplifiée. Dans cette zone, pour conserver le passage du courant, la conductivité électrique est prise égale à celle du matériau d'anode tandis que les autres propriétés sont celles du plasma d'argon. Les résultats montrent clairement l'influence des vapeurs de fer sur le comportement de l'arc. Les vapeurs métalliques sont responsables d'un refroidissement de la colonne d'arc notamment dans les régions proches de l'anode où la teneur en vapeur est importante. La non prise en compte de cet effet conduit à une surestimation de l'énergie transférée à l'anode et donc de la quantité de métal fondu.

Une étude similaire a aussi été menée dans le cas d'une anode en cuivre par Menart [Men_1]. Au lieu d'imposer un profil de densité de courant exponentiel sur la pointe de cathode, une densité de courant uniforme est appliquée sur le fond et un calcul basé sur les travaux de Lowke et al [Low_1] permet d'obtenir les conditions aux limites à l'interface cathode-plasma. L'interaction avec l'anode a été simulée en imposant différents profils de température à sa surface pour avoir différents taux d'évaporation. La principale conclusion reste la même et mène aux mêmes prédictions que dans [Gon_2]. En contraste avec ces deux auteurs, le modèle établi par Zhao et al [Zha_1] conduit à un échauffement du cœur de l'arc lors de la prise en compte des vapeurs métalliques dans le plasma. Cette différence sur les résultats obtenus provient des données utilisées par Zhao pour les propriétés radiatives. En effet, les propriétés radiatives du plasma, utilisées par cet auteur ne tiennent pas compte de la présence des vapeurs métalliques [Men_1].

Dans le but d'étudier l'efficacité des procédés de soudage par arc électrique, Nishiyama [Nis_1] a modélisé la fusion d'une anode en acier inoxydable par un plasma d'argon. Les interactions complexes et les forces exercées par l'arc sur le bain liquide sont incluses dans le modèle. Le plasma est supposé comme étant de l'argon pur et l'influence des vapeurs métalliques dans le plasma n'a pas été prise en compte. Il a ainsi pu étudier l'influence du courant électrique, de l'angle au sommet de la cathode ainsi que de la teneur en soufre dans le bain métallique. Il a été conclu que la teneur en soufre n'affecte pas les caractéristiques du plasma même au voisinage de l'interface arc-anode. Par contre, la profondeur du bain métallique dans l'anode diminue significativement lorsque le pourcentage du soufre augmente. Nishiyama a aussi montré qu'avec une teneur en soufre élevée, une diminution de l'angle au sommet de la cathode ou une augmentation du courant conduit à un élargissement du bain suivant le rayon de l'anode et réduit sa profondeur.

Dans leurs travaux, Cao et al [Cao_1] ont modélisé un arc transféré à fort courant (500A) et une distance inter-électrode variant entre 100 et 200mm. Une approche comme celle adoptée dans [Gon_2] est utilisée pour traiter l'interface entre le plasma et l'anode. Ils ont conclu que la longueur d'arc n'a pas d'influence majeure sur la colonne d'arc au voisinage de la cathode et que la distance inter-électrodes n'affecte que les zones proches de l'anode. Par contre, du côté anodique, l'augmentation de la distance inter-électrodes conduit à une diminution de la puissance déposée. En augmentant la longueur d'arc de 100mm à 200mm, le profil de la densité de flux à l'anode diminue et s'élargit. Le flux sur l'axe passe de $1.3 \times 10^7 \text{W/m}^2$ à $5.6 \times 10^6 \text{W/m}^2$ et le pourcentage de la puissance transférée à l'anode passe de 31% à 24% de la puissance de l'arc.

Une configuration proche d'un procédé TIG a été modélisée et étudiée à l'aide d'un modèle dans les travaux de Bini et al [Bin_1]. De façon classique, une distribution gaussienne de la densité de courant a été appliquée comme condition à la cathode. Par contre pour la zone anodique, en contraste avec beaucoup de travaux, la chute de tension anodique (V_a) a été négligée à cause de l'incertitude sur sa valeur et son signe pour la configuration considérée. Les caractéristiques du plasma, les densités de courant et de flux thermique ont été calculés pour différentes valeurs du courant électrique et de la longueur de l'arc. Il a ainsi été établi un bilan de puissance dans le système. Pour une distance de 10mm, 75% de l'énergie est transférée à l'anode et le reste est perdu vers la chambre et vers la torche. En passant à une

distance de 20mm, le pourcentage transféré à l'anode diminue à cause de l'augmentation des pertes radiatives au niveau de la colonne d'arc. Les résultats obtenus au niveau du milieu plasma ont été validés par des mesures spectroscopiques. De même les puissances transférées aux différents éléments du système ont été vérifiées par des mesures calorimétriques.

Afin d'étudier l'impact d'un arc de foudre sur un aéronef, Lago et al [Lag_1, Gon_3] ont développé un modèle arc-anode autocohérent dans une configuration tridimensionnelle. La cathode n'a pas été modélisée mais une distribution exponentielle de la densité de courant sert de condition aux limites sur sa pointe. A l'interface arc-anode, une approche similaire à celle adoptée dans [Gon_2] est retenue. Dans un premier temps, un cas 2D axisymétrique a été considéré et les résultats du modèle au niveau de la colonne d'arc ont été validés par les résultats expérimentaux obtenus par [Hsu_1] et de [Sch_1] au niveau du plasma. Pour la région anodique, la densité de flux surfacique à l'anode prédite par le modèle a été confrontée à celle obtenue par les mesures calorimétriques de Nestor [Nes_1]. Lors de l'extension de l'étude à trois dimensions, une force magnétique extérieure a été appliquée pour déflécter l'arc par rapport à son axe naturel, c'est-à-dire par rapport à sa position lorsqu'aucune force extérieure n'est appliquée. La comparaison avec la littérature a montré que la prise en compte de l'interaction avec l'anode, tout en considérant le passage du courant à l'interface, est nécessaire pour prédire correctement la déflexion et le déplacement du pied d'arc [Lag_1, Gon_3]. En effet les propriétés électriques du matériau d'anode interviennent dans les équations à l'interface plasma-anode. En résolvant la conservation du courant électrique dans le domaine de l'anode, il a été mis en évidence l'importance de l'effet joule dans le cas d'un matériau composite mais aussi l'influence des caractéristiques de l'anode sur les propriétés du plasma. Gorchakov [Gor_1] a combiné le caractère autocohérent du modèle développé par Lago avec un modèle de gaine anodique à deux températures [Jen_1] pour décrire l'influence de la présence des vapeurs métalliques.

Enfin un bon nombre de travaux relatifs à l'interaction arc-anode est cité et présenté dans une revue récemment publiée par Heberlein et al [Heb_1]. Cette revue résume de façon non exhaustive la connaissance actuelle de la région anodique pour des courants supérieurs à 50A. Les résultats comme la densité de flux surfacique obtenue par différents auteurs sur une configuration d'arc libre et une torche plasma y sont présentés et discutés.

Côté cathodique, Lowke et al ont proposé une théorie simplifiée pour la description de la cathode en négligeant la gaine cathodique [Low_2]. Il a été conclu que la non prise en compte du chauffage ohmique et de l'ionisation dans la gaine cathodique n'influencerait pas de façon significative le résultat du modèle. Les prédictions de leur modèle permettent de noter que la température maximale, la tension de l'arc ainsi que la température en pointe de cathode ne sont pas affectées par l'hypothèse utilisée à condition d'adopter un maillage optimal près de la cathode. Par exemple, une maille de dimension 50 μ m est utilisée pour un courant de 200A.

Dans les travaux de thèse de Cayla [Cay_1] une théorie plus avancée à l'interface arc-cathode est établie en partant du modèle de Benilov [Ben_1]. La zone gaine/pré-gaine a été simulée avec un modèle à deux températures en prenant en compte le phénomène d'émission secondaire. Le modèle ainsi développé a ensuite été adapté à une configuration d'arc transféré à deux dimensions pour une intensité de courant de 200A.

Les travaux que nous avons cités ci-dessus ne constituent pas une liste exhaustive mais nous permettent de connaître les avancées et les capacités des modèles existants. Cette liste va des modèles simples en une dimension vers des modèles très élaborés considérant des aspects comme la configuration tridimensionnelle, les écarts à l'équilibre thermodynamique local ou la présence du bain liquide à l'anode. Notons qu'à part la comparaison entre les résultats théoriques des différents auteurs, la meilleure validation de ces modèles reste la confrontation à des mesures expérimentales. Pour la colonne d'arc, les mesures spectroscopiques permettent d'avoir le champ de température complet au sein du plasma. Par contre pour l'anode, l'obtention du champ de température complet est moins évidente. Dans beaucoup de cas, la seule comparaison des résultats avec l'expérience se fait au niveau de la quantité globale d'énergie transmise à l'anode en mesurant la puissance totale par calorimétrie [Bin_1, Pfe_1, Mye_1]. Cette méthode de mesure est alors limitée à une estimation quantitative de la puissance totale transférée. Pour une étude plus précise du transfert d'énergie entre un arc et un matériau, il est important de pouvoir mesurer la distribution du flux de chaleur à la surface et ceci constitue l'objet du paragraphe suivant.

1.4- Mesures des hauts flux d'énergie dans les plasmas thermiques

La mesure du flux d'énergie dans les arcs électriques est très délicate à cause de la haute température du milieu et du passage d'un fort courant. L'ordre de grandeur du flux mis en jeu atteint typiquement les 10^7 à 10^8 W/m². Dans ce paragraphe, nous allons voir les différentes techniques existantes pour la mesure expérimentale de ces flux thermiques élevés. Selon les approches adoptées, elles peuvent être classées en deux catégories : les méthodes de mesures dites directes et les mesures par une approche inverse.

1.4.1- Les méthodes de mesures directes

Dans les méthodes dites directes, on regroupe toutes les approches utilisant des capteurs dont le signal est directement proportionnel ou lié par une relation bien définie au flux à mesurer. Dans la littérature, on trouve un certain nombre de dispositifs pour la mesure des hauts flux d'énergie des plasmas thermiques. Ils sont généralement basés sur la mesure de température, ou d'un écart de température, en des points spécifiques du dispositif.

Les premiers capteurs sont des dispositifs à base de fil en tungstène ou en platine dont la relation entre la résistivité électrique et la température est connue [Mas_1, Pfe_2]. Le fil est tenu entre deux supports reliés à un circuit permettant de mesurer sa résistance totale (Figure 1.5-a). La valeur de la résistance donne la température du fil et la vitesse de variation de la résistance reflète la densité de flux thermique moyennée sur toute la longueur du fil. En balayant le plasma avec une vitesse constante, on obtient sur chaque corde à distance x de l'axe les flux thermiques intégrés que l'on convertit en flux radial par inversion d'Abel, tout cela dans l'hypothèse de la symétrie axiale du système. Inspirés du même principe, Pfender [Pfe_2] et Kanzawa [Kan_1] ont utilisé un dispositif similaire mais qui est basé sur la calorimétrie. Au lieu de mesurer la résistance d'un fil, on mesure l'augmentation de température de l'eau qui circule dans un petit tube en cuivre revêtu de pyrex (Figure 1.5-b).

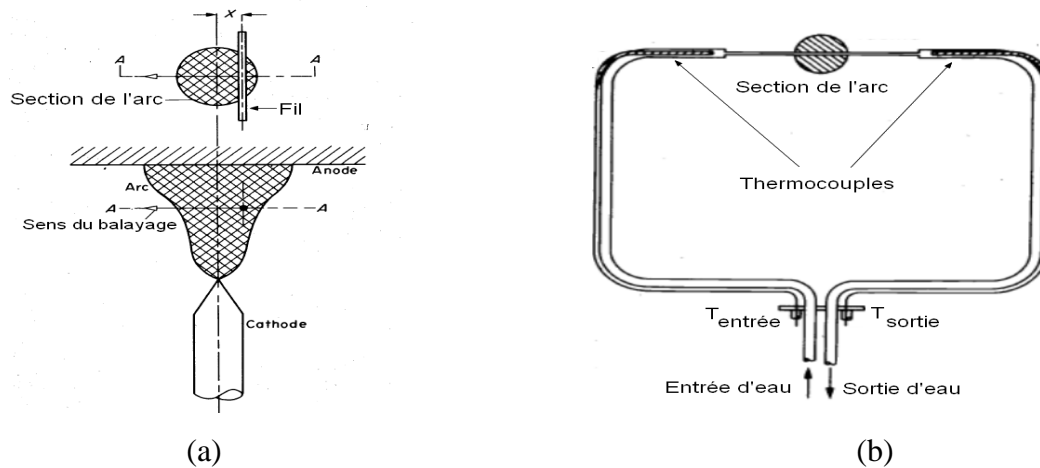


Figure 1-5. a) Capteur de flux à fil. b) Capteur calorimétrique.

Nestor [Nes_1] a pu estimer la distribution spatiale du flux de chaleur déposé à l'anode en divisant l'anode en deux parties égales (Figure 1.6-a). Des mesures calorimétriques permettent de connaître la puissance déposée sur une moitié de l'anode. En déplaçant le plasma de façon continue au dessus de l'anode, on récupère le flux moyen sur une corde à la distance x de l'axe naturel de l'arc. Comme précédemment, en supposant l'axisymétrie de la décharge, une inversion d'Abel permet de passer aux valeurs locales en fonction du rayon. Nestor a ainsi pu estimer la forme du flux surfacique à l'anode pour différentes natures et différentes pressions du gaz plasmagène. Il a été déduit les effets du courant électrique, de la distance inter-électrode, du matériau et de la géométrie de la cathode sur le profil de la densité de flux thermique transféré. Les résultats de ces travaux ont beaucoup servi à la validation des modèles mais également à la confrontation avec d'autres mesures expérimentales [Lag_1, Low_3, Lu_1, Ram_1].

Dans les travaux de Matsumoto [Mat_1], l'anode est divisée en trois parties comme illustré sur la figure 1.6-b. De l'eau circule dans la partie centrale pour obtenir la puissance qui y est déposée par calorimétrie. Comme pour les travaux de Nestor et al, l'arc est en déplacement relatif par rapport à l'anode et balaye les trois parties avec une vitesse connue.

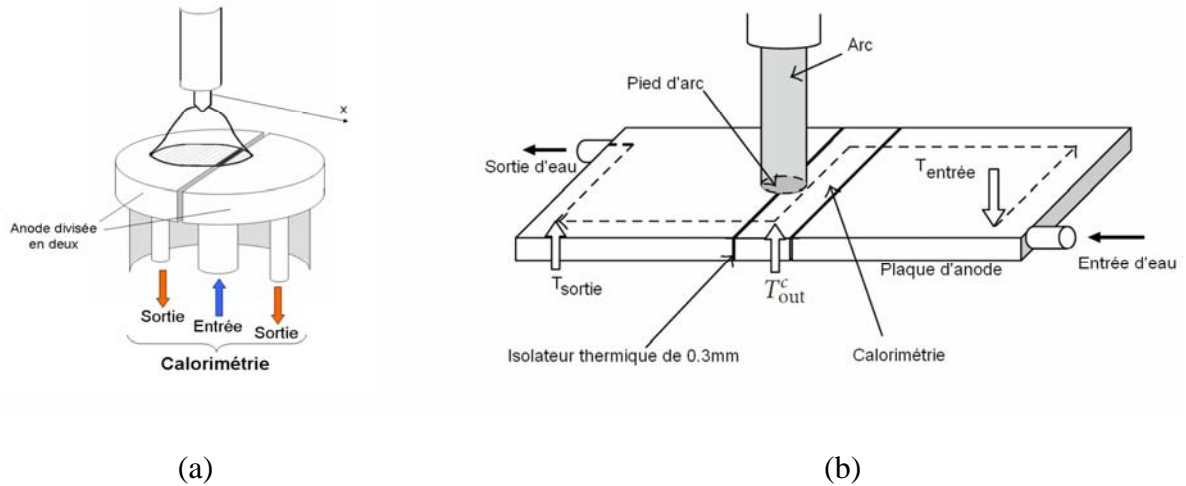


Figure 1-6. a) Dispositif de Nestor. b) Dispositif utilisé par Matsumoto [Mat_1].

Ces techniques permettent d'avoir la distribution spatiale du flux mais nécessitent un balayage de la section de l'arc. Il n'est donc pas possible de faire une acquisition simultanée de la densité de flux déposée sur toute la surface de l'anode, ce qui constitue la principale limitation de leur utilisation.

D'autre part, il existe d'autres dispositifs permettant de mesurer de façon continue la densité de flux thermique en un point. Les capteurs de Gardon [Gul_1, Ché_1], du nom de son inventeur Robert Gardon, sont constitués d'une mince feuille circulaire de matériau thermoélectrique (généralement du constantan) dont la périphérie repose sur un anneau de cuivre refroidi (Figure 1.7-a). Ce contact crée alors une jonction froide entre le cuivre et le constantan. Un fil de cuivre est connecté au centre de la feuille et forme une deuxième jonction chaude. La tension mesurée entre les deux jonctions est alors l'image de la différence de température entre le centre de la feuille exposée au flux et la périphérie refroidie par l'anneau de cuivre.

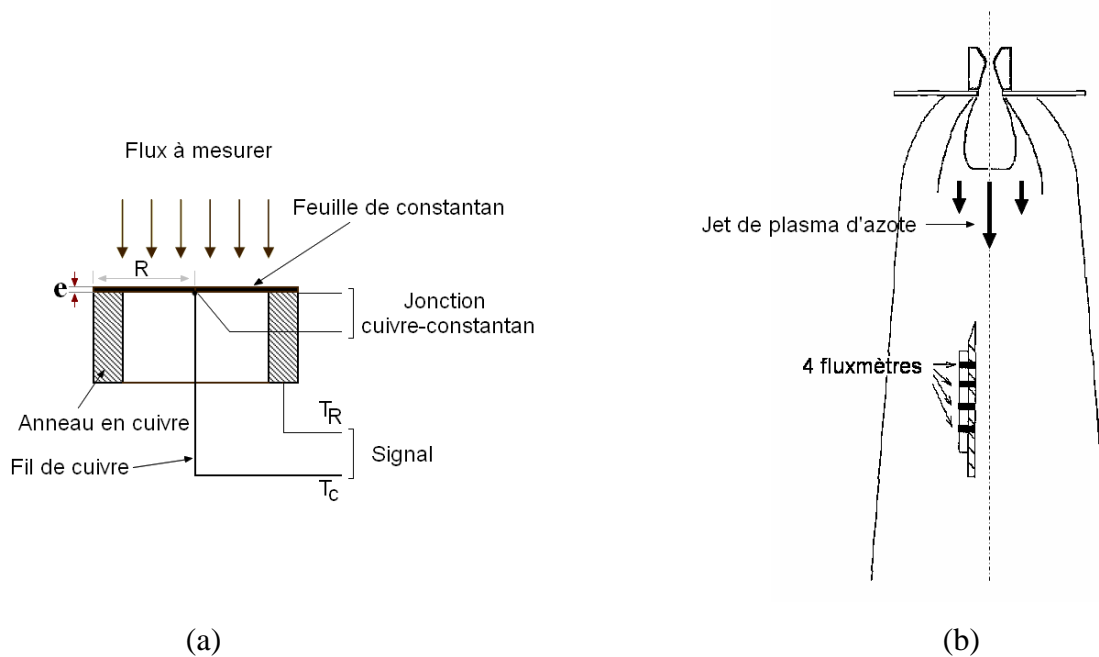


Figure 1.7. a) Capteur de Gardon b) Mesure de flux thermique dans un jet de plasma d'azote [Che_1]

En régime stationnaire, le flux incident moyen est directement proportionnel à la différence de température mesurée et est donné par la relation :

$$q = \frac{T_c - T_R}{(R^2 / 4\kappa e)} \quad (1.2)$$

où T_c et T_r sont respectivement les températures au centre et au bord ; R , κ et e sont le rayon, la conductivité thermique et l'épaisseur du constantan.

En régime transitoire, la fréquence d'acquisition doit être supérieure à la constante de temps du système définie par :

$$\tau = \frac{R^2}{8a} \quad (1.3)$$

Dans cette expression, a représente la diffusivité thermique du constantan, c'est-à-dire sa capacité à propager la chaleur.

Chéron et al [Che_1] ont utilisé quatre capteurs de ce type pour mesurer le flux de chaleur pariétal et son évolution axiale dans un jet de plasma d'azote (Figure 1.7-b). Dans leur travail,

bien que la relation entre les signaux délivrés par les thermocouples et le flux soit bien connue, ils ont calibré les capteurs pour tenir compte des éventuels défauts de contact au niveau des jonctions.

On distingue également les sondes à thermopile fine [Gul_1, Ven_1]. Le flux arrive sur une surface mince en contact thermique avec une mince barrière d'épaisseur δ avec une conductivité bien connue (Figure 1.8). On utilise généralement du Kapton avec une conductivité thermique d'environ 0.2 W/m.C. De par sa géométrie large et mince, la conduction thermique dans la barrière est unidimensionnelle. La différence de température à travers la barrière est mesurée par une thermopile dans laquelle plusieurs jonctions chaudes et froides sont connectées en opposition de façon à avoir une tension mesurable. La sortie est alors proportionnelle au flux de chaleur en surface.

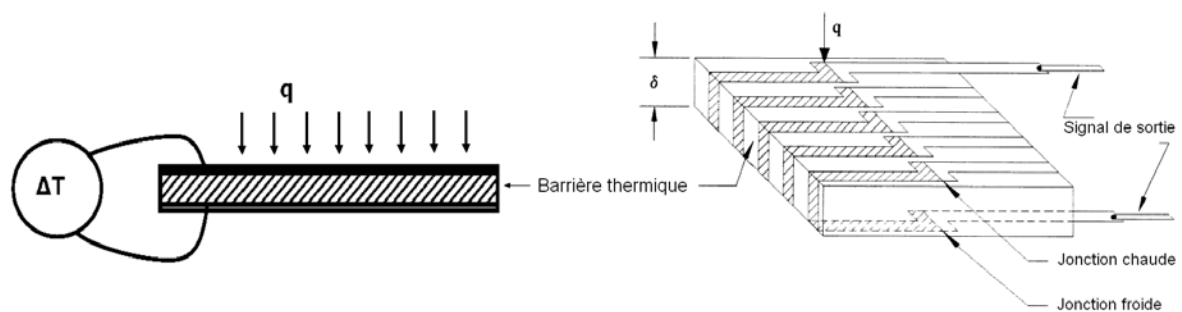


Figure 1.8. Capteur à barrière thermique fine avec thermopile.

Une autre catégorie de capteurs regroupe ceux basés sur le stockage d'énergie. Ils sont généralement désignés sous le nom de "slug calorimeter" [Ven_1]. Le principe d'un tel capteur est illustré sur la figure 1.9-a. Un thermocouple est connecté à une masse thermique de référence enfoncée dans un substrat. Une face de la masse est exposée au flux et ses autres faces sont isolées thermiquement. Le flux thermique absorbé à la surface chauffe la masse thermique dont la diffusivité doit être élevée pour permettre à la température de s'homogénéiser et de se stabiliser le plus vite possible. Dans ces conditions, l'augmentation de température ainsi mesurée donne directement la valeur du flux de chaleur. Le principal inconvénient de ces types de sondes est surtout leur temps de réponse trop élevé.

Une amélioration à ce problème est obtenue avec les "null point calorimeter" [Gul_1]. Dans ce cas, la masse thermique est insérée jusqu'à une faible distance de la surface du substrat et

elle est isolée par une chambre d'air pour mieux favoriser la conduction axiale (Figure 1.9-b). Le thermocouple est placé à l'extrémité (appelé null point) pour mesurer la température qui est supposée égale à celle de la surface. Contrairement aux capteurs à thermopile décrits précédemment (Figure 1.9-a), sa longueur suffisamment grande pour pouvoir considérer un système semi-infini. La densité de flux thermique est alors donnée par la relation :

$$q = \sqrt{\frac{\rho C_p \kappa}{\pi}} \left(\frac{T(t)}{\sqrt{t}} + \frac{1}{2} \int_0^t \frac{T(t) - T(\tau)}{(t - \tau)^{3/2}} d\tau \right) \quad (1.4)$$

où ρ, C_p et κ sont respectivement la masse volumique, la chaleur spécifique et la conductivité thermique de la masse thermique. $T(t)$ est la température mesurée par le thermocouple au cours du temps.

Le temps d'exposition de ces capteurs doit être limité pour que la chaleur n'atteigne pas l'autre extrémité de la masse thermique. Inspirés de cette technique, Lohle et Battaglia [Loh_1, Bat_1] ont développé et calibré un dispositif spécifique qui leur a permis de mesurer des flux de plusieurs dizaines de MW/m² dans un jet de plasma.

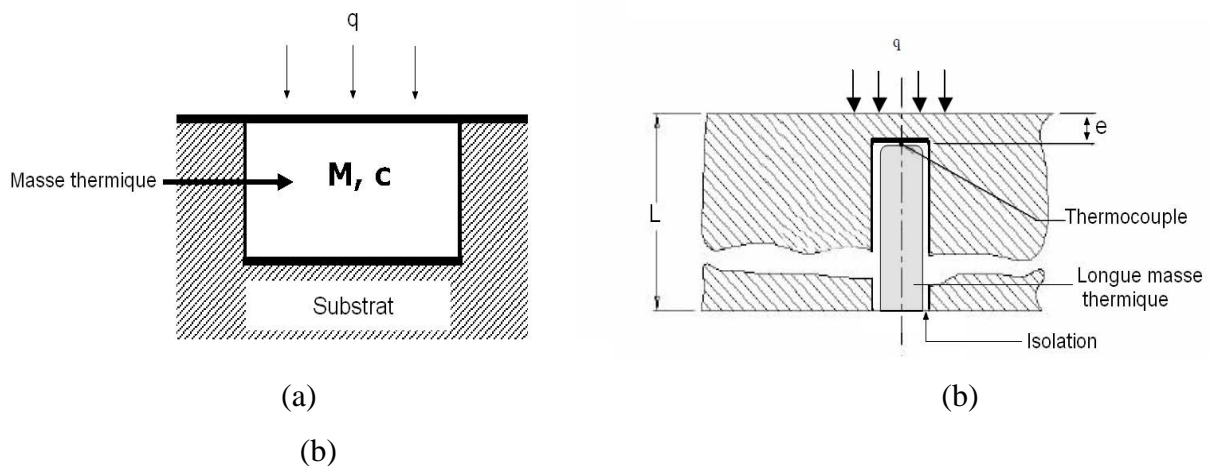


Figure 1.9. a) Capteur à masse thermique b) Principe d'un "null point calorimeter"

Une revue sur les capteurs de hauts flux d'énergie peut être trouvée dans [Gul_1]. Néanmoins les différents types que nous venons de citer résumant plus ou moins les principales catégories dans le domaine des hauts flux thermiques.

Pour chaque type de capteur que nous venons de présenter, l'obtention du flux est basée sur la mesure d'un gradient de température dans un matériau connu, de l'augmentation de

température d'un fluide calorimétrique ou sur l'augmentation de température d'un accumulateur thermique au cours du temps. Chaque technique convient ou non selon les conditions dans lesquelles les mesures doivent être faites. Certaines permettent d'avoir la distribution spatiale plutôt que l'évolution temporelle, réciproquement les autres permettent une mesure temporelle mais ponctuelle. Dans le cas d'un arc électrique, l'utilisation de la plupart des sondes thermiques reste très délicate et très restreinte. En effet, le temps d'exposition est limité pour ne pas endommager le dispositif et éviter une éventuelle saturation. En outre, pour une configuration d'arc transférée, la présence de la sonde perturbe les mécanismes comme le passage du fort courant ou l'interaction entre le plasma et le matériau d'anode. Une solution alternative permettant de contourner les divers problèmes mentionnés ci-dessus fait appel à la notion de problème inverse que nous présenterons dans le paragraphe suivant.

1.4.2- Les méthodes inverses en thermique – Application aux plasmas thermiques

Par définition, un problème est dit direct si l'on cherche à déduire les effets dus à des sollicitations bien connues. Contrairement, un problème inverse consiste à déterminer la cause à partir de ces conséquences. Dans le cadre d'une problématique inverse, la grandeur inaccessible directement est alors estimée à partir d'autres grandeurs mesurables mais qui ne sont pas forcément proportionnelles à la valeur à estimer.

Le problème inverse de conduction de la chaleur ou PICC peut consister à une identification de fonction comme la détermination de la chaleur spécifique C_p ou de la conductivité thermique κ d'un matériau. Il peut aussi s'agir d'une estimation de paramètres tels que l'état initial d'un système, une source volumique, des conditions aux frontières comme les coefficients d'échange convectif ou la distribution des densités de flux thermique sur une surface. La grandeur mesurée est généralement la température en un ou plusieurs points à l'intérieur du matériau.

Les problèmes inverses sont mathématiquement mal posés au sens de Hadamard (existence, unicité et stabilité de la solution) [Had_1]. Les problèmes d'estimation de flux thermique sont surtout caractérisés par l'instabilité et la non-unicité de la solution. En effet, le caractère mal posé vient du phénomène de propagation et d'atténuation d'un signal au fur et à mesure qu'il pénètre dans le matériau. Une grande variation du flux engendre une petite variation de température au point de mesure et inversement. Ainsi la moindre inexactitude causée par une

erreur d'arrondi ou un bruit de mesure peut entraîner une très grande variation de la valeur à estimer. C'est là que la notion de sensibilité aux points de mesure est très importante car c'est un des principaux critères qui conditionnent la stabilité de l'inversion.

Il existe des travaux effectués sur la résolution analytique PICC comme dans [Bur_1]. Ces méthodes sont souvent restreintes à des cas unidimensionnels et surtout très sensibles aux bruits ce qui limite leur utilisation. Avec les progrès et l'augmentation des moyens de calcul informatique, les méthodes numériques ont pratiquement supplanté les méthodes analytiques. Les méthodes numériques passent généralement par la résolution d'un problème direct. Cette résolution est basée sur un modèle mathématique qui décrit les phénomènes physiques dans le système et simule son comportement vis-à-vis des grandeurs à estimer. Il existe de nombreuses méthodes de résolution selon la nature du PICC considéré. On distingue les méthodes pas à pas comme celles décrites dans [Ray_1, Hen_1, Sou_1, Sot_1]. Elles permettent de reconstruire de manière rétrograde le profil temporel du flux incident sur la surface à partir de deux points de mesures dans un solide. La notion de températures futures introduit un biais dans l'algorithme et assure la stabilité de la solution. Ces méthodes non itératives sont limitées sur la dimension du problème. Une seconde catégorie rassemble les techniques basées sur la minimisation d'une fonction coût caractérisée par les écarts entre des températures mesurées et les températures calculées par le modèle. Le PICC est alors réduit à un problème d'optimisation. En général, dans le domaine de la thermique, les méthodes des gradients sont bien adaptées et conduisent à des solutions adéquates et en particulier l'algorithme des gradients conjugués [Abo_1, Jar_1, Nas_1, Nor_1]. Nous verrons ce point en détail au chapitre 3.

Les PICC couvrent un très large domaine d'applications comme la météorologie, le génie civil [Nas_1] et bien d'autres encore. La littérature ne contient cependant que peu de travaux sur son application pour la mesure d'énergie dans les plasmas thermiques. En 1984, Katz et Rubinsky [Kat_1] ont utilisé une méthode inverse unidimensionnelle permettant de connaître la position de l'interface solide-liquide dans des problèmes comme le procédé de soudage mais leur travail s'arrête à des études théoriques et des tests numériques. Hsu et Rubinsky [Hsu_2] ont mené une étude similaire mais étendue à un problème à deux dimensions. Avec des mesures de températures effectuées dans le matériau à souder, ils ont pu déterminer la position au cours du temps de la frontière entre les zones solide et liquide ainsi que la distribution de température dans le solide. Silva et al [Sil_1] et Masquère [Mas_2] ont mis en

place des méthodes basées sur l'algorithme des gradients conjugués couplé à une approche adjointe. Silva a appliqué la méthode pour déterminer le profil et l'évolution temporelle du flux thermique délivré à la pièce métallique lors d'un procédé de soudure GTAW. Il a montré que l'application expérimentale de la méthode conduit à des résultats appropriés même en négligeant les effets de changement de phase et des pertes radiatives. Quant aux travaux de Masquère, ils portent sur l'application de l'algorithme pour remonter à la densité de chaleur à la surface de l'anode dans un réacteur à arc transféré. Au travers de ses études théoriques, il a mis en évidence l'efficacité et la performance de la méthode des gradients conjugués et l'a comparé avec la méthode des moindres carrés qui reste limitée aux problèmes non linéaires. Il a ensuite monté un dispositif expérimental permettant de l'appliquer sur une configuration d'arc libre. Les mesures ont été faites à 70A, 80A, et 90A et les valeurs ainsi déduites ont été confrontées aux résultats du modèle théorique établi par Lago [Lag_1]. Ces travaux sont limités à un régime stationnaire.

Bien que ce ne soit pas en rapport direct avec les arcs électriques, les travaux de Guo [Guo_1] ont aussi montré l'efficacité de la méthode de gradients conjugués pour la résolution des PICC. Pour estimer la source de chaleur et la distribution énergétique dans un matériau au cours du soudage par faisceau d'électrons, il a utilisé cette méthode qui semble donc être bien adaptée aux problèmes à fort gradient thermique.

Afin de contrôler le transfert d'énergie sur les composants face au plasma et optimiser l'évacuation d'énergie dans un tokamak, la résolution du PICC a été utilisée pour mesurer la puissance et le flux de chaleur déposés par le plasma [Gar_1, Car_1, Cor_1]. Les hauts flux thermiques atteignant plusieurs MW/m² sont alors estimés à partir des données calorimétriques, des températures issues de thermocouples ou de mesures thermographiques.

Nous avons vu au travers de ce chapitre l'importance du rôle joué par le transfert d'énergie entre le plasma d'arc et les électrodes sur une configuration d'arc. Pour cela, de nombreuses études théoriques et modèles ont été développés. On a pu voir dans la littérature un certain nombre de travaux théoriques et expérimentaux relatif à l'étude de l'interaction arc-électrodes. Les études bibliographiques que nous avons menées ont permis de voir que les études théoriques sont déjà très avancées. Nombreux sont les modèles qui prennent en compte l'ensemble du domaine constitué par l'arc et les électrodes ainsi que les différents phénomènes à l'interface, mais ces modèles souffrent d'une grande lacune au niveau des données nécessaires pour leur validation. Concernant les mesures expérimentales, l'ensemble des travaux réalisés ont permis de caractériser le milieu plasma ou le matériau d'électrodes

mais pas les deux simultanément. D'autre part, la plupart des mesures ont été réalisées en régime stationnaire. Il en résulte que la littérature ne contient pas de résultat expérimental avec un bilan complet sur une configuration d'arc électrique.

Par rapport à cela, l'équipe Arc Electrique et Procédés Plasma Thermique (AEPPT) du laboratoire LAPLACE s'intéresse à l'étude de cette interaction arc-matériau. Dans ce cadre, les travaux de thèse de F.Lago ont consisté à développer un modèle mathématique permettant de décrire un plasma d'arc électrique tout en tenant compte de son interaction avec le matériau d'anode. Le modèle a été validé par confrontation avec les résultats expérimentaux donnés dans la littérature. Cependant, faute de données, les résultats du modèle au niveau du milieu plasma et au niveau du domaine anodique ont du être validés séparément avec différents travaux associés à différentes configurations. De ce fait, l'équipe a décidé de mener des études expérimentales pour mesurer le champ de température de la colonne d'arc en même temps que la répartition du flux thermique déposé à la surface de l'anode en régime stationnaire. Ceci a fait l'objet des travaux de thèse de M.Masquère [Mas_2] dont les résultats ont permis de valider partiellement le modèle d'interaction de Lago.

La présente thèse constitue une continuité des travaux de l'équipe dans cette thématique. Elle consiste à mettre en place un dispositif expérimental pour réaliser des mesures globales sur différentes configurations d'arc transféré afin d'étudier notamment le transfert d'énergie plasma-électrodes et de fournir un maximum de jeu de données pour les modèles. Pour atteindre cet objectif, nous avons du mettre en place une méthodologie pour pouvoir réaliser les différentes mesures et arriver à une caractérisation simultanée de l'arc et des électrodes, le tout en régime temporel.

Nous avons choisi d'adopter une approche progressive pour atteindre cet objectif. Ainsi dans un premier temps, nous allons partir d'une étude simplifiée en une dimension. L'intérêt d'une telle configuration vient surtout de la simplicité de sa mise en œuvre. Par ailleurs bon nombre de cas réels peuvent être traités de manière convenable par un modèle unidimensionnel. Cela fera l'objet du chapitre 2 de notre travail.

Dans le troisième chapitre, nous poursuivrons notre étude sur une configuration bidimensionnelle en régime temporel. Il s'agit de la continuité des travaux de thèse de Masquère [Mas_2] effectués en régime stationnaire. Des études théoriques et des tests numériques seront effectués dans une première étape pour vérifier l'efficacité de la méthode

inverse face au problème à traiter. Des mesures seront ensuite réalisées sur une configuration d'arc libre pour appliquer la méthode à des données expérimentales. En complément à l'étude sur l'échange thermique avec les électrodes, nous allons procéder à des mesures spectroscopiques et des pertes radiatives pour caractériser le milieu plasma.

Chapitre 2. BILAN D'ENERGIE SUR UNE CONFIGURATION UNIDIMENSIONNELLE

Après avoir présenté l'étude bibliographique synthétisant les travaux autour de l'interaction plasma-matériau, nous allons dans cette partie présenter les études expérimentales effectuées sur une configuration à une dimension. Elles portent sur la quantification du transfert d'énergie entre un arc électrique et les électrodes sur une configuration unidimensionnelle en régime temporel. Les études sur une telle configuration sont à priori simples à mettre en œuvre et ne nécessitent pas un calcul lourd et complexe. Néanmoins cette étape n'est pas sans importance. En effet, un bon nombre d'applications peuvent être étudiées à travers une configuration à une dimension. C'est par exemple le cas des électrodes minces avec une bonne conductivité thermique (cathode en tungstène, électrodes en tige de graphite...) ou des matériaux de surface large soumise à un flux uniforme (parois d'un réacteur tokamak par exemple). Cette étape va également nous permettre d'appréhender les difficultés de mise en œuvre et les précautions nécessaires qui resteront applicables à des configurations plus complexes.

Après une description du problème et de la méthode utilisée, nous allons développer les études théoriques partant de l'établissement de l'algorithme jusqu'aux études paramétriques. La méthode sera ensuite couplée à des mesures expérimentales effectuées sur un réacteur à arc transféré.

2.1- Description du problème

Dans le domaine du transfert thermique, un problème direct consiste en la résolution de l'équation de la chaleur pour obtenir l'évolution du champ de température dans un milieu en connaissant les conditions aux limites et les différents paramètres du système. Toute autre situation appartient à la famille des PICC (Problème Inverse de Conduction de la Chaleur).

Ici notre but est de déterminer l'évolution du flux de chaleur incident à la surface des électrodes en graphite pour une configuration d'arc transféré. Pour cela nous devons passer par une méthode basée sur la résolution d'un problème inverse comme l'indique la figure 2.1.

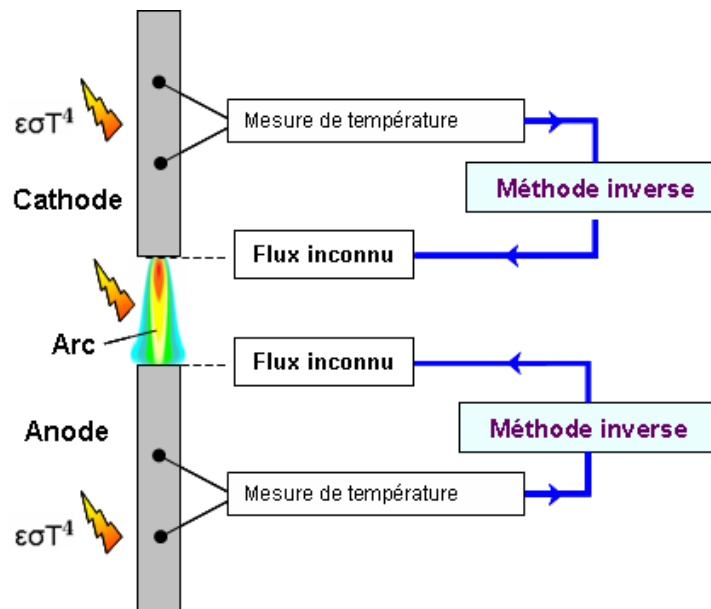


Figure 2.1. Problème inverse d'estimation de flux.

Les électrodes sont des barres de graphites de 6mm de diamètre et de 7cm de longueur. La géométrie et les dimensions de ces électrodes permettent de supposer que la propagation de la chaleur se fait majoritairement suivant la direction axiale, le système est alors assimilé à une configuration unidimensionnelle. Les électrodes sont également supposées indéformables et non érodées. L'échange convectif entre la surface latérale des électrodes et le milieu ambiant est négligé. Par contre, vu que le graphite est un matériau très émissif, nous avons pris en compte le rayonnement dans notre étude.

2.2- Méthode inverse pour un système à une dimension – Méthode de retour vers la surface

Différents types de méthodes inverses ont été développées au cours de ces dernières années pour résoudre les problèmes inverses de conduction thermique sur un système à une dimension. Dans une première catégorie, on peut regrouper les méthodes d'inversion analytiques. Dans cette catégorie, on distingue les méthodes exactes comme celle développée par Burgraff [Bur_1]. Elle permet de déduire le flux thermique à la surface d'un matériau à partir de la solution analytique exacte de l'équation de la chaleur. Les méthodes analytiques sont actuellement très peu utilisées pour la résolution des problèmes inverses. En effet, elles sont généralement très sensibles aux bruits de mesures et souvent limitées à des problèmes linéaires, ce qui fait qu'elles ne sont pas très appropriées à des applications expérimentales. La deuxième catégorie rassemble les méthodes numériques. Il est difficile de citer de manière exhaustive les différents travaux et les différentes méthodes numériques relatives à la résolution des problèmes thermiques inverses [Ali_1, Bec_1, Hen_1, Jar_1, Mol_1, Ray_1, Sas_1, Shi_1, Sot_1, Sou_1, Tal_1]. Le plus souvent les algorithmes d'inversion sont couplés à des techniques de régularisation pour limiter l'influence des bruits de mesures sur les résultats.

De nombreuses méthodes sont basées sur la minimisation de l'écart entre des températures calculées et celles mesurées, on caractérise cet écart par une fonctionnelle appelée fonction coût. Dans ce cas, les techniques de régularisation les plus utilisées sont la régularisation de Tikhonov [Tik_1] et la régularisation itérative [Ali_1, Bar_1]. La régularisation de Tikhonov consiste à ajouter un terme de pénalisation à la fonction coût à minimiser et d'apporter une certaine souplesse à la reconstitution. Pour la régularisation itérative, la minimisation qui se fait de manière itérative est stoppée lorsqu'un seuil dépendant de la nature et de l'amplitude des bruits de mesure est atteint.

Il est certain que pour un type de problème donné, une méthode sera plus ou moins bien adaptée et plus efficace qu'une autre. Toutefois, l'ajustement des paramètres de stabilisation permet aux différentes approches d'avoir des résultats satisfaisantes. Ainsi d'une façon générale, on ne peut pas faire une classification formelle des nombreuses méthodes existantes.

Beck [Bec_1] a développé une méthode de spécification de fonction qui reconstruit successivement les flux surfaciques à chaque pas de temps. Cette méthode fait appel au concept de températures futures qui introduit un biais dans l'algorithme et stabilise le résultat.

Cette méthode reste très stable pour des pas de temps très petits et sert de référence dans beaucoup de travaux [Bec_2, Bec_3, Lin_1, Ray_1, Sun_1, Zab_1].

Une méthode de retour vers la surface a été développée par D'Souza [Sou_1]. A partir de deux points de mesure, le domaine est divisé en deux zones : la zone directe délimitée par les points de mesures et la zone inverse entre le premier point et la surface active. La première étape de la méthode consiste à résoudre l'équation de la chaleur pour obtenir le champ de température dans la zone directe. Avec une approche de type différences finies, la deuxième étape consiste à déterminer une relation explicite qui permet de calculer successivement la température à chaque point du domaine depuis le premier point de mesure jusqu'à la surface. La dernière étape est le calcul du flux de chaleur à partir du gradient de température à la surface. Cette méthode a surtout l'avantage d'être simple à mettre en place.

Dans cette étude, nous allons utiliser la méthode décrite par Raynaud [Ray_1, Ray_2]. Cette méthode est une combinaison de la méthode de D'Souza et de la méthode séquentielle de Beck. Il en résulte une méthode de retour vers la surface stable, rapide et simple à implémenter. Sur la figure 2.2, le domaine représentant l'électrode est discrétisé et divisé en deux zones comme nous l'avons mentionné ci-dessus. Le premier point de mesure, assimilé à un capteur de température, est placé à la distance E de la surface. La résolution des zones directe et inverse et le calcul du flux surfacique qui constituent les trois étapes de la méthode sont décrits dans le paragraphe suivant.

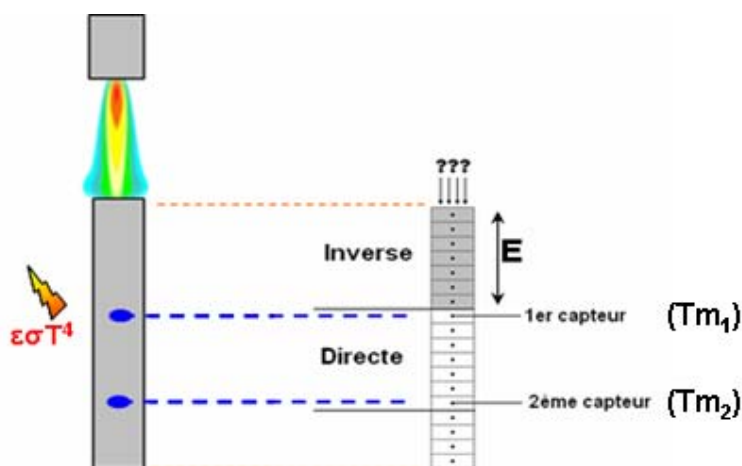


Figure 2.2. Application de la méthode de retour vers la surface aux électrodes

2.2.1- Résolution de la zone directe

La première étape du calcul consiste en la résolution de la zone directe. Cette terminologie désigne la région délimitée par les deux points de mesures T_{m1} et T_{m2} . Les températures prélevées à ces points de mesures sont appliquées comme conditions aux limites du domaine.

Etant donnée l'émissivité élevée du graphite, les pertes par rayonnement sur la surface latérale des électrodes sont importantes et doivent être prises en compte dans le calcul. Nous avons également le chauffage par effet Joule au sein du matériau. Toutefois, avec la valeur de la résistivité électrique du type de graphite que nous avons utilisé ($2.4 \times 10^{-6} \Omega.m$ d'après les données fournies par le constructeur), le chauffage par effet Joule reste non significatif par rapport au flux thermique déposé par l'arc aux électrodes. En effet, pour un courant de 50A, correspondant à une puissance totale de 1200W, les pertes par effet Joule au niveau des deux électrodes représentent une puissance inférieure à 20W.

Toute méthode numérique permettant de résoudre l'équation du transfert thermique peut alors être utilisée pour obtenir le champ de température entre les deux points. Le choix de la méthode utilisée pour cette résolution n'influe pas sur le résultat de l'inversion [Ray_2]. Nous avons choisi d'utiliser la méthode des volumes finis [Pat_1] qui est conservative et bien adaptée à notre problème. Cette méthode est basée sur la conservation du flux entrant et sortant d'un volume donné. Nous allons voir les grandes lignes de cette méthode et son application à notre configuration.

Méthode des volumes finis

Le domaine spatial est subdivisé en plusieurs cellules de taille Δx . De même, le temps est discrétisé en plusieurs intervalles Δt . Une cellule est caractérisée par son centre P, les faces w et e ainsi que ses cellules voisines centrées en W et en E (Figure 2.3).

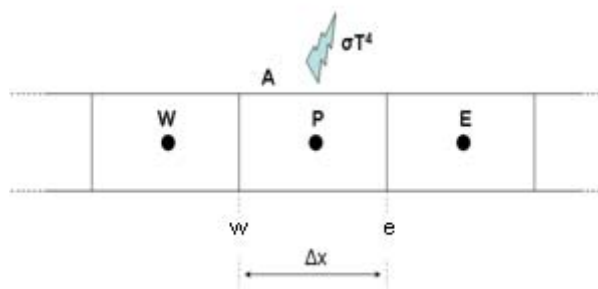


Figure 2.3. Volume de contrôle pour un problème à une dimension.

Pour la cellule située au point P, l'équation de la chaleur 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

ρ : masse volumique du milieu

C_p : chaleur spécifique

u : vitesse d'écoulement au point P

κ : conductivité thermique

S_p : source (ou puits) de puissance volumique dans la cellule

Le terme S_p représente ici un puits de chaleur due aux pertes radiatives du matériau. Il correspond à la perte de chaleur par unité de volume dans la maille P. Pour obtenir ce terme, l'électrode cylindrique est assimilée à un domaine unidimensionnel. En effet, une portion cylindrique de l'électrode, centrée en un point P, émet sur sa surface latérale une puissance totale de $2\pi r \varepsilon \sigma T_p^4$ où r , ε , σ et T_p sont respectivement le rayon du cylindre, son émissivité totale, la constante de Stefan-Boltzmann et la température au point P. Nous assimilons cette perte surfacique à une perte homogène moyennée au sein du cylindre. On a alors une perte volumique moyenne S_p donnée par :

$$S_p = - \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_p^4}{r} \quad (2.2)$$

L'équation (2.1) devient

$$\rho \cdot C_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial T_p}{\partial x} \right) - \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_p^4}{r} \quad (2.3)$$

Cette équation est ensuite discrétisée et intégrée entre les deux faces w et e pendant l'intervalle de temps compris entre t^0 et $t^1 = t^0 + \Delta t$. Dans la discrétisation, le flux entrant $\left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right)_e$ et le flux sortant $\left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right)_w$ sont remplacés respectivement par $\kappa_e \left(\frac{T_E - T_p}{\Delta x} \right)$ et $\kappa_w \left(\frac{T_p - T_w}{\Delta x} \right)$. κ_e et κ_w sont les conductivités thermiques aux faces e et w. Etant donné que

nous sommes dans le cadre d'un problème non linéaire, la valeur de la conductivité thermique en un point dépend de la température. Ainsi κ_e et κ_w sont obtenues en prenant la valeur moyenne de la conductivité thermique au point P et celles de ses voisins. Pour la variation temporelle, la température à l'instant t^1 considéré est notée T_P et celle à l'instant précédent t^0 est notée T_P^0 .

Après intégration, on obtient :

$$\rho \cdot C_P (T_P - T_P^0) \frac{\Delta x}{\Delta t} = \kappa_e \left(\frac{T_E - T_P}{\Delta x} \right) - \kappa_w \left(\frac{T_P - T_W}{\Delta x} \right) - \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_P^4}{r} \Delta x \quad (2.4)$$

$$\left(\rho \cdot C_P \frac{\Delta x}{\Delta t} + \frac{\kappa_e + \kappa_w}{\Delta x} \right) T_P = \frac{\kappa_e}{\Delta x} T_E + \frac{\kappa_w}{\Delta x} T_W - \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_P^4}{r} \Delta x + \rho \cdot C_P \frac{\Delta x}{\Delta t} T_P^0 \quad (2.5)$$

On a alors une équation de la forme :

$$a_P T_P = a_E T_E + a_W T_W + S_P \Delta x + a_P^0 \quad (2.6)$$

Les coefficients a_P , a_W , a_E , et a_P^0 sont appelés coefficients de Patankar avec :

$$a_E = \frac{\kappa_e}{\Delta x} \quad (2.7)$$

$$a_W = \frac{\kappa_w}{\Delta x} \quad (2.8)$$

$$a_P = a_E + a_W \quad (2.9)$$

$$a_P^0 = \rho \cdot C_P \frac{\Delta x}{\Delta t} T_P^0 \quad (2.10)$$

Finalement on obtient :

$$T_P = \frac{a_E T_E + a_W T_W + S_P \Delta x + a_P^0}{a_P} \quad (2.11)$$

De façon itérative, cette équation est appliquée successivement pour balayer tous les points du maillage à chaque pas de temps. Ce calcul permet alors d'obtenir le champ de température complet et son évolution dans la zone directe.

2.2.2- Résolution de la zone inverse

Cette zone est délimitée par le premier point de mesure T_{m_1} et la surface à l'interface arc-matériau où le flux est recherché. Sa résolution se fait par une reconstruction pas à pas du champ de température en partant de la maille située à la position du point de mesure jusqu'à la maille située à la surface. L'obtention de la température sur chaque point est basée sur l'établissement du bilan d'énergie au niveau de la maille correspondante. Pour illustrer cette méthode, la figure 2.4 nous montre la discrétisation spatio-temporelle du domaine constitué par les zones directe et inverse.

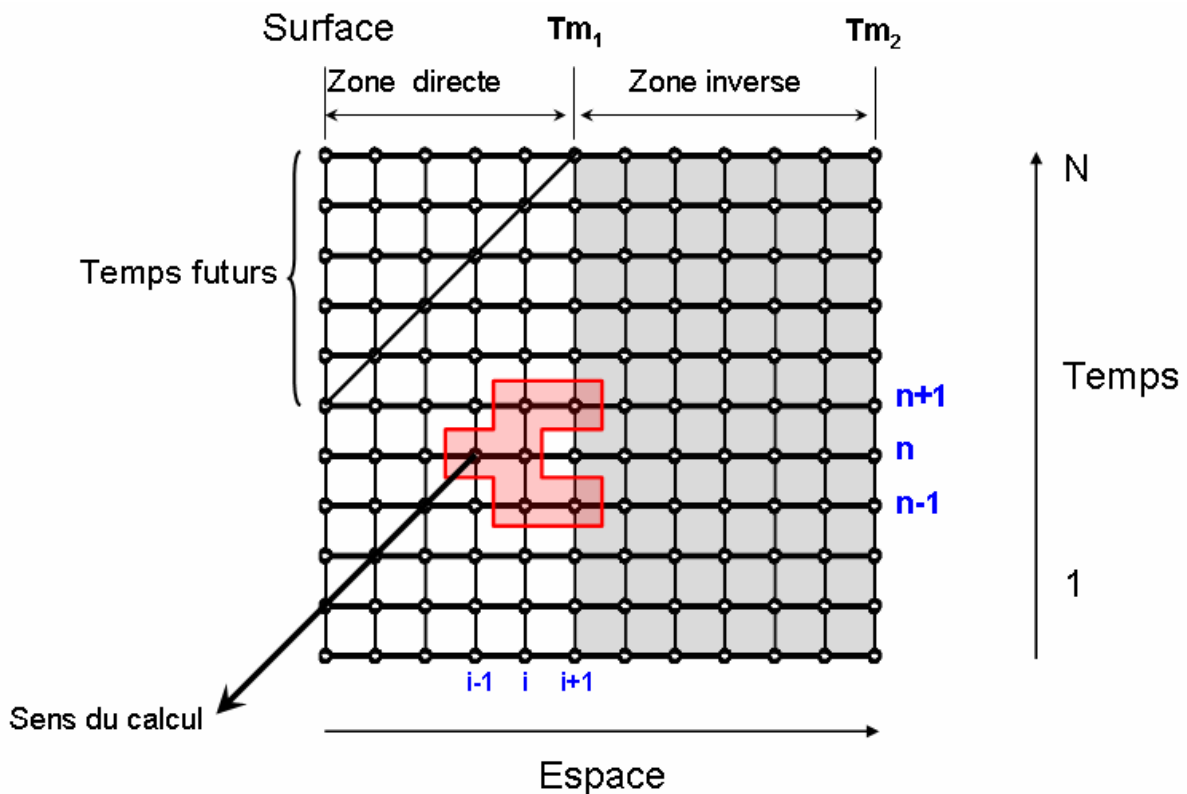


Figure 2.4. Schéma de l'algorithme de la méthode de retour vers la surface.

Sur la figure 2.5, nous avons représenté une maille i , de volume V_i , délimitée par sa surface latérale A et les deux sections droites S_1 et S_2 qui la séparent de ses mailles voisines.

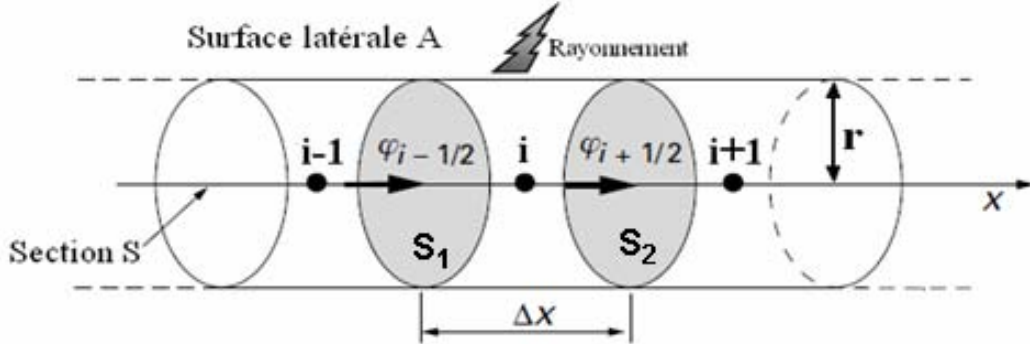


Figure 2.5. Bilan d'énergie au niveau d'une maille.

A un instant n donné, le bilan d'énergie sur cette maille est obtenu en considérant les différents flux d'énergie entrant et sortant comme indiqué sur la figure 2.5. Le flux entrant correspond au flux par conduction $\phi_{i-1/2}$ à travers la section S_1 . Les flux sortants sont constitués par le flux par conduction $\phi_{i+1/2}$ et le flux rayonné $\varepsilon\sigma(T_i^n)^4$ sur toute la surface A . La différence entre les flux entrant et sortant conduit à la variation temporelle de la température (échauffement ou refroidissement) de la maille i . Le bilan au nœud i s'écrit alors :

$$\rho C_p V_i \frac{\Delta T_i^n}{\Delta t} = S_1 \cdot \phi_{i-1/2}^n - S_2 \cdot \phi_{i+1/2}^n - A \varepsilon \sigma (T_i^n)^4 \quad (2.12)$$

Par la suite, le flux sortant $\phi_{i+1/2}$ à l'instant n est approximé par la moyenne du flux à l'instant précédent $n-1$ et à l'instant suivant $n+1$:

$$\phi_{i+1/2}^n = \frac{\phi_{i+1/2}^{n-1} + \phi_{i+1/2}^{n+1}}{2} \quad (2.13)$$

Cette approximation permet de prendre en compte la température à "l'instant futur" par l'intermédiaire de $\phi_{i+1/2}^{n+1}$. Cela introduit un biais temporel qui permet à la méthode de donner un résultat stable. Une différence centrée est ensuite utilisée pour exprimer les différents flux en fonction des températures.

$$\varphi_{i-1/2} = -\kappa_{i-1/2} \frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta x} \quad (2.14)$$

$$\varphi_{i+1/2} = -\kappa_{i+1/2} \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta x} \quad (2.15)$$

Les conductivités thermiques $\kappa_{i-1/2}$ et $\kappa_{i+1/2}$ sont calculées respectivement pour les températures $\frac{T_{i-1} + T_i}{2}$ et $\frac{T_i + T_{i+1}}{2}$.

Avec ces différentes transformations, nous obtenons finalement l'expression de la température au point $i-1$ à l'instant n :

$$\begin{aligned} T_{i-1}^n = & \frac{1}{2} \left[\frac{\kappa_{i+1/2}^{n+1}}{\kappa_{i-1/2}^n} + \frac{\rho C_i^n \Delta x^2}{\kappa_{i-1/2}^n \Delta t} \right] (T_i^{n+1}) + \frac{1}{2} \left[\frac{\kappa_{i+1/2}^{n-1}}{\kappa_{i-1/2}^n} - \frac{\rho C_i^n \Delta x^2}{\kappa_{i-1/2}^n \Delta t} \right] (T_i^{n-1}) - \frac{1}{2} \left[\frac{\kappa_{i+1/2}^{n+1}}{\kappa_{i-1/2}^n} \right] (T_{i+1}^{n+1}) \\ & - \frac{1}{2} \left[\frac{\kappa_{i+1/2}^{n-1}}{\kappa_{i-1/2}^n} \right] (T_{i+1}^{n-1}) + T_i^n + \frac{2\Delta x^2}{R \kappa_{i-1/2}^n} (\varepsilon \sigma (T_i^n)^4) \end{aligned} \quad (2.16)$$

Le calcul de la température T_{i-1}^n fait intervenir les températures $T_i^n, T_i^{n-1}, T_{i+1}^{n-1}, T_i^{n+1}$ et T_{i+1}^{n+1} . La formule (2.16) est appliquée sur chaque maille en partant du premier point de mesure jusqu'à la surface sur laquelle on cherche à estimer le flux. En analysant la figure 2.4, on peut noter que le calcul de la température surfacique T_1 à l'instant n utilise des températures futures dont le nombre dépend de la position du premier capteur par rapport à la surface et des résolutions spatiale et temporelle adoptées. Cela résulte de la transformation dans l'équation (2.13) qui introduit le concept de temps futur dans l'algorithme. Cette approche conduit à un lissage temporel dans la méthode et assure la stabilité du résultat.

2.2.3- Calcul du flux surfacique

En faisant un bilan d'énergie sur la première maille de largeur $\frac{\Delta x}{2}$, on obtient :

$$\varphi_1^n = \rho (C_p)_1^n \frac{\Delta x}{2} \left[\frac{T_1^{n+1} - T_1^{n-1}}{2\Delta t} \right] + \kappa_{i+1/2}^n \left[\frac{T_1^n - T_2^n}{\Delta x} \right] \quad (2.17)$$

Généralement, le premier terme (terme temporel) est négligeable devant le second (terme de diffusion) [Ray_2]. Le flux surfacique est alors simplement calculé par l'équation de Fourier :

$$\varphi_1^n = \kappa_{1+1/2}^n \left[\frac{T_1^n - T_2^n}{\Delta x} \right] \quad (2.18)$$

Nous venons de présenter en détails les différentes étapes et l'établissement de la méthode de retour vers la surface. A partir de l'algorithme de cette méthode, nous avons mis en place un modèle inverse que nous utiliserons pour estimer les flux déposés par l'arc sur nos électrodes. Mais avant d'utiliser le modèle sur notre configuration expérimentale, nous avons effectué des études théoriques que nous allons voir dans le paragraphe suivant.

2.3- Etudes théoriques et validation numérique

Pour que la méthode puisse reconstruire correctement le flux recherché, deux conditions majeures et indirectement corrélées à travers la résolution temporelle doivent être vérifiées :

(1) Le premier critère conditionne la faisabilité de l'inversion [Ray_2]. Pour cela on définit le pas de temps caractéristique Δt_i tel que :

$$\Delta t_i = a \frac{\Delta t}{E^2} \quad (2.19)$$

où E est la distance séparant le premier capteur de la surface active. La grandeur "a" représente la diffusivité thermique, c'est-à-dire la capacité du matériau à transmettre un signal de température d'un point à un autre, et détermine l'inertie thermique. Le terme $a\Delta t$ caractérise ainsi la propagation dans le matériau d'un signal appliqué à sa surface pour chaque pas de temps. Etant donné que la sensibilité du capteur décroît exponentiellement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la surface, le pas de temps caractéristique Δt_i doit être gardé à une valeur assez élevée pour permettre au signal d'atteindre le capteur avec un niveau acceptable et sans retard significatif. Cette contrainte est d'autant plus stricte que les bruits de mesures sont importants. D'après Raynaud [Ray_2], on peut rencontrer trois situations en fonction de Δt_i :

- Si $\Delta t_i > 1$, l'inversion est très facile et la température de la surface peut être obtenue avec une simple extrapolation des températures aux deux points de mesure.
- Si $1 > \Delta t_i > 10^{-2}$, l'impact des erreurs et leur amplification au cours du retour vers la surface est faible et l'inversion reste commode.
- Si $10^{-2} > \Delta t_i > 10^{-3}$, la faisabilité de l'inversion est très critique. Dans ce cas il faut que les bruits de mesures soient extrêmement faibles ou que la variation de la température mesurée au cours du temps soit significative pour ne pas être noyée par les bruits.

(2) Le deuxième critère conditionne la stabilité de la méthode. Elle est définie par le nombre de Fourier M tel que :

$$M = a \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \quad (2.20)$$

D'après la figure 2.4, le nombre de temps futur régularisant la méthode est obtenu par le rapport entre le pas de temps Δt et le pas du maillage Δx . Ainsi, pour une position de capteur fixée, le nombre de Fourier M permet de caractériser la stabilité de la méthode en tenant compte de la diffusivité du matériau. La valeur de ce nombre adimensionné est très importante et permet de choisir la résolution spatiale dans la zone inverse. D'après Raynaud [Ray_2], M doit strictement avoir une valeur supérieure à l'unité pour assurer la stabilité au niveau des résultats. Cet auteur a établi ces valeurs critiques pour Δt_i et M à partir de ses années d'expériences et d'une étude de sensibilité qu'il a effectuée. Ces critères sont donc à utiliser à titre indicatif et leurs valeurs limites peuvent dépendre de la configuration considérée, de la forme du flux à estimer et des conditions aux limites du domaine.

Avant d'appliquer la méthode à des mesures expérimentales, nous avons effectué des tests numériques afin de valider la méthode, vérifier son efficacité et voir l'influence des différents paramètres pour notre configuration. Nous avons considéré pour cela un modèle de barre de graphite de longueur $L=4\text{cm}$ et de rayon $r=3\text{mm}$ (Figure 2.6). La conductivité thermique et la chaleur spécifique du graphite que nous avons utilisées sont tracées sur la figure 2.7.

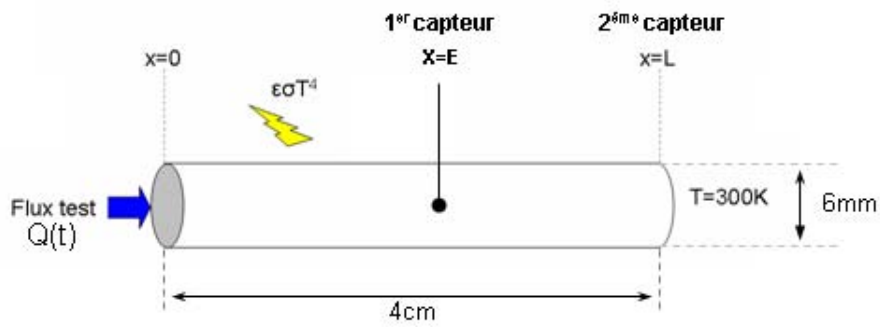


Figure 2.6. Géométrie du modèle

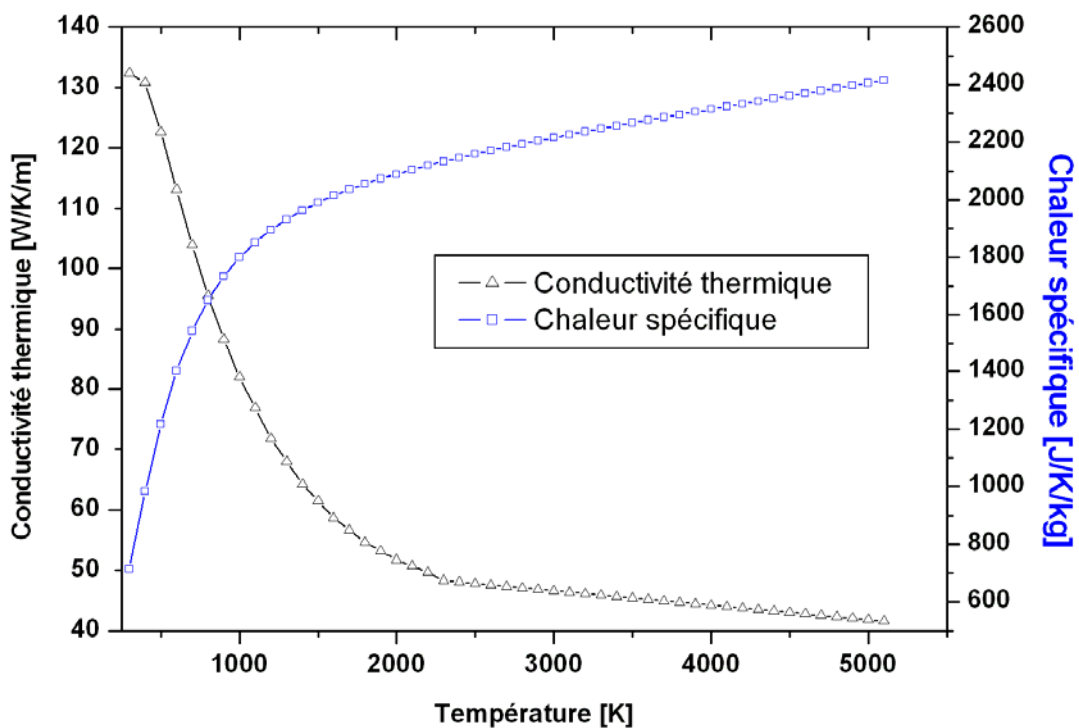


Figure 2.7. Conductivité thermique et chaleur spécifique du graphite.

On suppose que la surface latérale rayonne avec une émissivité totale $\epsilon=0.9$. La température à l'extrémité ($x=L$) est fixée à une température $T_L=300K$. A la surface en $x=0$, nous avons appliqué un flux théorique $Q(t)$ dont l'évolution au cours du temps est tracée sur la figure 2.8. Ce profil a été choisi pour nous mettre dans des conditions proches de ce que l'on aura sur notre configuration expérimentale à savoir des hauts flux de chaleur ($\sim 10^7 W/m^2$) avec d'importantes variations temporelles.

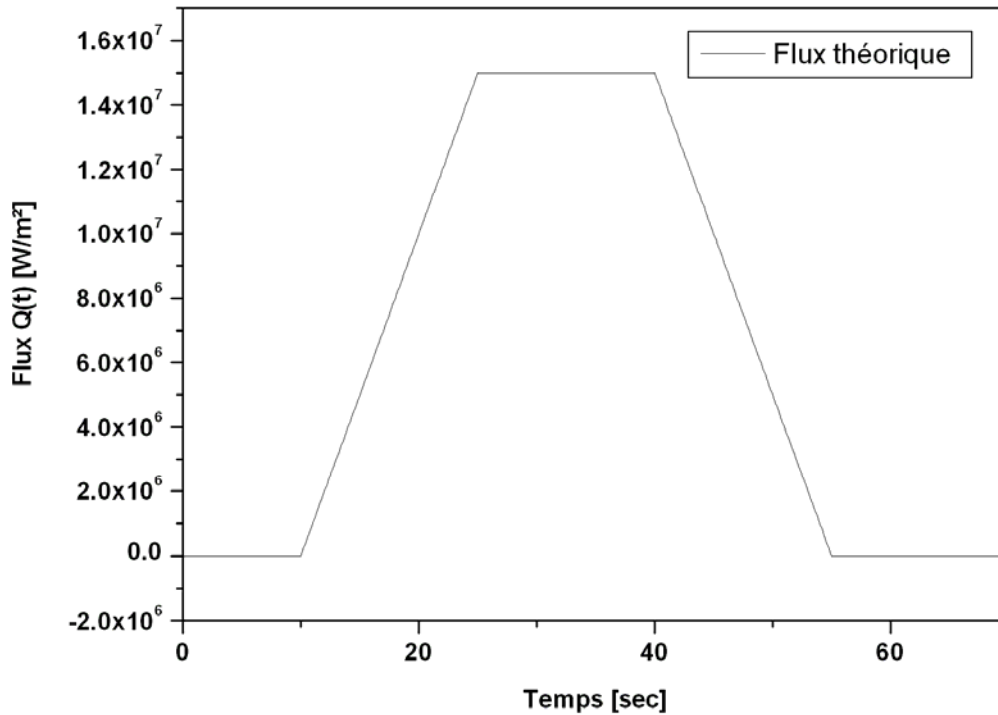


Figure 2.8. Profil du flux thermique utilisé pour tester la méthode inverse.

La résolution du problème par un modèle direct permet d'obtenir le champ de température dans la barre pour tous les pas de temps. Les températures sont prélevées en $x=E$ et en $x=L$ pour simuler une mesure de températures. Ces valeurs vont servir de données et seront injectées dans le modèle inverse afin de tester son aptitude à reconstituer le profil de flux appliqué.

Influence du positionnement du deuxième capteur

Le premier test de cette étude paramétrique a été effectué que le positionnement du deuxième capteur T_{m2} . Nous avons d'abord voulu vérifier que l'emplacement du deuxième capteur n'affecte pas le résultat obtenu avec le modèle [Ray_2]. Pour cela, nous avons placé le premier point de mesure à 10mm de la surface active et nous avons effectué des tests en plaçant le deuxième point de mesure sur différentes distances, le pas de temps considéré étant de 500ms. Sur la figure 2.9, nous avons tracé le flux test appliqué au modèle direct et les résultats reconstitués par le modèle inverse.

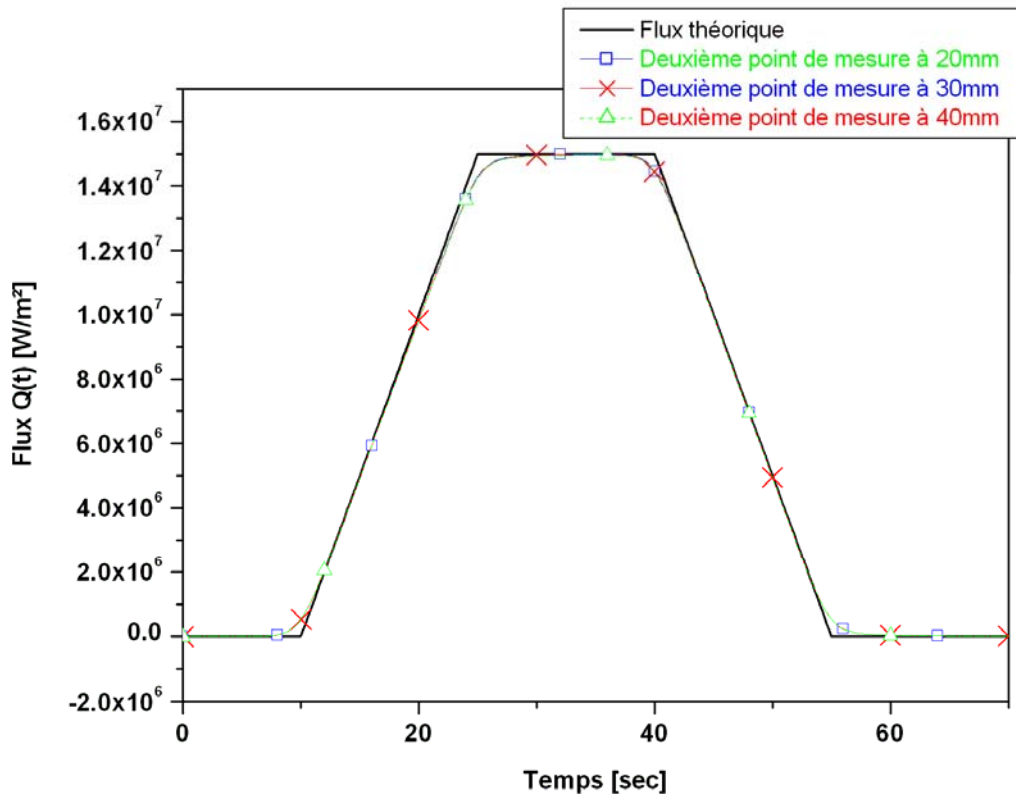


Figure 2.9. Flux estimé avec différentes positions du deuxième point de mesure

Les résultats montrent que le profil de flux estimé par le modèle est quasiment indépendant de la position du deuxième capteur. Celui-ci sera alors placé à l'extrémité située à 40mm de la surface pour toute la suite de notre étude théorique.

Influence du positionnement du premier capteur, résolution temporelle et spatiale

Dans un second temps, nous avons étudié l'influence des autres paramètres de modèle inverse, il s'agit de la position du premier capteur E , la résolution temporelle Δt et la résolution spatiale Δx . Etant donné ces paramètres sont corrélés par les relations (2.19) et (2.20), il est plus judicieux d'étudier l'influence du pas de temps pour différents emplacements du premier capteur tout en considérant une résolution spatiale fixe. Elle sera alors fixée à $\Delta x=0.2mm$ pour l'ensemble de nos tests.

Etude paramétrique avec un positionnement du premier capteur T_{m_1} à 10 mm de la surface

Avec un capteur T_{m_1} placé à 10mm de la surface d'application du flux, nous avons tracé sur la figure 2.10 les profils reconstitués par la méthode avec des pas de temps de 1000ms, 500ms et 100ms. Le tableau 2.1 donne les valeurs des critères M et Δt_i correspondants à ces différentes résolutions temporelles.

Résolution spatiale Δx	Résolution temporelle Δt	Pas de temps caractéristique Δt_i	Nombre de Fourier M
0.2mm	1000ms	3.6×10^{-1}	100
	500ms	1.8×10^{-1}	50
	100ms	3.6×10^{-2}	10

Tableau 2.1. Valeurs des paramètres et des critères correspondants pour un capteur à 10mm

A cette profondeur, la reconstruction ne pose pas de problème particulier. Nous pouvons observer que lorsqu'on prend une résolution temporelle de 500ms, un bon accord est obtenu entre le profil recherché et reconstruit. Lorsque la résolution temporelle est affinée à un pas de temps de 100ms, le modèle permet de mieux reconstruire les fines variations du flux recherché. On peut alors noter lorsque l'on affine la résolution temporelle, on améliore la précision au niveau du résultat. En effet, nous avons vu dans le paragraphe 2.2.2 que la méthode introduisait un lissage temporel dans le calcul et que plus le pas de temps est grand, plus le flux obtenu tend à être lissé.

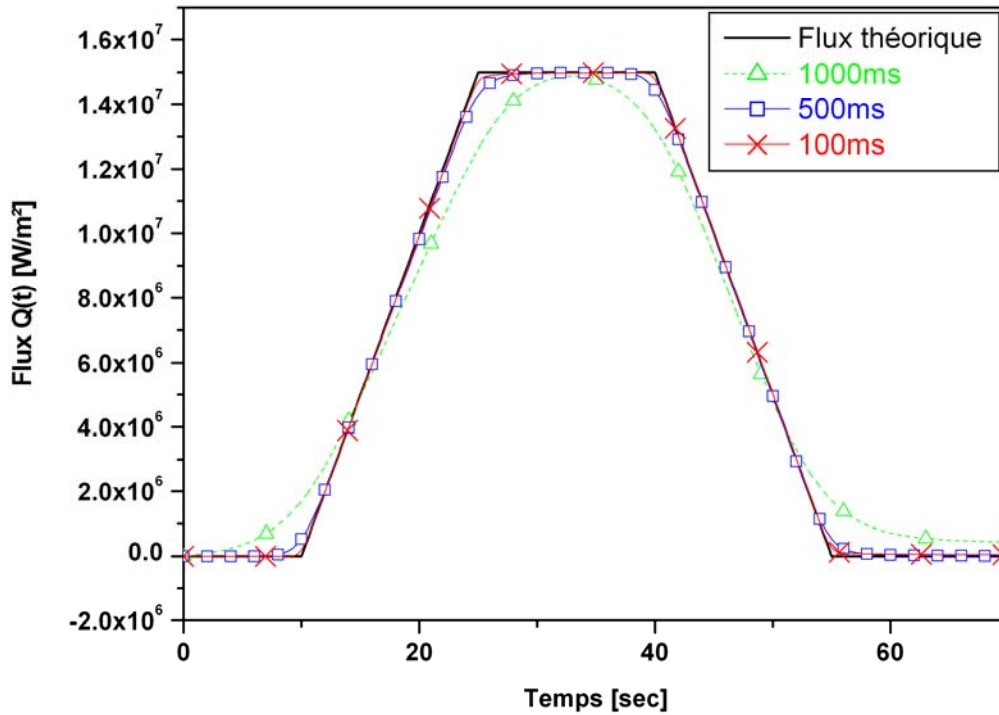


Figure 2.10. Flux estimé avec $E=10\text{mm}$ pour $\Delta t=1000\text{ms}$, 500ms et 100ms

Etude paramétrique avec un positionnement du premier capteur à 30mm de la surface

Le premier capteur T_{m1} est à présent placé à 30mm de la surface. Nous avons considéré des pas de temps de 1000ms, 500ms, 100ms et 50ms et nous avons reporté sur le tableau 2.2 les valeurs des critères M et Δt_i correspondants.

Résolution spatiale Δx	Résolution temporelle Δt	Pas de temps caractéristique Δt_i	Nombre de Fourier M
0.2mm	1000ms	5×10^{-2}	100
	500ms	2.5×10^{-2}	50
	100ms	5×10^{-3}	10
	50ms	$2.5 \cdot 10^{-3}$	5

Tableau 2.2. Valeurs des paramètres et des critères correspondants pour un capteur à 30mm

Le profil de flux reconstitué avec un pas de temps de 1000ms présente un écart important avec le profil à retrouver (figure 2.11-a). Le passage à un pas de temps de 500ms permet d'augmenter la précision et d'estimer le flux de manière satisfaisante.

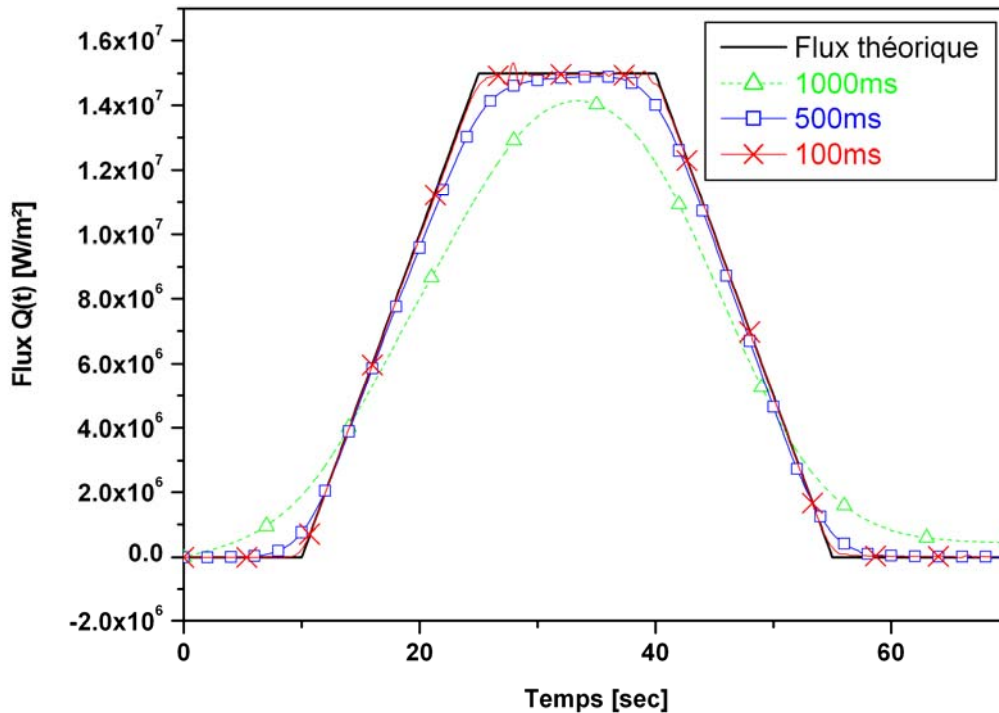


Figure 2.11-a. Flux estimé avec $E=30\text{mm}$ pour $\Delta t=1000\text{ms}$, 500ms et 100ms

Une plus grande précision du résultat peut être obtenue en prenant une résolution temporelle plus fine de 100ms. Par contre, en regardant de plus près sur le plateau supérieur du profil estimé, nous pouvons voir apparaître des instabilités d'origine numérique sur la solution renvoyée par la méthode inverse (figure 2.11-b). Cela s'explique par le critère de faisabilité qui entre légèrement en dessous de la valeur critique de 10^{-2} . Dans notre cas, on peut donc dire que le pas de temps de 100ms constitue une certaine limite par rapport au choix de la résolution temporelle.

En choisissant un pas de temps plus petit, par exemple en passant à $\Delta t=50\text{ms}$, on aura une amplification notable des oscillations et le résultat sera de plus en plus dégradé comme l'illustre la figure 2.11-c.

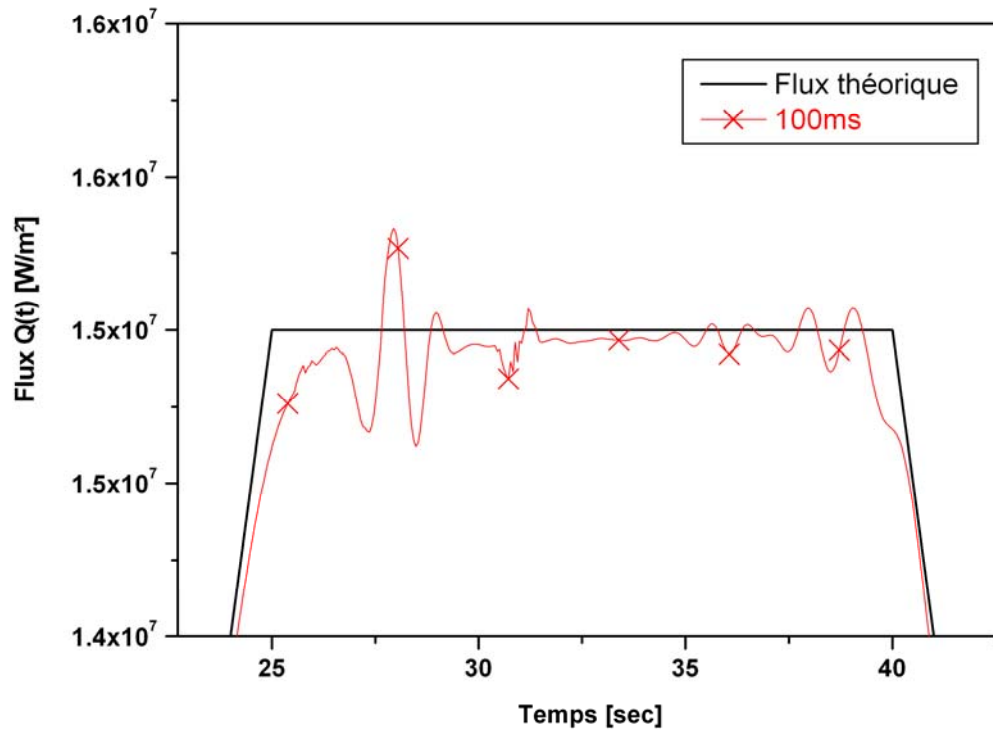


Figure 2.11-b. Oscillations observées avec $E=30\text{mm}$ et $\Delta t=100\text{ms}$

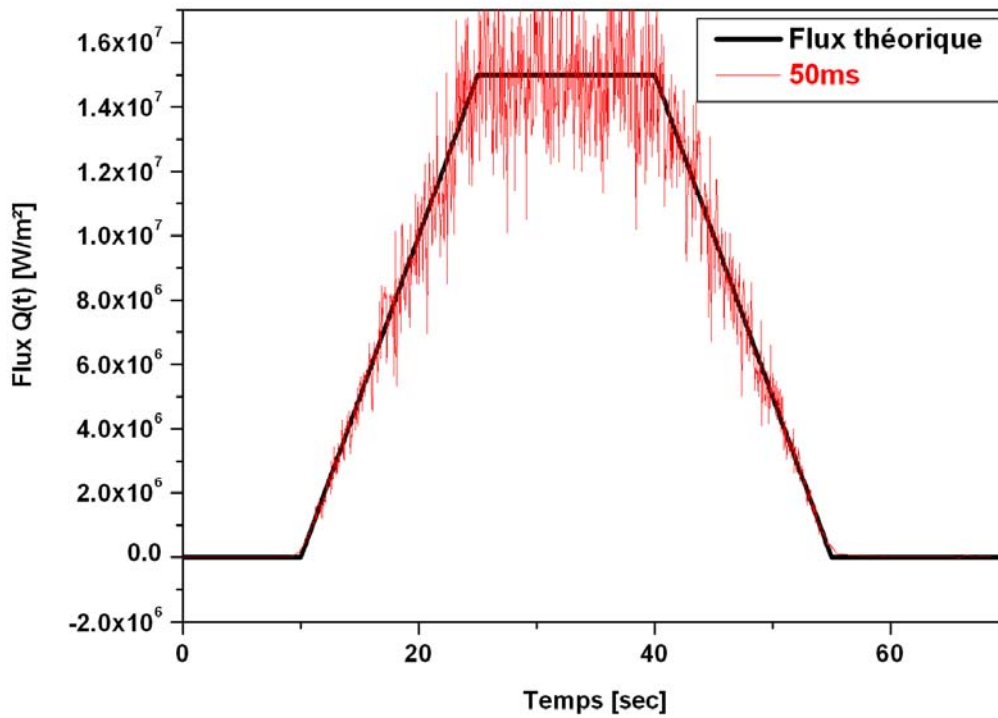


Figure 2.11-c. Flux estimé avec $E=30\text{mm}$ pour $\Delta t=50\text{ms}$

Etude paramétrique avec un positionnement du premier capteur à 38mm de la surface

En considérant à présent le positionnement du premier capteur T_{m_1} à 38mm de la surface, le tableau 2.3 donne les valeurs de M et de Δt_i correspondants :

Résolution spatiale Δx	Résolution temporelle Δt	Pas de temps caractéristique Δt_i	Nombre de Fourier M
0.2mm	1000ms	2.5×10^{-2}	100
	500ms	1.25×10^{-2}	50
	100ms	2.5×10^{-3}	10

Tableau 2.3. Valeurs des paramètres et des critères correspondants pour un capteur à 38mm

Avec ces valeurs, on arrive aux résultats tracés sur la figure 2.12.

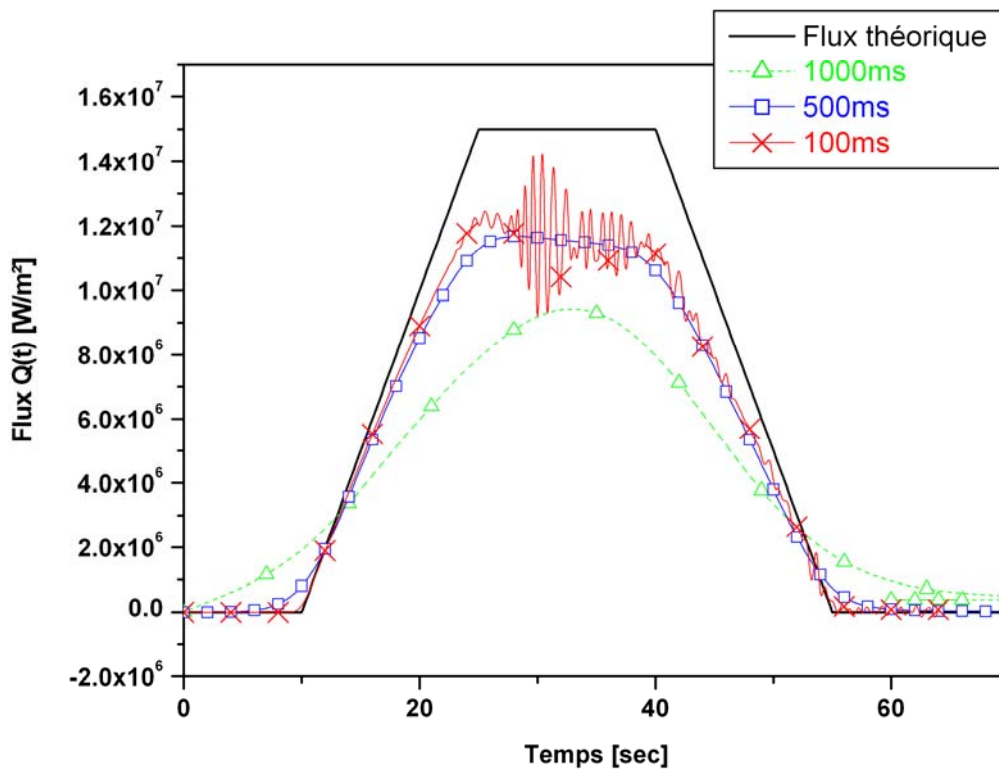


Figure 2.12. Flux estimé avec $E=38mm$ pour $\Delta t=1000ms$, $500ms$ et $100ms$

On peut constater que même en affinant la résolution temporelle à 100ms, le profil du flux reconstitué n'arrive plus à suivre celui du flux théorique. L'amélioration de la résolution temporelle ne permet plus de se rapprocher du profil de flux escompté. La réduction du pas de temps engendre cependant une amplification des oscillations et favorise l'instabilité de la méthode. Il existe alors, pour une configuration donnée, une distance limite au dessus de laquelle il devient impossible d'estimer correctement le flux surfacique.

Influence du bruit de mesure

Après avoir testé les différents paramètres de la méthode, nous allons à présent étudier l'influence des bruits de mesure. Les mesures expérimentales étant toujours accompagnées d'erreurs et de bruits de mesures, nous avons ajouté un bruit de type gaussien aux températures prélevées fournies à la méthode. Nous pouvons alors estimer le comportement et l'aptitude du modèle inverse à reconstituer le flux face à des données issues de mesures réelles. Pour chaque pas de temps, la température prélevée $T_E(t)$ au point de mesure ($x=E$) est perturbée par l'introduction d'un bruit selon la relation suivante :

$$T_E(t) = T_E(t) + \alpha \cdot B \cdot T_E(t) \quad (2.21)$$

où B est le degré d'incertitude en pourcentage et α un nombre aléatoire normalisé et généré suivant une distribution gaussienne. Pour tester l'influence de l'introduction d'un bruit, nous nous plaçons dans les conditions suivantes :

- . Emplacement du premier capteur $E= 30\text{mm}$
- . Résolution temporelle $\Delta t= 500\text{ms}$
- . Résolution spatiale $\Delta x= 0.2\text{mm}$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, cette configuration correspond à un nombre de Fourier moyen $M=10$.

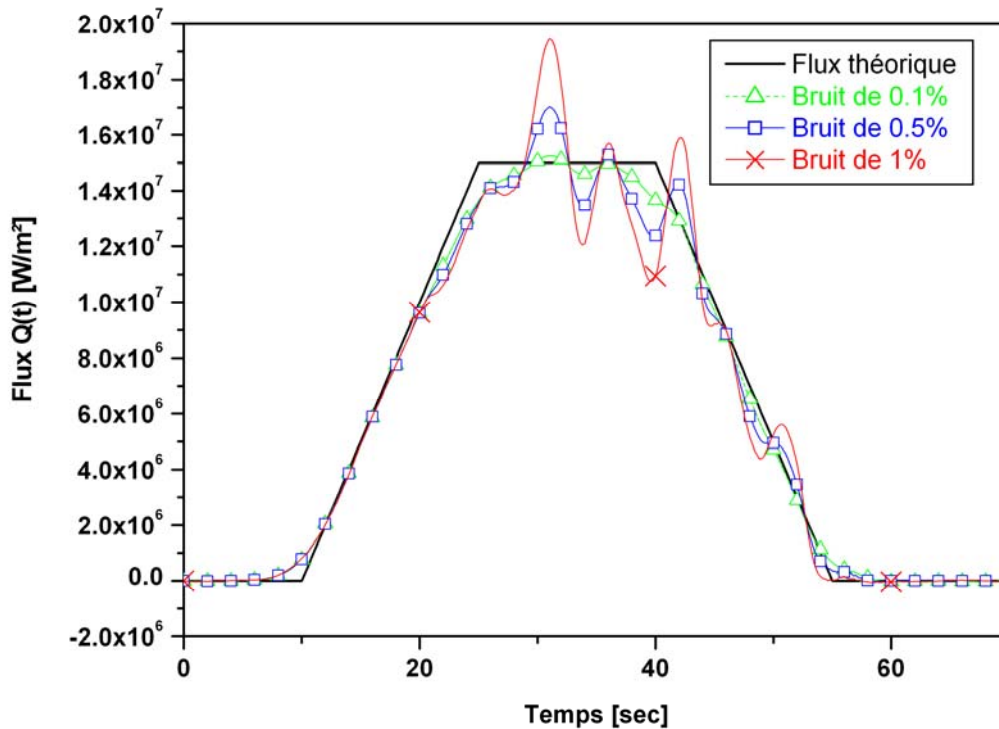


Figure 2.13. Influence d'un bruit de mesure

Sur les figures 2.12, nous avons tracé les résultats obtenus en perturbant les températures exactes avec des bruits de 0.1%, 0.5% et 1%. Les résultats montrent que la reconstitution reste acceptable pour des niveaux de bruits allant jusqu'à 0.5%.

A l'issue de ces études, notre modèle est validé au moyen de tests théoriques et nous avons aussi appréhendé les contraintes et les précautions nécessaires pour avoir une estimation correcte du flux surfacique. Nous avons vu l'influence des différents paramètres tels que le positionnement du premier capteur et la résolution temporelle sur les résultats obtenus avec la méthode. Nous avons également montré que le critère de faisabilité Δt_i et de stabilité M ne sont pas suffisants pour conditionner la stabilité du résultat et qu'il faut tenir compte des conditions aux limites du système.

La configuration que nous avons considérée dans cette étude théorique se rapproche de celle que nous allons avoir au cours sur notre dispositif expérimental. Les résultats des études paramétriques effectuées précédemment sont donc valables pour l'application expérimentale que nous détaillerons dans le paragraphe suivant. D'après les tests que nous avons réalisés, les

paramètres suivants sont retenus pour nous permettre de reconstruire correctement le flux à la surface de notre électrode :

- . Emplacement du premier capteur $E= 30\text{mm}$
- . Résolution temporelle $\Delta t= 500\text{ms}$
- . Résolution spatiale $\Delta x= 0.2\text{mm}$

Nous allons à présent détailler l'application de notre modèle sur une configuration d'arc transféré.

2.4- Application expérimentale

2.4.1- Dispositif expérimental

L'ensemble du dispositif expérimental que nous avons utilisé est illustré sur la figure 2.14. Il s'agit d'un réacteur destiné à l'étude de la synthèse de fullerènes et de nanotubes de carbone par arc électrique [Pac_1]. Après un amorçage par contact, l'arc est établi entre deux électrodes en graphite cylindrique de 7cm de long et de 6mm de diamètre comme décrit au paragraphe 2.1. Le gaz plasmagène est de l'argon à la pression atmosphérique.

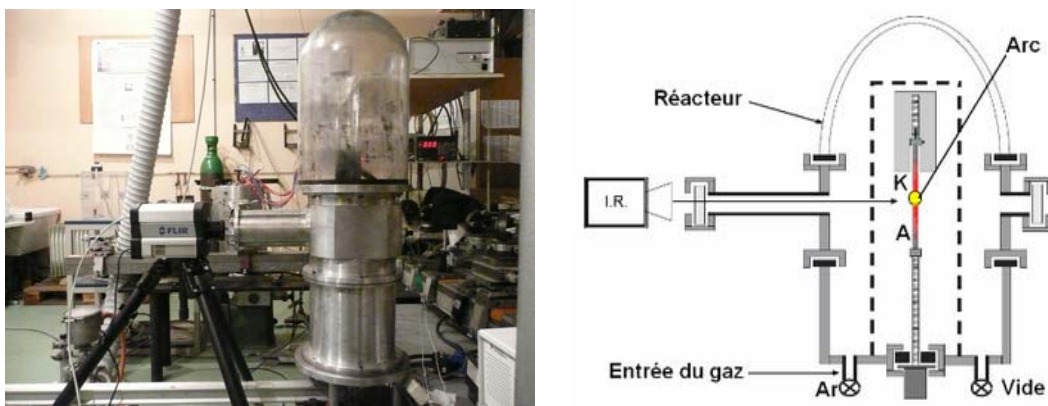


Figure 2.14. Le réacteur à arc libre utilisé pour nos études en 1D.

Les électrodes sont des tiges de graphite cylindriques de 6mm de diamètre (Figure 2.15). La propagation de la chaleur dans chaque électrode étant majoritairement portée par la direction axiale, elle sera considérée comme unidimensionnelle. L'anode et la cathode sont

respectivement montées sur des supports motorisés que l'on peut déplacer verticalement. L'image de l'arc est projetée sur un écran à travers un hublot pour régler la hauteur de l'arc et ajuster la distance interélectrodes. Tout au long de cette étude, cette distance est fixée à 5mm.



Figure 2.15. Disposition des électrodes

Les mesures de températures sont réalisées par thermographie infrarouge. Cette approche non intrusive permet d'effectuer un relevé des températures surfaciques des électrodes moyennant quelques précautions qui vont être présentées dans le paragraphe suivant.

2.4.2- Mesures thermographiques

Comme nous l'avons mentionné dans la partie théorique, l'application de la méthode de retour vers la surface nécessite de connaître l'évolution des températures en deux points du matériau. Le laboratoire LAPLACE dispose d'une camera infrarouge SC6000 de la société FLIR calibrée jusqu'à 2000°C. Dans notre cas, nous avons utilisé la plage 600°C-1200°C afin de pouvoir effectuer des mesures simultanées sur les deux électrodes.

Le fonctionnement de la caméra est basé sur la technique de la thermographie. La caméra mesure la radiance de l'objet considéré et la convertit en un signal relatif. Ce signal est ensuite convertit en température suivant une relation qui fait intervenir l'émissivité spectrale de la surface du corps, etc. Ainsi pour avoir une mesure de température correcte, il nous faut connaître la valeur de l'émissivité du graphite dans la bande spectrale de la camera qui est de

3 μ m à 5 μ m. Cette grandeur est fonction d'un grand nombre de paramètres comme la température, la couleur et l'état de surface du matériau.

Détermination de l'émissivité spectrale des électrodes

L'émissivité spectrale est une grandeur qui dépend de nombreux paramètres dont la température. Afin de remonter correctement à la température des électrodes, nous avons souhaité mettre en place une série de mesure permettant d'estimer l'émissivité des électrodes en graphite que nous avons utilisées. Le montage expérimental que nous avons mis en place est présenté sur la figure 2.16.

Nous avons mis les deux électrodes en court-circuit, ainsi le chauffage par effet Joule au niveau de la zone de contact permet de les faire monter en température. Les thermocouples sont insérés d'un côté de l'électrode jusqu'à une distance proche du côté opposé. La température du point surfacique à l'opposé est mesurée par la camera. L'idée est d'ajuster l'émissivité à indiquer à la camera jusqu'à ce que la température obtenue coïncide avec celle donnée par le thermocouple placé à l'opposé. Nous avons chauffé les électrodes pour avoir l'émissivité à différentes valeurs de la température.

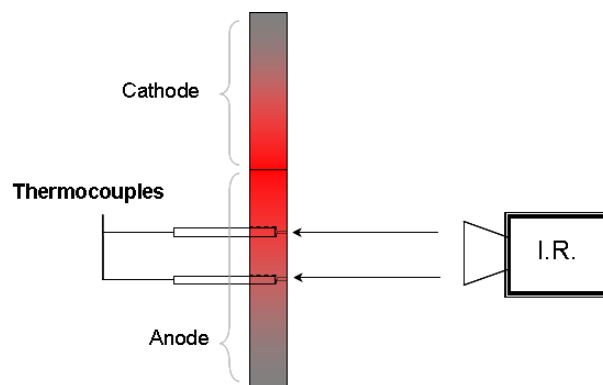


Figure 2.16. Mesure de l'émissivité spectrale des électrodes

En procédant de cette façon, nous avons tracé sur la figure 2.17 les émissivités obtenues estimées à différentes températures. Le nuage de points est compris entre 0.82 et 0.88 et nous en avons retenu une valeur moyenne de 0.85 que nous allons utiliser pour nos mesures. Cette valeur est proche de celles trouvées par Neuer [Neu_1] et Savvatimskiy [Sav_1].

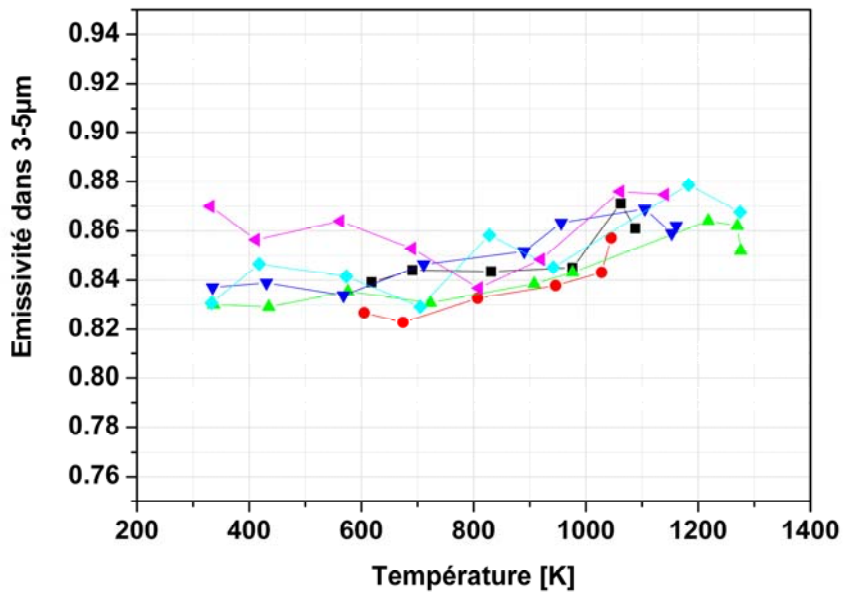


Figure 2.17. Emissivité estimée du graphite utilisé dans la bande 3μm-5μm

Mesure de température

Après avoir présenté les mesures d'émissivité des électrodes en graphite, nous allons présenter les résultats obtenus sur le dispositif d'arc transféré.

Pour créer des variations de flux contrôlées à la surface des électrodes; l'arc est alimenté par un courant continu avec une intensité variant entre 20A et 50A par pas de 10A. Dans cette gamme, la tension de l'arc ne varie pas significativement et reste aux alentours de 20V. Les mesures du courant et de la tension aux bornes des électrodes permettent de connaître la puissance appliquée. Notons que cette tension mesurée intègre non seulement la tension d'arc (le milieu plasma et les gaines anodique et cathodique) mais également la chute de tension au niveau des électrodes. Toutefois, avec la valeur de la résistivité électrique de nos électrodes ($\sim 4.2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$), la somme des chutes de tension au niveau de l'anode et de la cathode est de l'ordre de 0.6V, ce qui reste faible par rapport à la tension totale mesurée. La valeur maximale du courant a été limitée à 50A pour éviter l'érosion des électrodes. En effet, en présence d'érosion, non seulement le plasma serait contaminé par les particules de carbone venant de l'anode mais la dégradation de l'anode entrainerait aussi une augmentation de la distance inter-électrodes qu'il est alors difficile de compenser avec précision sur notre système. De plus, la méthode inverse telle que nous l'avons mise en place suppose une électrode indéformable et ne tient pas compte des changements de phase.

La puissance appliquée à l'arc est tracée sur la figure 2.18. Elle varie de 400W pour un courant de 20A à 1200W pour un courant de 50A. Simultanément, nous avons prélevé les températures (thermographie IR) sur quatre points de mesure comme l'indique la figure 2.19.

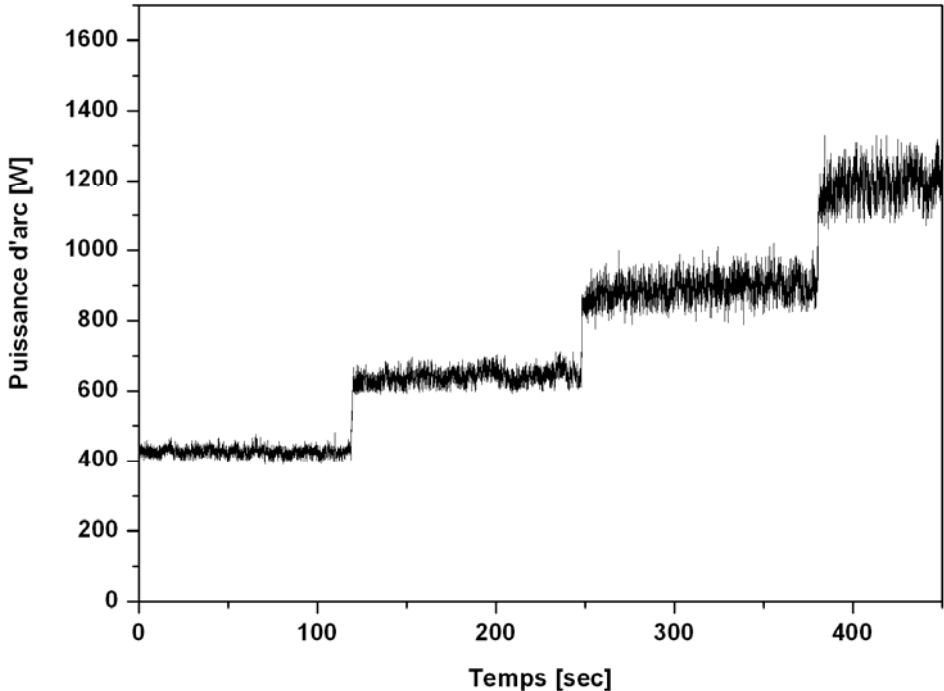


Figure 2.18. Puissance injectée à l'arc.

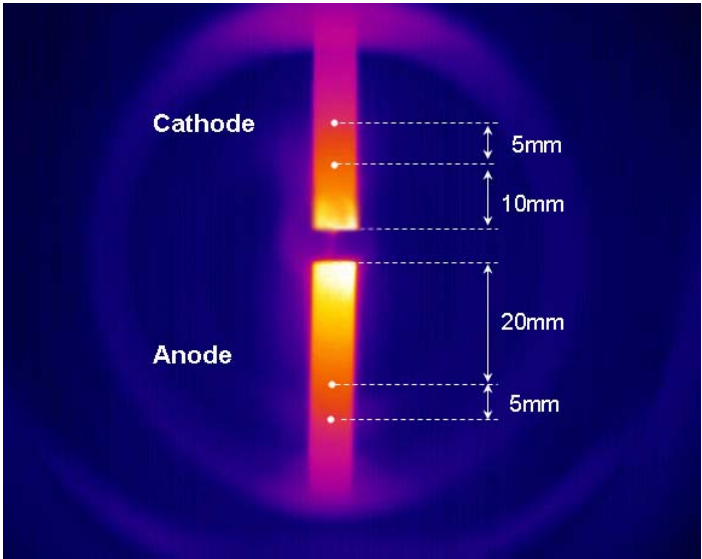


Figure 2.19. Positionnement des points de mesures.

En considérant une émissivité spectrale de 0.85, la figure 2.20 montre l'évolution des températures correspondantes à chaque point de prélèvement avec les variations du courant appliqué à l'arc. On peut voir les montées en température correspondant aux variations de la puissance d'arc. L'incertitude des mesures est en moyenne de $\pm 10\text{K}$.

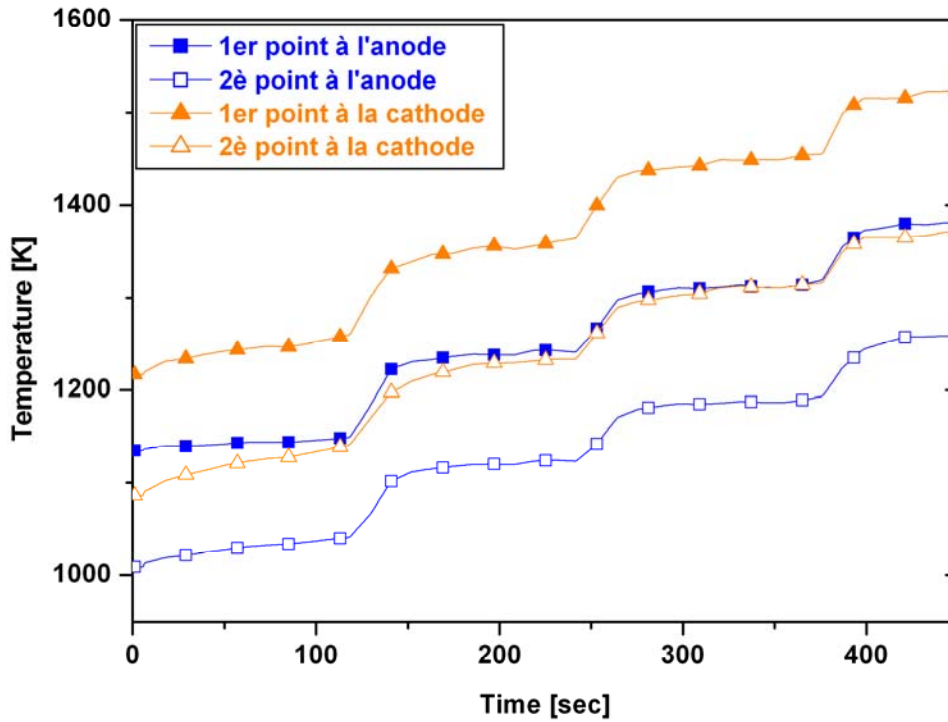


Figure 2.20. Relevée de la température aux points de mesures

2.4.3- Mesure du flux radiatif de l'arc

Simultanément, les mesures de températures ont été complétées par des mesures du flux rayonné par la décharge. En supposant que la puissance injectée au niveau de l'arc est transférée aux électrodes et perdue par rayonnement du plasma, nous pouvons écrire :

$$P_{\text{arc}} = U_{\text{arc}} \cdot I_{\text{arc}} = P_{\text{Electrodes}} + P_{\text{Rayonnement}} \quad (2.22)$$

Les puissances transférées aux électrodes ($P_{\text{Electrodes}}$) sont obtenues en intégrant les flux de chaleur estimés par le modèle inverse au niveau de l'anode et de la cathode. La puissance de l'arc étant obtenue au travers des mesures électriques (courant-tension), la connaissance des

perdes radiatives au niveau de l'arc constitue un moyen de vérifier la cohérence du flux de chaleur reconstitué lors de l'inversion.

Nous avons alors utilisé des capteurs de flux radiatif disposant d'une large bande spectrale allant de 0.1 μm à 12 μm positionnés à une distance de 11cm de l'arc comme indiqué sur la figure 2.21.

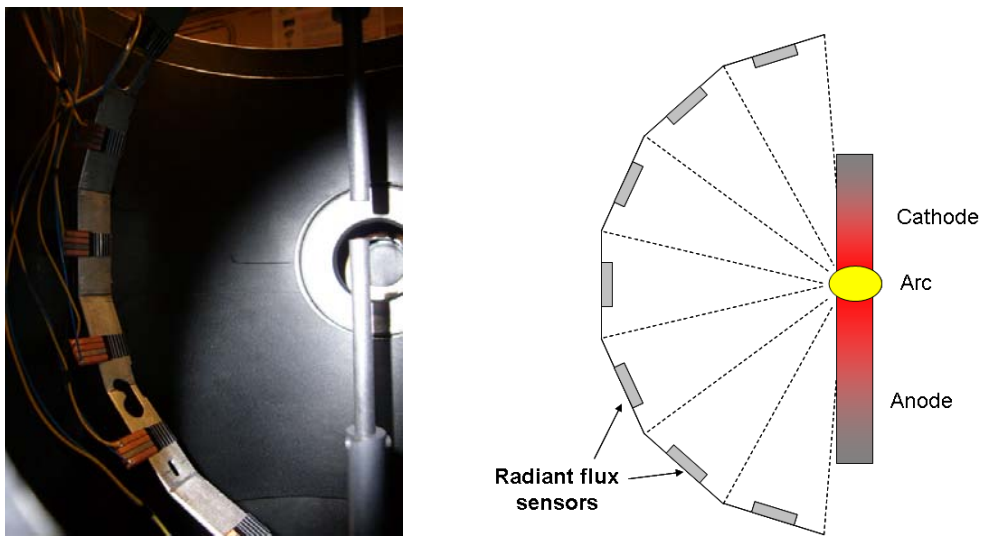


Figure 2.21. Mesures du flux rayonné par l'arc

Or, dans le cas du graphite, dû à ses propriétés (émissivité totale~0.9), la puissance rayonnée par les électrodes est non négligeable. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.21, le flux reçu par les capteurs intègre à la fois le rayonnement du plasma mais aussi celui des électrodes. Il est donc nécessaire de retrancher cette part pour avoir uniquement le rayonnement de l'arc. Cette déduction peut être faite par un calcul ou de manière expérimentale comme présenté dans les paragraphes suivants.

Calcul de l'énergie rayonnée par les électrodes

En supposant que l'émission d'un point P à la surface de l'électrode se fait de manière diffuse, on peut exprimer sa luminance spectrale par la loi de Planck multipliée par l'émissivité :

$$L_{\lambda} = \varepsilon \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B\lambda T_P}\right) - 1} \quad (2.23)$$

c : vitesse de la lumière

h : constante de Planck égal à $6.62617 \cdot 10^{-34}$ J.s

k_B : constante de Boltzmann égal à $1.38066 \cdot 10^{-23}$ J/K

T_P : température du point P en Kelvin

Le résultat du modèle inverse permet d'obtenir le champ de température le long de l'électrode. Ainsi pour chaque point de l'électrode, on peut calculer la luminance spectrale. La puissance totale rayonnée par l'électrode est ensuite obtenue en faisant l'intégration de l'équation 2.21 sur toute sa surface, sur la bande spectrale de $0.1\mu\text{m}$ - $12\mu\text{m}$ et sur l'angle solide défini par l'ensemble des capteurs. Le résultat obtenu avec cette approche théorique dépend de la connaissance de la température de l'électrode estimée par le modèle inverse. Nous avons alors choisi d'utiliser une approche expérimentale pour mesurer la puissance rayonnée par les électrodes.

Mesure de la part rayonnée par les électrodes

La part d'énergie rayonnée par les électrodes peut également être déduite par la mesure. Cette approche consiste à masquer les électrodes à l'aide d'un matériau réfractaire. Nous avons utilisé de l'argile de poterie façonnée de telle sorte que le capteur central ne reçoive que le flux provenant de l'arc (figure 2.22).

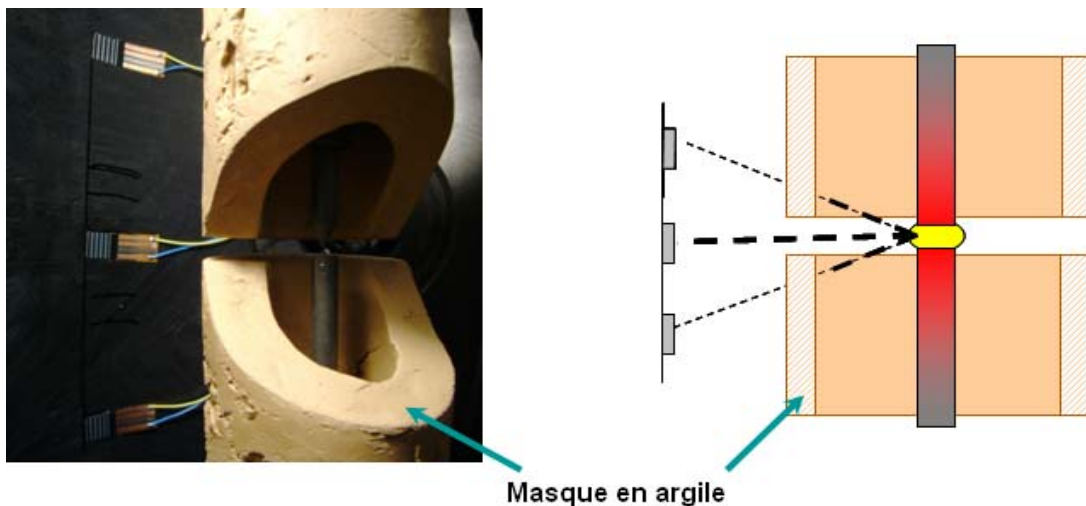


Figure 2.22. Dispositif expérimental pour les mesures du flux rayonné par les électrodes.

En notant par F et F' le flux reçu par le capteur respectivement sans et avec le masque, le rapport F'/F représente donc la puissance rayonnée par les électrodes :

$$\frac{F'}{F} = \frac{\text{Flux rayonné (arc)}}{\text{Flux rayonné (arc+ électrodes)}} \quad (2.24)$$

Nous supposons par la suite que ce rapport est le même pour tous les capteurs de flux radiatifs. Avec cette mesure, nous avons obtenu un rapport F'/F de 0.4.

Nous venons de décrire le dispositif expérimental que nous avons mis en place ainsi que les différentes mesures que nous avons réalisées. Avant de présenter les résultats de ces mesures, nous récapitulons l'ensemble de nos démarches sur la figure 2.23 :

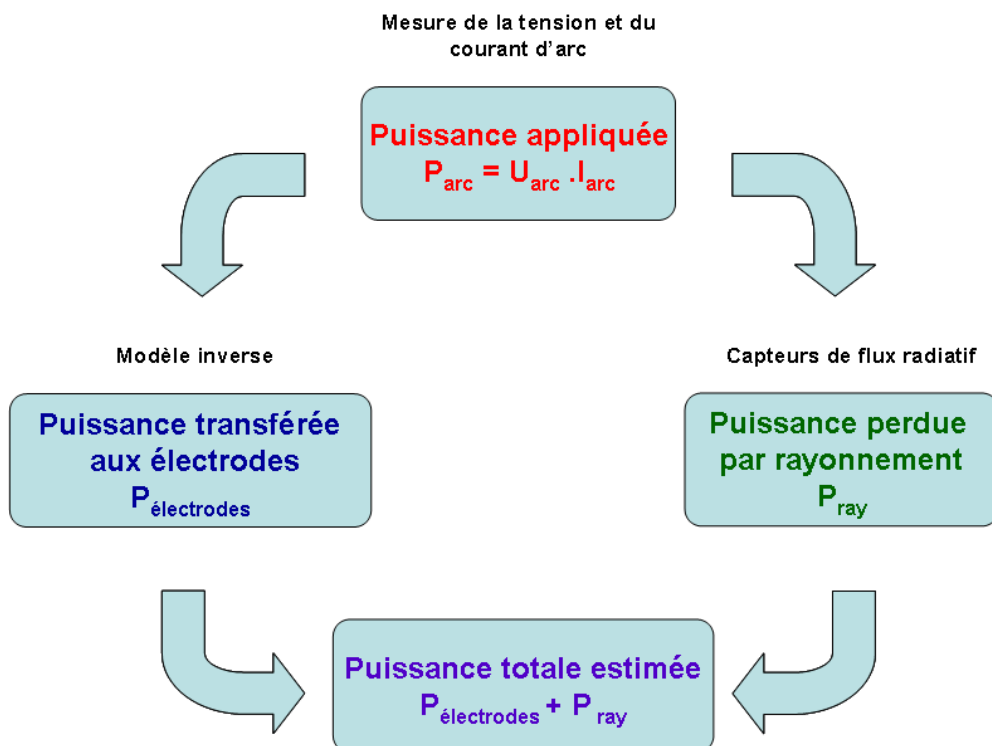


Figure 2.23. Synthèse de notre démarche.

2.4.4- Résultats expérimentaux

Estimation des flux transférés aux électrodes

Nous allons dans ce paragraphe présenter les résultats expérimentaux déduits de la méthode inverse. Les températures obtenues avec la camera IR ont été enregistrées à une fréquence de 0.5sec. Après reconstruction, la méthode inverse permet d'obtenir les variations de flux en surface mais également le champ de température dans les électrodes. La figure 2.24 montre l'évolution des températures estimées par le modèle à la surface de l'anode et de la cathode. La surface de l'anode est nettement plus chaude que celle de la cathode. En passant d'un courant de 20A à 50A, la température surfacique de la cathode passe de 1580K à 2080K tandis que celle de l'anode passe de 2000K à 3050K. On constate que l'écart entre la température des deux surfaces augmente de plus en plus lorsqu'on augmente le courant d'arc.

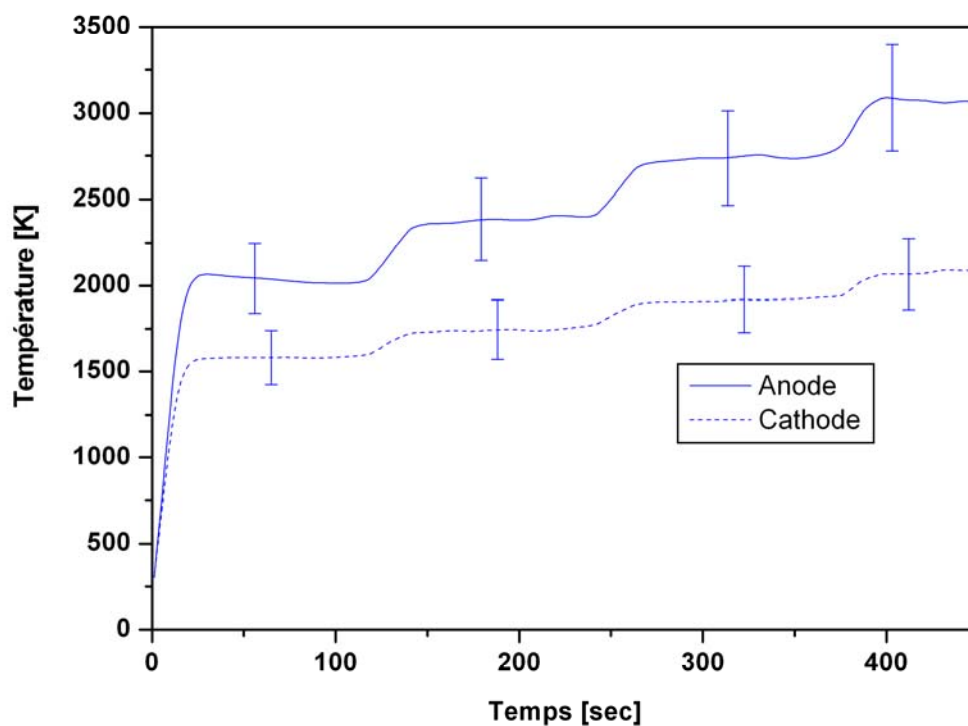


Figure 2.24. Températures des électrodes aux interfaces arc-anode et arc-cathode.

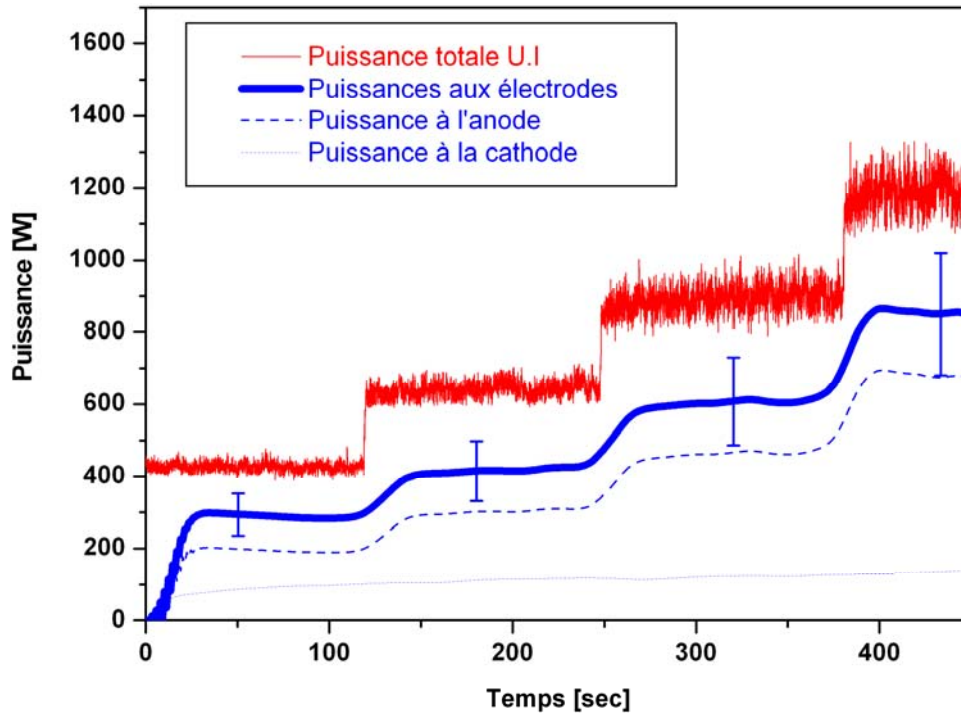


Figure 2.25. Puissances transférées aux électrodes.

En supposant une répartition uniforme du flux incident à la surface, la puissance et la densité de flux thermique appliquées sont directement proportionnelles. Nous avons alors tracé les résultats en terme de puissance pour pouvoir faire la comparaison avec la puissance totale fournie à l'arc. La puissance de l'arc et la puissance transférée à chacune des électrodes sont tracées en fonction du temps sur la figure 2.25. Les incertitudes sur les courbes sont de $\pm 20\%$ et proviennent en majeure partie des erreurs sur la position des points de mesures et de la valeur de l'émissivité spectrale utilisée pour la thermographie, elles sont de l'ordre de 20% de la puissance estimée.

Nous voyons que la puissance transférée à la cathode représente seulement une petite proportion et ne varie pas de manière significative par rapport à la puissance d'arc. La majeure partie de la puissance est cédée à l'anode qui récupère plus de la moitié de la puissance totale. Au total, la puissance transférée aux électrodes constitue environ 70% de celle appliquée (figure 2.26). Les sauts sur la courbe correspondent aux variations du courant appliqué à l'arc. En effet, avec la résolution temporelle que nous avons adoptée, les puissances estimées par le modèle inverse n'arrivent pas à suivre les brusques variations de la puissance d'arc.

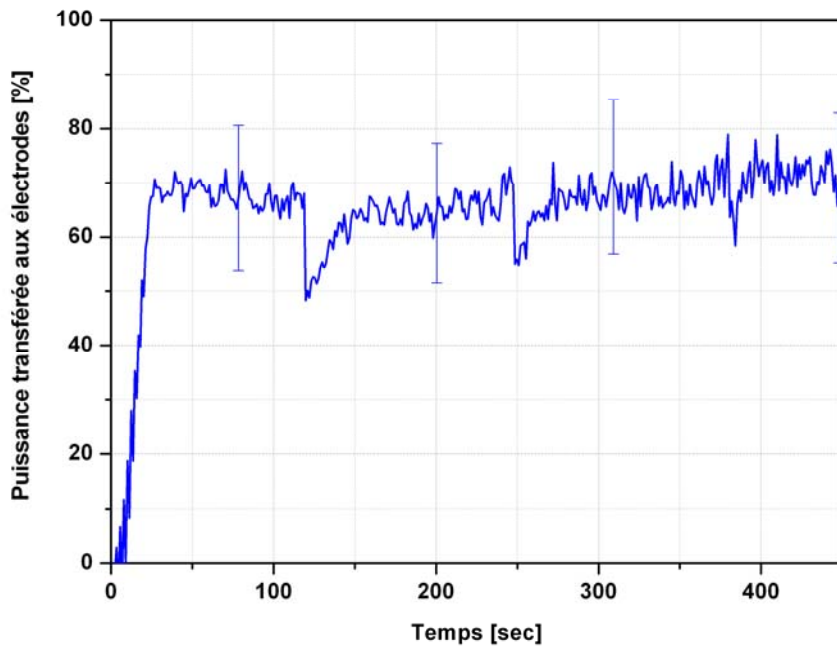


Figure 2.26. Pourcentage de la part d'énergie transférée vers les électrodes.

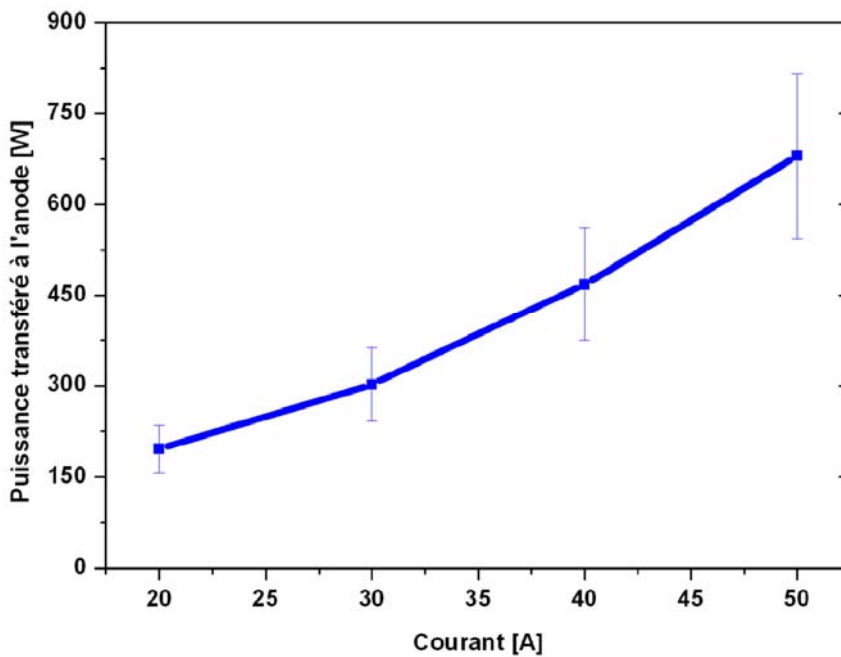


Figure 2.27. Variation de la puissance à l'anode en fonction du courant d'arc.

La figure 2.27 montre que la puissance incidente à l'anode varie avec le courant d'arc de façon pratiquement linéaire. La pente de la courbe qui est égale à $P_{\text{anode}}/I_{\text{arc}}$ est définie comme étant

la *tension anodique effective* [Ros_1, Sha_1], à ne pas confondre avec la chute de tension dans la gaine anodique. Elle caractérise l'efficacité du transfert d'énergie vers l'anode. Dans notre cas, les résultats obtenus nous permettent de déduire une tension effective d'environ 11.5V.

Détermination de la chute anodique

Nous pouvons aussi déterminer à partir de la puissance transférée à l'anode la valeur de la chute de tension anodique à son interface avec le plasma. D'après différents travaux effectués sur l'interaction arc-anode [Cao_1, Heb_1, Jen_1, Lago_1], la part prépondérante (environ 65%) de la puissance déposée par un arc libre à l'anode provient du flux d'électrons incidents. Cette puissance est donnée par l'intégration de la quantité $j_e (V_a + \Phi_a)$ sur toute la surface de l'anode. Dans cette expression, j_e est la densité de courant électrique, V_a la chute anodique et Φ_a le travail de sortie des électrons du matériau d'anode qui est récupérée sous forme de chaleur lors de la capture de l'électron. Pour un système à une dimension, la densité de flux thermique est considérée comme étant uniformément répartie à la surface de l'anode. Nous pouvons ainsi écrire $P_{\text{anode}} = I_{\text{arc}} (V_a + \Phi_a)$. Nous avons tracé sur la figure 2.28 la valeur de V_a en considérant une valeur du travail de sortie Φ_a comprise entre 4.5V et 5V pour nos électrodes en graphite [Ive_1, Mat_1, Rei_1].

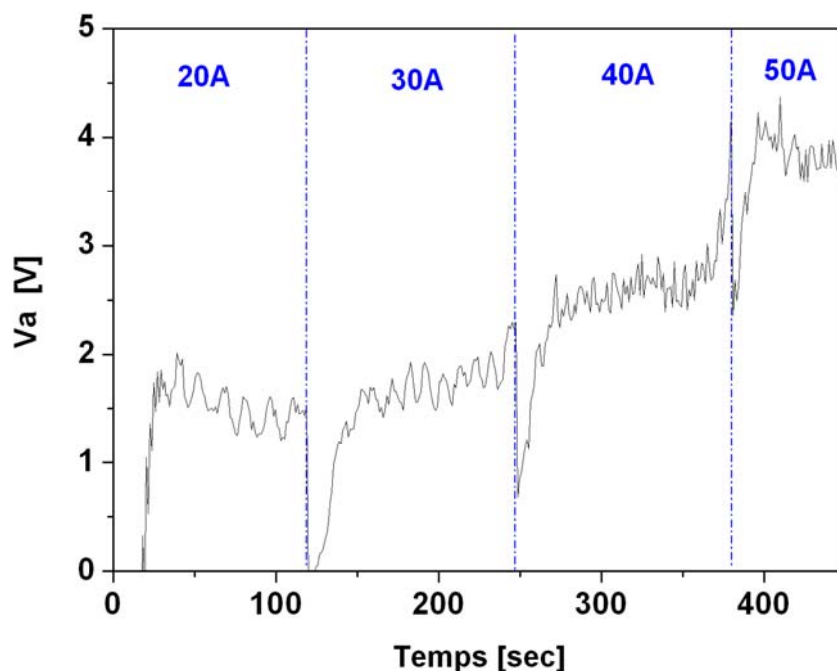


Figure 2.28. Valeur de la chute de tension à l'anode.

2.4.4- Confrontation avec la mesure du flux radiatif de l'arc

Afin de vérifier la cohérence de la puissance transmise aux électrodes calculées par la méthode inverse et celle perdue par rayonnement dans le réacteur, nous les avons représentées avec la puissance totale appliquée à l'arc sur la figure 2.29. La somme de ces deux composantes permet de reconstituer la puissance totale appliquée que l'on compare avec la puissance réelle de l'arc. Le bon accord entre les deux courbes nous permet de vérifier la validité et l'efficacité du modèle.

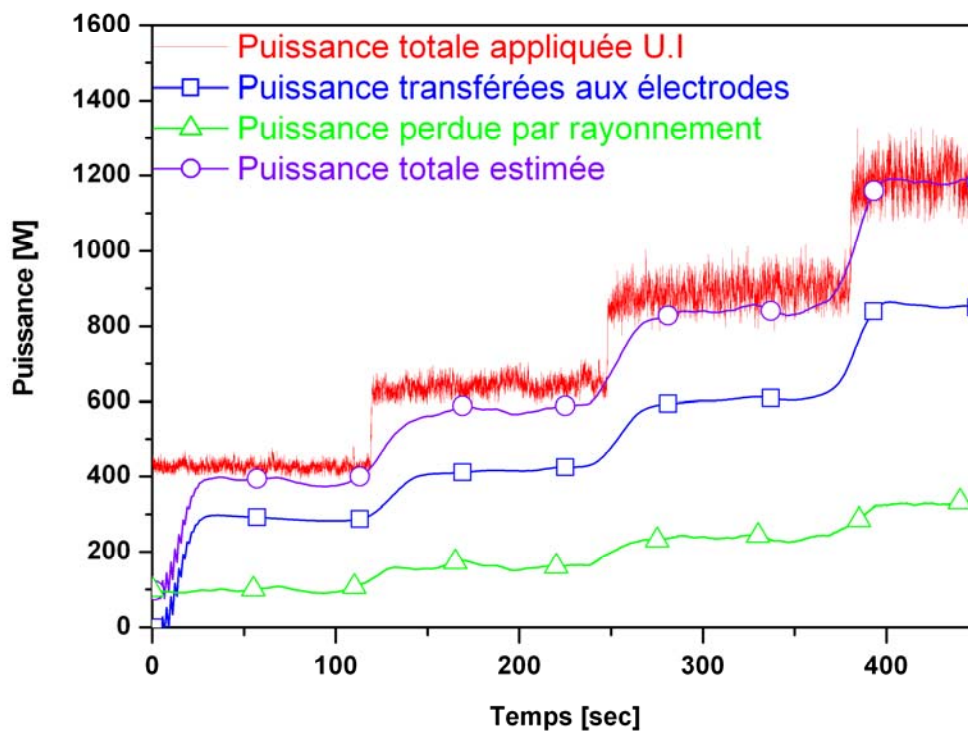


Figure 2.29. Comparaison entre la puissance totale appliquée et estimée.

2.4.5- Bilan de puissance

Pour résumer, nous avons tracé sur la figure 2.30 la répartition moyenne de la puissance d'arc dans le réacteur. Une grande partie de l'énergie fournie à l'arc est transférée aux électrodes, avec 55% à l'anode, 15% à la cathode, les 30% restants étant dissipés sous forme radiative par la décharge.

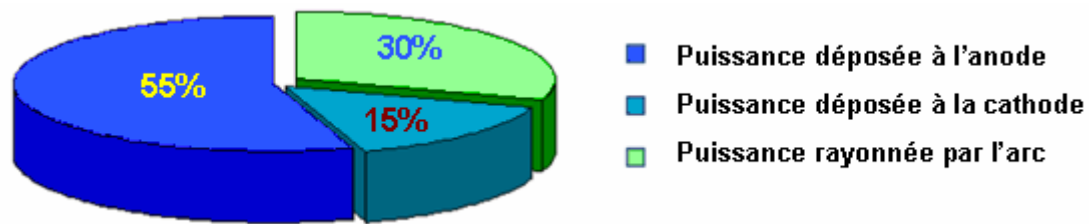


Figure 2.30. Bilan de puissance.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié en régime temporel le transfert d'énergie dans une configuration d'arc transféré unidimensionnelle. Les flux de chaleur déposés aux électrodes ont été quantifiés à partir de mesures thermographiques couplées à une méthode inverse. Nous avons utilisé un modèle inverse basé sur la méthode de retour vers la surface pour la résolution du problème inverse. Dans un premier temps, le modèle a été étudié au travers de tests numériques. Les études paramétriques ont montré le comportement et les limites de la méthode ainsi que les conditions nécessaires pour une inversion correcte. Nous avons ensuite monté un dispositif expérimental correspondant à un réacteur à arc transféré permettant de mener une étude à une dimension sur les électrodes. L'application de la méthode sur cette configuration nous a donné l'évolution temporelle de la puissance transférée à chaque électrode. En parallèle, la puissance perdue par le rayonnement du plasma a été mesurée avec des capteurs de flux radiatif. Cette mesure complémentaire a permis de vérifier la cohérence des résultats obtenus avec le modèle inverse. A partir de ces travaux, nous avons établi un bilan de puissance dans le réacteur, 70% de la puissance est transférée aux électrodes et le reste est globalement dissipé par rayonnement.

Cette étude a également permis d'appréhender les difficultés à surmonter pour mener à bien une étude transitoire du transfert d'énergie entre un arc et les électrodes. Il s'agit notamment du choix des différents paramètres à utiliser pour avoir une quantification correcte des flux déposés aux électrodes. Dans le chapitre suivant, nous allons passer à une configuration plus complexe en 2D transitoire.

Chapitre 3. BILAN D'ENERGIE SUR UNE CONFIGURATION BIDIMENSIONNELLE

Dans le chapitre précédent a été présentée une étude de la répartition d'énergie sur une configuration d'arc transféré à une dimension. Dans la continuité de nos travaux, nous allons garder la même approche et l'appliquer sur une configuration d'arc libre en deux dimensions. Nous allons mener cette étude sur un réacteur utilisé au cours des travaux de thèse de J.Benech [Ben_1] qui consistait à faire des mesures tomographiques pour caractériser un plasma d'arc. Ce réacteur permet de générer une décharge axisymétrique pouvant être considérée comme bidimensionnelle. Comme nous l'avons mentionné au début de ce manuscrit, l'équipe AEPPT s'intéresse à l'étude de l'interaction entre un arc électrique et un matériau. Pour cela, un modèle théorique développé au cours des travaux de thèse de F.Lago [Lag_1] a permis prendre en compte le passage du courant et le transfert de chaleur à l'interface entre le plasma et l'anode. Pour valider ce modèle avec des résultats expérimentaux, des mesures du transfert d'énergie arc-anode ont été réalisées dans la thèse de M.Masquère [Mas_2]. Le milieu plasma ainsi que son interaction avec le matériau d'anode ont ainsi été caractérisés en régime stationnaire et les résultats de ces mesures ont permis de valider le modèle de Lago. Dans ce chapitre, nous allons surtout étendre les études expérimentales effectuées par Masquère en caractérisant le plasma et le transfert d'énergie dans le réacteur en régime temporel. Pour cela, les travaux de Masquère vont nous servir de bases et les mêmes approches pour la caractérisation de l'anode seront retenues. Ainsi, avant de présenter les travaux que nous avons réalisés, nous allons d'abord revoir les grandes lignes du modèle théorique de F.Lago et des mesures expérimentales effectuées par M.Masquère.

3.1- Les études de l'interaction arc-matériau effectuées dans l'équipe AEPPT

3.1.1-Le modèle de Lago

La géométrie du système étudié est donnée sur la figure 3.1. Elle correspond à une configuration d'arc libre à symétrie axiale. Un des points forts de ce modèle réside dans la prise en compte de l'ensemble plasma-anode et de l'interaction à la surface de l'anode. Le domaine de calcul fait au total 35mm x 25mm. La cathode en tungstène est pointue avec un angle au sommet de 60°. L'anode cylindrique est constituée en cuivre de 15mm d'épaisseur et de 25mm de rayon. L'arc électrique est établi entre les deux électrodes sur une distance de 10mm dans un milieu d'argon à la pression atmosphérique.

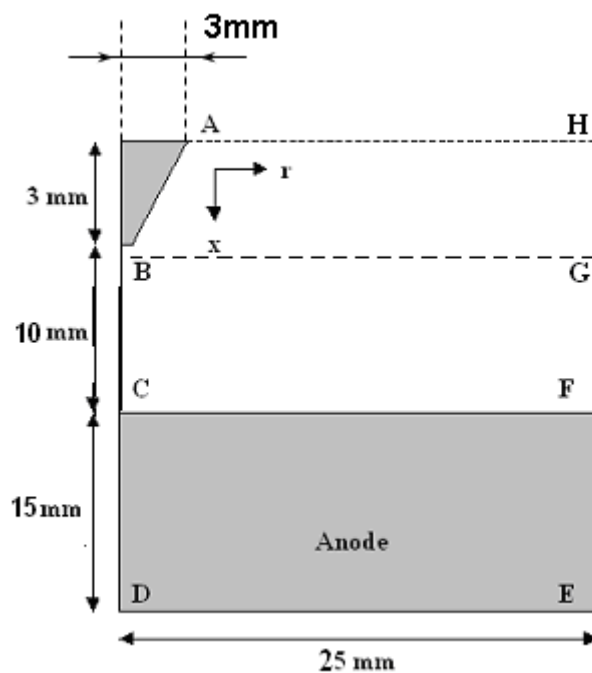


Figure 3.1. Géométrie utilisée dans le modèle de Lago.

La colonne d'arc est décrite comme un fluide et est représentée par les équations de Navier-Stokes qui expriment la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les aspects électrique et électromagnétique sont pris en considération en résolvant les équations de conservation du courant et celles relatives au potentiel vecteur.

Quelques hypothèses simplificatrices ont été adoptées:

- Le plasma est à l'équilibre thermodynamique locale : les collisions entre les électrons et les particules lourdes sont suffisamment efficaces pour assurer l'équipartition de l'énergie. Les électrons et les lourdes ont alors la même température.
- L'écoulement du plasma est laminaire et stationnaire
- La cathode n'est pas résolue dans la modélisation
- L'arc présente un axe de symétrie et l'étude est ramenée à une étude à deux dimensions
- L'anode est plane et supposée indéformable

Le domaine considéré inclut également la caractérisation du matériau d'anode. La distribution de la densité de courant est résolue à l'intérieur du matériau. Le modèle prend en compte le chauffage par effet joule même si cette contribution est négligeable dans le cas des matériaux métalliques. A l'interface arc-anode, la continuité du courant électrique et la conservation du flux d'énergie sont vérifiées par les relations suivantes :

$$\sigma \frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{plasma} = \sigma \frac{\partial V}{\partial z} \Big|_{anode} \quad (\text{eq.3.1})$$

$$-\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{anode} = \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{plasma} + j_z \left(\frac{5 k_B}{2 e} (T_{anode} - T_{plasma}) \right) + j_z (V_a + \Phi_a) + \int_{V_j} \frac{S_{rad}}{4\pi r_{i,j}^2} \cos(\Psi) dV_j - \varepsilon \sigma T_{anode}^4 \quad (\text{eq.3.2})$$

Le second membre de l'équation 3.2 est constitué respectivement du flux conductif, du flux enthalpique des électrons, du flux électrique dû à l'accélération des électrons dans la gaine anodique et de leur recombinaison avec le matériau, du flux radiatif émis par le plasma et celui émis par la surface de l'anode.

Ce modèle permet d'obtenir le champ de température dans le plasma. Il permet également d'avoir la distribution de la densité de flux surfacique ainsi que le champ de température au sein de l'anode. A présent nous allons présenter les études réalisées dans les travaux de Masquère portant sur la quantification expérimentale du transfert d'énergie et de l'interaction arc-anode.

3.1.2-Les travaux expérimentaux de Masquère

Le principal objectif des travaux de thèse de Masquère [Mas_2] a été de caractériser l'interaction d'un arc électrique avec le matériau d'anode. Plus concrètement, il s'agissait de mesurer la distribution du flux de chaleur déposé par le plasma d'arc à la surface de l'anode. La configuration d'arc libre a été retenue pour comparer les résultats expérimentaux avec ceux obtenus par les modèles. Dans cette thèse, le modèle de référence est basé sur le modèle d'interaction arc-anode développé par Lago [Lag_1] décrit précédemment. La comparaison des flux transférés à l'anode obtenu par l'expérience et calculé par les modèles ne peut être effectuée que si les caractéristiques du plasma étudié sont aussi les mêmes pour les deux cas. Les travaux de Masquère se divisent alors en deux parties: la caractérisation de la colonne d'arc et du matériau d'anode. Dans chacun des cas, les résultats obtenus avec les mesures ont été confrontés avec ceux du modèle en régime stationnaire.

Le dispositif expérimental utilisé est décrit sur la figure 3.2. Il s'agit d'un réacteur à arc transféré dans lequel les électrodes sont montées sur des supports refroidis par circulation d'eau permettant ainsi d'avoir un arc très stable. L'argon est injecté à faible débit (~10 l/min) au niveau du support de la cathode. La pression de la chambre est maintenue à la pression atmosphérique à l'aide d'un orifice situé au fond du réacteur qui assure l'évacuation du gaz chaud.

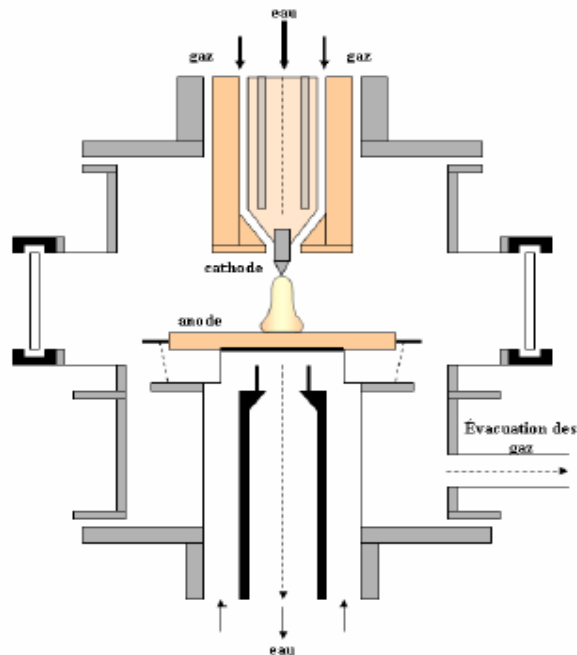


Figure 3.2. Dispositif expérimental utilisé dans [Mas_2].

3.1.3- Caractérisation du plasma

Avant de procéder à la quantification du flux de chaleur échangé entre l'arc et l'anode, les caractéristiques du plasma ont d'abord été confrontées aux résultats du modèle de référence. Pour cela, des mesures spectroscopiques de l'arc ont été effectuées pour obtenir le champ de température du plasma. Ces mesures ont été faites en exploitant la raie d'argon neutre située à 6965\AA avec la méthode de l'émissivité absolue d'une raie et la méthode de Fowler-Milne. Nous verrons plus de détails les méthodes de diagnostic par spectroscopie d'émission dans le paragraphe 3.3.

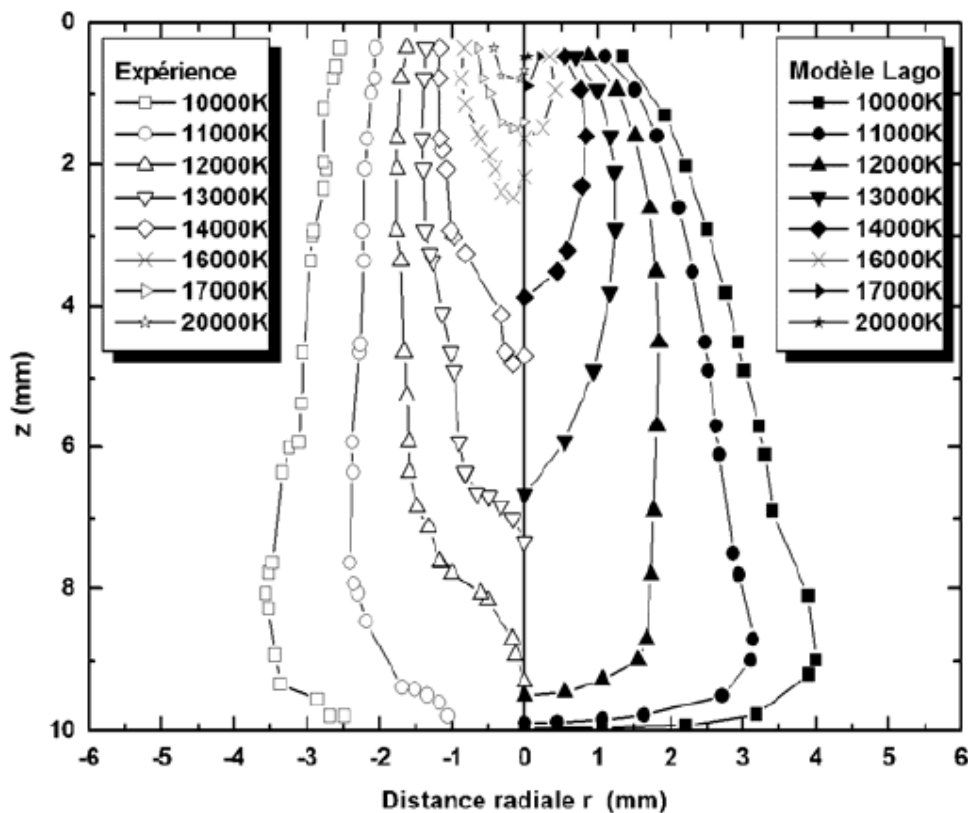


Figure 3.3. Confrontation modèle-expérience du champ de température dans le plasma.

Les champs de température obtenus avec les mesures spectroscopiques ont été comparés avec ceux calculés par le modèle (figure.3.3). La concordance entre les deux résultats a permis de valider la cohérence du modèle et de la configuration expérimentale au niveau des caractéristiques du plasma et de procéder à l'étude du transfert d'énergie à l'anode.

3.1.4- Caractérisation de l'anode

Dans la thèse de Masquère, cette partie concerne l'étude et la mise en place d'une méthode permettant de mesurer le flux d'énergie transféré à l'anode. Le dispositif expérimental utilisé est schématisé sur la figure 3.4. Les conditions extrêmes régnant à l'interface de l'arc avec l'anode ont conduit à l'utilisation d'une approche inverse dans laquelle le flux incident est estimé à partir de températures mesurées par thermocouple au sein de l'anode. Deux méthodes ont été développées et comparées : une méthode par inversion pseudo-matricielle associée à une régularisation de Tikhonov et la méthode des gradients conjugués couplée à un modèle adjoint (*cf paragraphe 3.2*). En comparant les deux méthodes, la méthode des gradients conjugués a été retenue car elle permet de prendre en compte la non linéarité du problème. Une étude paramétrique a montré l'efficacité de la méthode pour une telle configuration.

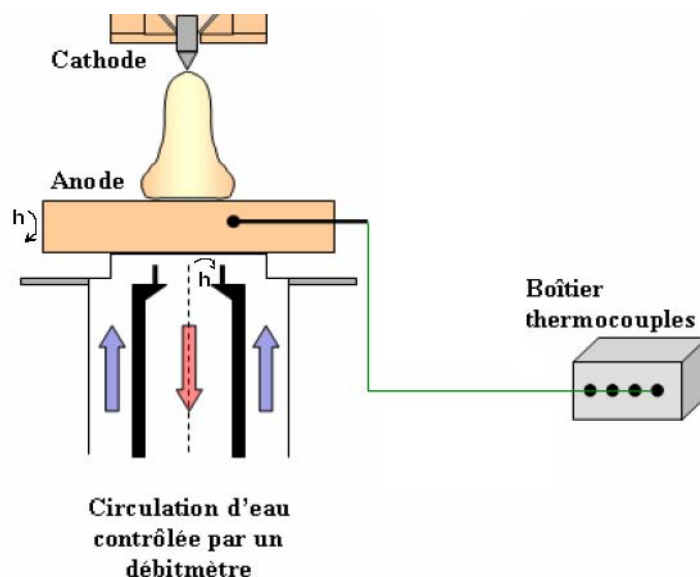


Figure 3.4. Mesures de températures pour la quantification du flux à l'anode.

Quelques étapes préalables ont été nécessaires avant d'appliquer la méthode à la configuration expérimentale de la figure 3.4. D'abord la résolution de l'équation de la chaleur en trois dimensions a permis de vérifier que l'insertion des thermocouples dans les électrodes ne perturbait pas significativement la propagation de la chaleur au sein du domaine. Une étude adimensionnée a ensuite été réalisée pour déterminer les conditions aux limites au bord et en fond de l'anode. Une mesure calorimétrique dans le système de refroidissement a été couplée à cette étude adimensionnée pour ajuster le profil radial du coefficient d'échange h au fond de l'anode.

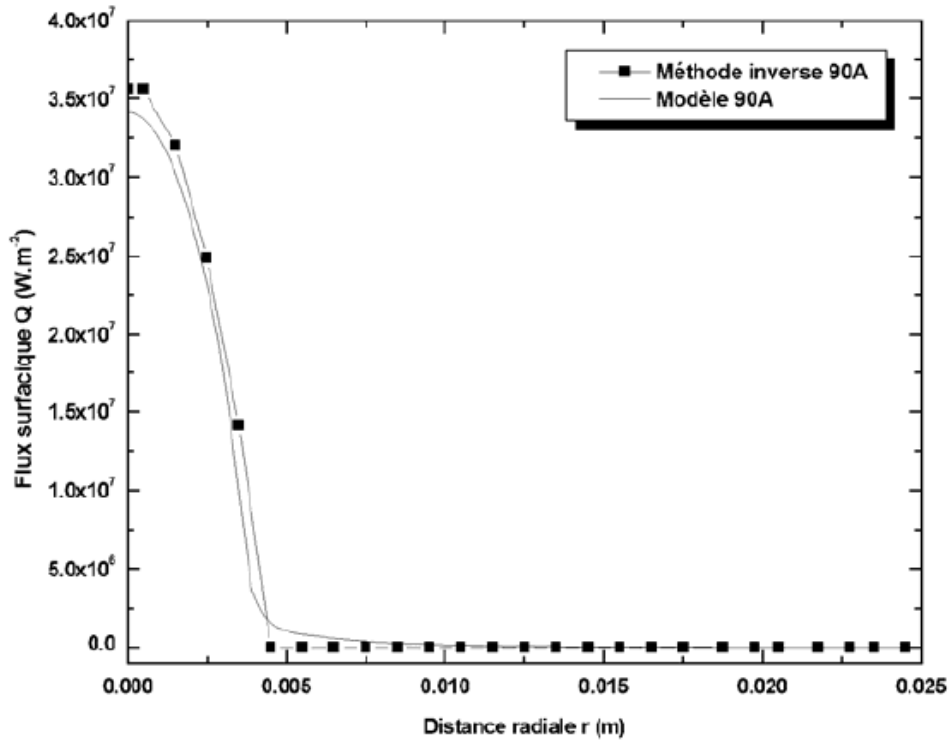


Figure 3.5-a. Comparaison modèle-expérience du profil radial du flux transféré à l'anode à 90A.

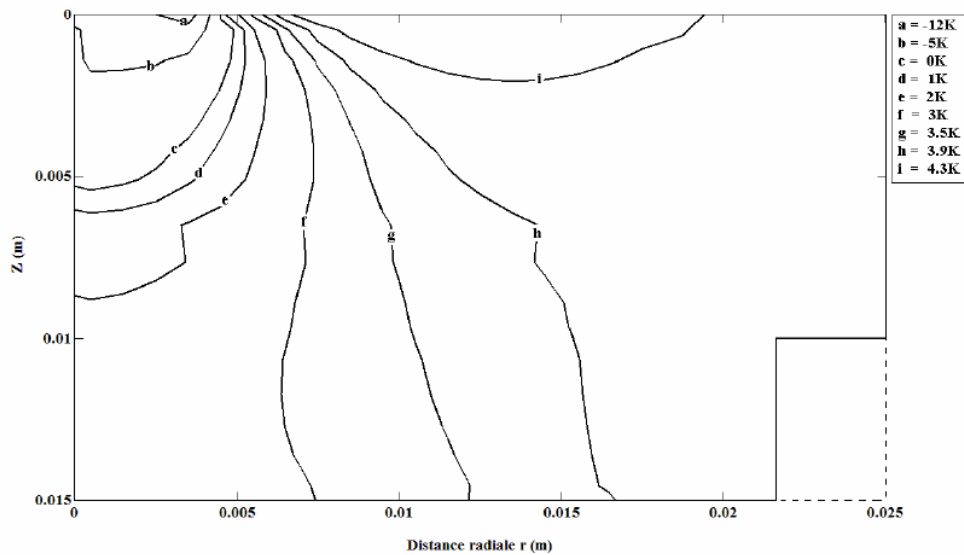


Figure 3.5-b. Différence entre les champs de température dans l'anode donnés par le modèle et l'expérience à 90A.

Des mesures de températures avec un arc de 70A, 80A et 90A ont alors été réalisées avec 8 thermocouples placés à une distance de 4.5mm de la surface d'interaction. La méthode a permis de reconstruire le profil du flux transféré par l'arc à l'anode. Les distributions radiales du flux de chaleur transféré calculées par le modèle et mesurées expérimentalement à 90A sont tracées sur la figure 3.5-a. De même l'écart entre le champ de température calculé et estimé par la méthode inverse est tracé sur la figure 3.5-b. La comparaison avec le modèle de Lago a montré un bon accord au niveau des profils de flux et des champs de température correspondants aux trois valeurs du courant considérées.

3.1.5-Extension des travaux

Les travaux que nous venons de présenter ci-dessus portent sur une configuration stationnaire, ce qui est rarement rencontré dans les procédés réels. Dans cette partie, ces travaux vont nous servir de bases et nous allons retenir la même méthodologie mais avec quelques extensions : (1) l'étude est étendue en régime temporel. La quantification du flux à l'anode ainsi que les mesures spectroscopiques se feront alors en fonction du temps. (2) Nous avons également effectué des mesures de la puissance déposée au niveau de la cathode. (3) Parallèlement une mesure des pertes radiatives sera réalisée au niveau de l'arc en utilisant la même technique que celle présentée dans le paragraphe (2.4.3). L'objectif est ici de procéder à une caractérisation globale de l'arc et d'étudier la répartition d'énergie dans les différents constituants du réacteur. L'ensemble de notre démarche est synthétisé sur la figure 3.6.

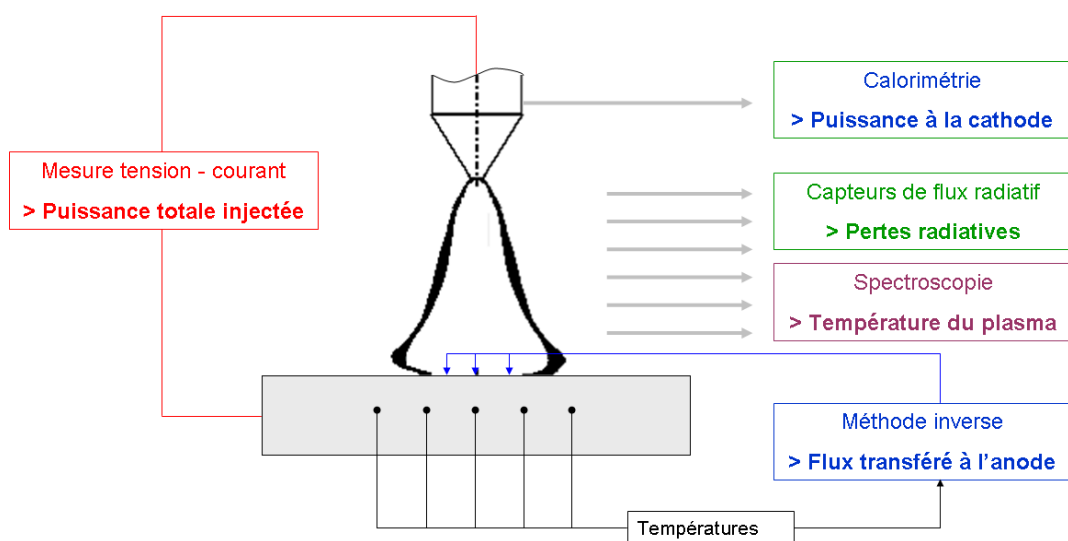


Figure 3.6. Ensemble des mesures à réaliser sur notre configuration.

Avant de présenter les études expérimentales que nous avons effectuées, nous allons d'abord présenter en détail la méthode inverse mise en place pour permettre de reconstruire le profil du flux transféré à l'anode et son évolution au cours du temps.

3.2-Estimation du flux à l'anode par méthode inverse

3.2.1-Illustration du problème

Le problème est illustré sur la figure 3.7. L'objectif est d'arriver à reconstruire le profil spatio-temporel du flux $q(r,t)$ déposé à la surface S_1 en connaissant les valeurs des températures $Y(r_m, z_m, t)$ ($m=1, M$) aux M points de mesures. Avec la symétrie axiale du système, le domaine étudié se réduit à un demi-espace à deux dimensions caractérisé par la position radiale r et la hauteur z . Les conditions aux limites sont les suivantes:

- Une condition de Neumann est appliquée sur l'axe de symétrie en $r=0$
- Un échange convectif h_e avec une température T_e est appliqué sur la surface S_2
- Un échange convectif h_g avec une température T_g est appliqué sur la surface S_3

Dans toute l'étude, l'anode est considérée comme un solide indéformable et les propriétés thermiques du cuivre sont dépendantes de la température.

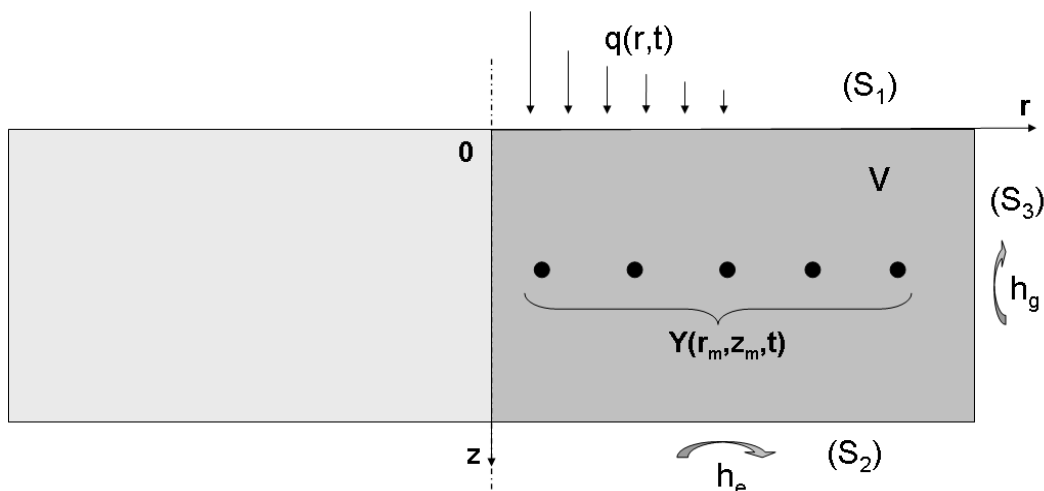


Figure 3.7. Description du problème en 2D temporel.

3.2.2-La méthode des gradients conjugués

Pour expliquer la méthode des gradients, considérons l'exemple donné par l'équation 3.3 où A est une application reliant le vecteur $u=(u_1, u_1, \dots, u_N)$ au vecteur $v=(v_1, v_1, \dots, v_P)$:

$$A. \begin{pmatrix} u \\ u_2 \\ \cdot \\ u_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v \\ v_2 \\ \cdot \\ v_P \end{pmatrix} \quad (\text{eq 3.3})$$

Le problème inverse étudié consiste à déterminer les composantes u_1 à u_N en connaissant uniquement M composantes de v tel que $M < P$. Pour une combinaison des composantes de u, on associe une fonction coût qui caractérise l'écart des v_m ($m=1$ à M) calculées par l'application A et les v_m que l'on connaît. Généralement cette fonction coût est de forme quadratique et définie par :

$$J(u) = \sum_{m=1}^M [v_m |_{calculée} - v_m |_{connue}]^2 \quad (\text{eq.3.4})$$

La méthode des gradients consiste à déterminer de façon itérative la combinaison de u_1 à u_N qui correspond à la valeur minimale de la fonction J. La meilleure façon d'aller dans le minimum d'une fonction est de se déplacer dans la direction de descente $-d$ qui est l'opposée de son gradient. Ainsi à chaque itération, on a la correction suivante :

$$u^{k+1} = u^k - \beta^k .d^k \quad (\text{eq.3.5})$$

où k est le nombre d'itération, d^k le gradient de J par rapport aux composantes de u ($d^k = -J'$) et β^k le pas de descente effectué suivant la direction d^k qui minimise $J(u^{k+1})$.

Dans la méthode des gradients conjugués, la direction de descente est obtenue en prenant la direction conjuguée (par rapport à l'application A) à celle de l'itération précédente. On a alors la direction :

$$d^k = J' + \gamma^k .d^{k-1} \quad (\text{eq.3.6})$$

dans laquelle γ^k est le paramètre de conjugaison.

3.2.3- Application au problème d'estimation de flux

Le comportement du système illustré sur la figure 3.7 peut être décrit par un modèle similaire à l'application de l'équation (3.3). L'application A est remplacée par un modèle thermique direct basé sur la résolution de l'équation de la chaleur dans le matériau de volume V en connaissant son état initial et les conditions aux limites. Le vecteur u à l'entrée et le vecteur v à la sortie sont respectivement les analogues du flux surfacique $q(r,t)$ et le champ de température $T(r,z,t)$ dans tout le domaine. Les M composantes connues du vecteur v sont représentées par des températures $Y_m=Y(r_m,z_m,t)$ mesurées en M points du domaine.

Comme dans l'exemple ci-dessus, l'objectif est alors de déterminer le flux $q(r,t)$ qui minimise la fonction coût $J(q)$ définie par l'écart quadratique entre les températures calculées $T(r_m,z_m,t)$ et les températures mesurées $Y(r_m,z_m,t)$:

$$J(q) = \int_0^{t_f} \sum_{m=1}^M \left[T(r_m, z_m, t)_q - Y(r_m, z_m, t) \right]^2 dt \quad (\text{eq.3.7})$$

L'estimation du flux à la surface se traduit alors par un problème d'optimisation de la fonction $J(q)$ avec la correction itérative suivante :

$$q^{k+1} = q^k - \beta^k .d^k \quad (\text{eq.3.8})$$

Au début du calcul, la grandeur recherchée q est initialisée à une valeur arbitraire. Typiquement, on prend $q(r,t)=0$. Trois étapes successives sont ensuite effectuées à chaque itération :

- La première est le calcul par le modèle direct du champ de température total correspondant au flux appliqué q^k et le calcul de la fonction coût $J(q^k)$ à partir des températures aux points de mesures.
- La seconde est le calcul de la direction d^k . D'après l'équation 3.6, cette étape nécessite le calcul du gradient de $J(q^k)$.
- La troisième est le calcul du pas de descente optimal β^k .

Nous allons voir que ces étapes se concrétisent par la résolution de trois problèmes analogues: le problème direct, le problème de sensibilité et le problème adjoint.

Le problème direct

Le problème direct qui nous intéresse consiste à calculer le champ de température dans tout le volume V pour tout flux appliqué à sa surface. Ce calcul se fait avec un modèle direct qui repose sur la résolution de l'équation de conduction de la chaleur dans le matériau. Plusieurs paramètres interviennent dans le modèle :

- Les paramètres de temps et d'espace constitués par les dimensions du matériau, la durée totale de l'application du flux, ainsi que les résolutions temporelle et spatiale.
- Les propriétés thermophysiques du matériau qui sont la conductivité thermique et la chaleur spécifique.
- La condition initiale définie par la distribution de température dans tout le volume V à l'instant t_0 .
- Les conditions aux limites du domaine: le flux q à la surface active S_1 , un échange convectif aux surfaces S_2 et S_3 et un flux nul sur l'axe de symétrie.

Ainsi le problème direct revient à résoudre le système d'équation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho C_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla}(\lambda(T)\vec{\nabla} T) = 0 \text{ dans } V \quad \text{(eq.3.9)} \\ -(\lambda(T)\vec{\nabla} T)_{S_1} = q \quad \text{(eq.3.10)} \\ -(\lambda(T)\vec{\nabla} T)_{S_2} = h_e(T - T_e) \quad \text{(eq.3.11)} \\ -(\lambda(T)\vec{\nabla} T)_{S_3} = h_g(T - T_g) \quad \text{(eq.3.12)} \\ -(\lambda(T)\vec{\nabla} T)_{r=0} = 0 \quad \text{(eq.3.13)} \\ T|_{t=0} = T_0 \quad \text{(eq.3.14)} \end{array} \right.$$

Avec :

ρ : masse volumique

C_p : chaleur spécifique

h_e et h_g : coefficients d'échange convectif au fond et au bord

T_0 : température initiale

Pour résoudre ce système d'équation, nous avons utilisé la méthode des volumes finis avec un schéma implicite. Les champs de températures obtenus permettent de calculer la fonction coût J.

Rappelons que la méthode des gradients conjugués nécessite la connaissance du gradient de la fonction J exprimée par l'écart entre les températures mesurées et celles données par le modèle direct. Reprenons l'expression de J :

$$J = \int_0^{t_f} \sum_{m=1}^M \left[T(r_m, z_m, t)_q - Y(r_m, z_m, t) \right]^2 dt \quad (\text{eq.3.15})$$

La façon la plus simple de calculer son gradient est de procéder par différences finies, on a :

$$J' = \left(\frac{\partial J}{\partial q_1}, \frac{\partial J}{\partial q_2}, \dots, \frac{\partial J}{\partial q_i}, \dots, \frac{\partial J}{\partial q_N} \right) \quad (\text{eq.3.16})$$

tel que

$$\frac{\partial J}{\partial q_i} = \left(\frac{J(q_1, q_2, \dots, q_{i+\Delta q_i}, \dots, q_N) - J(q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_N)}{\Delta q_i} \right) \quad (\text{eq.3.17})$$

A part la difficulté au niveau du choix de Δq_i , cette technique nécessite de résoudre (N+1) fois le problème direct pour chaque itération. Sachant que N représente le nombre total des composantes du flux $q(r,t)$ à identifier, il est clair que le calcul devient rapidement lourd en terme de mémoire et de durée, ce qui le rend pratiquement inutilisable. Pour contourner cette difficulté, une solution consiste à adopter une approche variationnelle qui donne naissance à un problème de sensibilité couplé à un problème adjoint.

Le problème de sensibilité

Il est basé sur l'application d'une perturbation δq au niveau du flux et consiste à analyser la variation δT qu'elle induit au niveau de la température du matériau. Nous allons seulement

décrire les grandes lignes de cette technique mais une explication plus détaillée peut être trouvée dans [Abo_1, Jar_1]. L'écriture du système d'équation (3.9) à (3.14) pour la température perturbée $T+\delta T$ donne :

$$\rho C_p (T+\delta T) \frac{\partial (T+\delta T)}{\partial t} - \bar{\nabla}(\lambda(T+\delta T)\bar{\nabla}(T+\delta T)) = 0 \quad (\text{eq.3.18})$$

$$-\left(\lambda(T+\delta T)\bar{\nabla}(T+\delta T)\right)_{s_1} = q + \delta q \quad (\text{eq.3.19})$$

$$-\left(\lambda(T+\delta T)\bar{\nabla}(T+\delta T)\right)_{s_2} = h_e (T+\delta T - T_e) \quad (\text{eq.3.20})$$

$$-\left(\lambda(T+\delta T)\bar{\nabla}(T+\delta T)\right)_{s_3} = h_g (T+\delta T - T_g) \quad (\text{eq.3.21})$$

$$-\left(\lambda(T)\bar{\nabla}(T+\delta T)\right)_{r=0} = 0 \quad (\text{eq.3.22})$$

$$T + \delta T|_{t=0} = T_0 \quad (\text{eq.3.23})$$

L'idée est de soustraire les systèmes d'équations (3.18) à (3.23) et (3.9) à (3.14). Avec quelques transformations mathématiques, on obtient le système :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho C_p (T) \frac{\partial \delta T}{\partial t} - \bar{\nabla}(\lambda(T)\bar{\nabla} \delta T) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{eq.3.24})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\left(\lambda(T)\bar{\nabla} \delta T\right)_{s_1} = \delta q \end{array} \right. \quad (\text{eq.3.25})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\left(\lambda(T)\bar{\nabla} \delta T\right)_{s_2} = h_e \delta T \end{array} \right. \quad (\text{eq.3.26})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\left(\lambda(T)\bar{\nabla} \delta T\right)_{s_3} = h_g \delta T \end{array} \right. \quad (\text{eq.3.27})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\left(\lambda(T)\bar{\nabla} \delta T\right)_{r=0} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{eq.3.28})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta T|_{t=0} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{eq.3.29})$$

Ces équations sont appelées équations de sensibilité. Pour une variation δq du flux à la surface, elles permettent d'avoir la variation δT correspondante au niveau du champ de température. Elles sont de formes similaires aux équations du problème direct et peuvent être résolues en utilisant la même routine de résolution.

Calcul du pas de descente

Dans le cadre de la méthode des gradients conjugués, d^k représente la direction de descente dans laquelle la correction du flux s'effectue suivant la formule. Il s'agit de voir l'évolution de J lorsque le flux $q(r,t)$ subit la correction δq afin de déterminer le pas optimal à adopter. En rappelant que :

$$q^{k+1} = q^k - \beta^k .d^k \quad (\text{eq.3.30})$$

la fonction coût relative au nouveau flux q^{k+1} est donnée par :

$$J(q^{k+1}) = J(q^k + \beta^k d^k) + \int_0^{tf} \sum_{m=1}^M \left[T(r_m, z_m, t)_{q^k + \beta^k d^k} - Y(r_m, z_m, t) \right]^2 dt \quad (\text{eq.3.31})$$

A ce stade, une approximation linéaire au niveau de la température permet d'écrire :

$$T(r_m, z_m, t)_{q^k + \beta^k d^k} = T(r_m, z_m, t)_{q^k} + \beta^k \frac{\partial T(r_m, z_m, t)}{\partial q} d^k \quad (\text{eq.3.32})$$

Puisque d^k représente la perturbation δq associée à une variation δT , on a :

$$\beta^k \frac{\partial T(r_m, z_m, t)}{\partial q} d^k = \beta^k .\delta T(r_m, z_m, t)_{d^k} \quad (\text{eq.3.33})$$

Ce qui donne :

$$J(q^{k+1}) = J(q^k) - \beta^k \int_0^{t_f} \sum_{m=1}^M \left[T(r_m, z_m, t)_{q^k} - Y(r_m, z_m, t) \right]^2 \delta T(r_m, z_m, t)_{d^k} dt + \frac{(\beta^k)^2}{2} \int_0^{t_f} \sum_{m=1}^M \left[\delta T(r_m, z_m, t)_{d^k} \right]^2 dt \quad (\text{eq.3.34})$$

La minimisation de la fonctionnelle $J(q^{k+1})$ à l'itération $k+1$ est alors obtenue en choisissant le pas optimal qui annule la dérivée de $J(q^{k+1})$ par rapport à β . Finalement le pas de descente à adopter est donné par la relation :

$$\beta^k = \frac{\int_0^{t_f} \sum_{m=1}^M \left[T(r_m, z_m, t)_{q^k} - Y(r_m, z_m, t) \right]^2 \delta T(r_m, z_m, t)_{p^k} dt}{\int_0^{t_f} \sum_{m=1}^M \left(\delta T(r_m, z_m, t)_{p^k} \right)^2 dt} \quad (\text{eq.3.35})$$

Le problème adjoint

La méthode adjointe permet de calculer le gradient de la fonctionnelle J indépendamment de la dimension des composantes du flux à identifier. Elle est très utilisée pour les études océaniques et météorologiques dans lesquelles le nombre des paramètres à estimer est très élevé.

On commence par supposer que le flux q et la température T varient indépendamment. La minimisation de $J(q, T)$ qui est posée sous la forme d'une optimisation sans contrainte est ramenée à l'optimisation sous-contraintes du lagrangien défini par :

$$L(T, q, \psi) = J(q, T) + \int_{t=0}^{t_f} \int_V \rho C_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla}(\lambda(T) \vec{\nabla} T) \cdot \psi \, dt dV \quad (\text{eq.3.36})$$

Dans cette définition, Ψ est un multiplicateur de Lagrange associé à la contrainte qui est donnée par l'équation d'état. A l'issue de la résolution du problème direct, la température est solution de l'équation d'état et la contrainte dans le lagrangien est vérifiée. On peut écrire :

$$L(T, q, \psi) = J(q, T) \quad (\text{eq.3.37})$$

$$\delta L(T, q, \psi) = \delta J(q, T) \quad (\text{eq.3.38})$$

$$\delta J(q, T) = \frac{\partial L}{\partial T} \delta T + \frac{\partial L}{\partial q} \delta q \quad (\text{eq.3.39})$$

Dans le but d'avoir le gradient de J par rapport à q, le multiplicateur de Lagrange Ψ est calculé de façon à ce que le gradient $\frac{\partial L}{\partial T}$ soit nul et que l'on puisse écrire :

$$\delta J(q, T) = \frac{\partial L}{\partial q} \delta q = (J', \delta q) \quad (\text{eq.3.40})$$

Le premier terme $J(T, q)$ du lagrangien peut être exprimé par :

$$\int_{t=0}^{t_f} \sum_{m=1}^M 2 \left[T(r_m, z_m, t)_q - Y(r_m, z_m, t) \right] dt = \int_{t=0}^{t_f} \int_V \frac{2 \left[T(r_m, z_m, t)_q - Y(r_m, z_m, t) \right]}{V_m} \delta(r_m, z_m) dV dt$$

où V_m est le volume de la cellule m situé en $r=r_m$ et $z=z_m$

On définit aussi la différentielle de $L(T, q, \Psi)$ au sens de Gâteaux par :

$$\delta L(T, q, \psi) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{L(T + \varepsilon \delta T, q, \psi) - L(T, q, \psi)}{\varepsilon \delta T} + \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{L(T, q + \varepsilon \delta q, \psi) - L(T, q, \psi)}{\varepsilon \delta q} \quad (\text{eq.3.41})$$

A partir de ces définitions, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \delta L(T, q, \psi) = & \int_0^{t_f} \int_V \frac{2 \left[T(r_m, z_m, t)_q - Y(r_m, z_m, t) \right]}{V_m} \delta(r_m, z_m) dt dV \\ & + \int_{t=0}^{t_f} \int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho C_p(T) \delta T) \psi dt dV \\ & - \int_{t=0}^{t_f} \int_V \Delta(\lambda(T) \delta T) \psi dt dV \end{aligned} \quad (\text{eq.3.42})$$

Il faut alors intégrer les deux termes :

$$I_1 = \int_{t=0}^{t_f} \int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho C_p(T) \delta T) \psi dt dV \quad \text{et} \quad I_2 = \int_{t=0}^{t_f} \int_V \Delta (\lambda(T) \delta T) \psi dt dV$$

Après une intégration par partie de I_1 par rapport au temps, et une double intégration par partie de I_2 par rapport à l'espace, on obtient finalement :

$$\begin{aligned} \delta L(T, q, \psi) = & \int_0^{t_f} \int_V \frac{2[T(r_m, z_m, t)_q - Y(r_m, z_m, t)]}{V_m} \delta(r_m, z_m) dt dV - \int_{t=0}^{t_f} \int_V \rho C_p(T) \delta T \frac{\partial \psi}{\partial t} dt dV \\ & + \int_{t=0}^{t_f} \int_{S_i, i=1}^3 \bar{\nabla} (\lambda(T) \delta T) dt dS_i - \int_{t=0}^{t_f} \int_{S_i, i=1}^3 \lambda(T) \delta T \bar{\nabla} \psi dt dS_i \\ & - \int_{t=0}^{t_f} \int_V \lambda(T) \delta T \Delta \psi dt dV + [\rho C_p(T) \delta T \psi]_{t=t_f} + [\rho C_p(T) \delta T \psi]_{t=0} \end{aligned} \quad (\text{eq.3.43})$$

Le terme $\int_{t=0}^{t_f} \int_{S_i, i=1}^3 \bar{\nabla} (\lambda(T) \delta T) dt dS_i$ est développé en considérant les conditions aux limites des équations de sensibilité. En regroupant et puis en annulant tous les coefficients de δT dans l'équation ci-dessus, on a les équations du problème adjoint :

$$\rho C_p(T) \frac{\partial \psi}{\partial t} + \lambda(T) \Delta \psi + \frac{2[T(r, z, t) - Y(r_m, z_m, t)]}{V_m} \cdot \delta(r_m, z_m) = 0 \quad (\text{eq.3.44})$$

$$-(\lambda(T) \bar{\nabla} \psi)_{S_1} = 0 \quad (\text{eq.3.45})$$

$$-(\lambda(T) \bar{\nabla} \psi)_{S_2} = h_e \psi \quad (\text{eq.3.46})$$

$$-(\lambda(T) \bar{\nabla} \psi)_{S_3} = h_g \psi \quad (\text{eq.3.47})$$

$$-(\lambda(T) \bar{\nabla} \psi)_{r=0} = 0 \quad (\text{eq.3.48})$$

$$\psi|_{t=t_f} = 0 \quad (\text{eq.3.49})$$

Remarque: Le problème adjoint est particulier et les équations [3.44]-[3.49] ne peuvent pas être résolues telles qu'elles sont formulées. En effet, à l'opposé du problème direct et du problème de sensibilité, on ne connaît pas la valeur initiale de la variable Ψ mais sa valeur finale (qui est nulle). Il s'agit donc d'un problème rétrograde dans le temps. Par ailleurs, le terme temporel $\rho C_p(T) \frac{\partial \psi}{\partial t}$ et le terme diffusif $\lambda(T) \Delta \psi$ sont de même signe dans l'équation [3.44]. Dans la mise en œuvre de la méthode des volumes finis, cela conduit à des valeurs négatives des coefficients de Patankar lors de la discrétisation, ce qui empêche sa résolution numérique. Il convient alors de faire un changement de variable en remplaçant la variable t par $\tau = t_f - t$.

Les équations adjointes deviennent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho C_p(T) \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \lambda(T) \Delta \psi = \frac{2[T(r,z,t) - Y(r_m, z_m, t)]}{V_m} \cdot \delta_{r_m, z_m} \quad (\text{eq.3.50}) \\ -(\lambda(T) \vec{\nabla} \psi)_{S_1} = 0 \quad (\text{eq.3.51}) \\ -(\lambda(T) \vec{\nabla} \psi)_{S_2} = h_e \psi \quad (\text{eq.3.52}) \\ -(\lambda(T) \vec{\nabla} \psi)_{S_3} = h_g \psi \quad (\text{eq.3.53}) \\ -(\lambda(T) \vec{\nabla} \psi)_{r=0} = 0 \quad (\text{eq.3.54}) \\ \psi|_{\tau=0} = 0 \quad (\text{eq.3.55}) \end{array} \right.$$

Comme dans le cas des équations de sensibilité, ces équations peuvent être résolues avec le même programme que celui utilisé pour le problème direct.

Calcul de la direction de descente

Lorsque la variable ψ est déterminée en résolvant le problème adjoint, l'équation 3.40 permet de déduire le gradient de la fonctionnelle J par rapport aux différentes composantes du flux et on a :

$$J' = \frac{\partial J}{\partial q} = \psi \quad (\text{eq.3.56})$$

Le gradient est alors égal à la variable ψ calculée à la surface d'application du flux q . On peut alors calculer la direction de descente par la formule de conjugaison :

$$d^k = J' + \gamma^k . d^{k-1} \quad (\text{eq.3.57})$$

Il existe différentes formulations du paramètre de conjugaison γ^k [Col_1]. Ici nous utilisons la formulation de Fletcher-Reeves [Fle_1] qui exprime γ^k par :

$$\gamma^k = \frac{\int_{S_1} [J'^k]^2 dt . dS_1}{\int_{S_1} [J'^{k-1}]^2 dt . dS_1} \quad (\text{eq.3.58})$$

La résolution de notre problème de conduction inverse revient alors à résoudre consécutivement trois problèmes analogues. La figure 3.8 résume l'ensemble des étapes de l'algorithme. Ces étapes sont lancées en boucle autant de fois que nécessaire jusqu'à ce que la fonction coût J atteigne une valeur très petite ϵ .

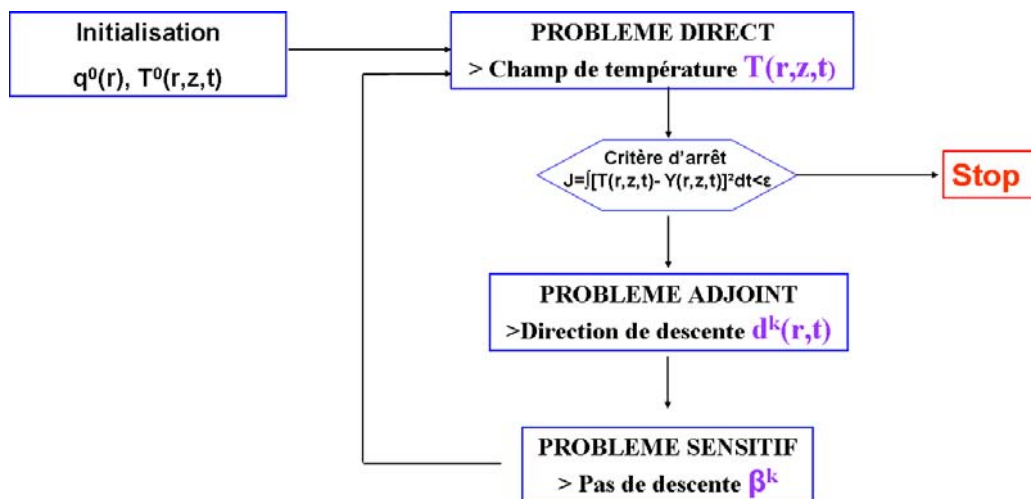


Figure 3.8. Algorithme des gradients conjugués couplé à la méthode adjointe.

Nous venons de mettre en place la méthode inverse permettant d'estimer le profil du flux transféré à l'anode ainsi que son évolution temporelle. Avant de pouvoir l'appliquer à notre étude expérimentale, elle doit être testée et validée au moyen de cas numériques afin d'étudier ses capacités, ses limitations ainsi que les paramètres à adopter pour une application expérimentale correcte.

3.2.4-Validation numérique

Avant de pouvoir appliquer la méthode décrite dans les paragraphes précédents à notre configuration expérimentale, il est nécessaire de tester ses performances et de la valider au moyen de tests numériques. Pour cela nous considérons le système axisymétrique illustré par la figure 3.9 dont la configuration est proche de celle que nous aurons au cours de nos expériences.

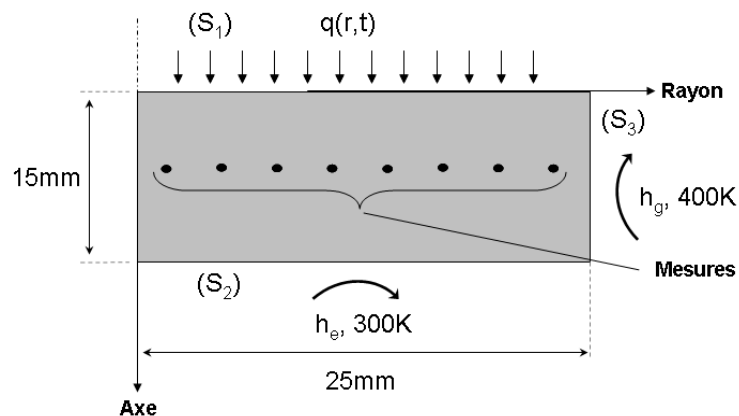


Figure 3.9. Géométrie utilisée pour les tests numériques

Le matériau considéré est un bloc de cuivre cylindrique de 15mm d'épaisseur et de 25mm de rayon dont les propriétés thermophysiques sont données sur la figure 3.10.

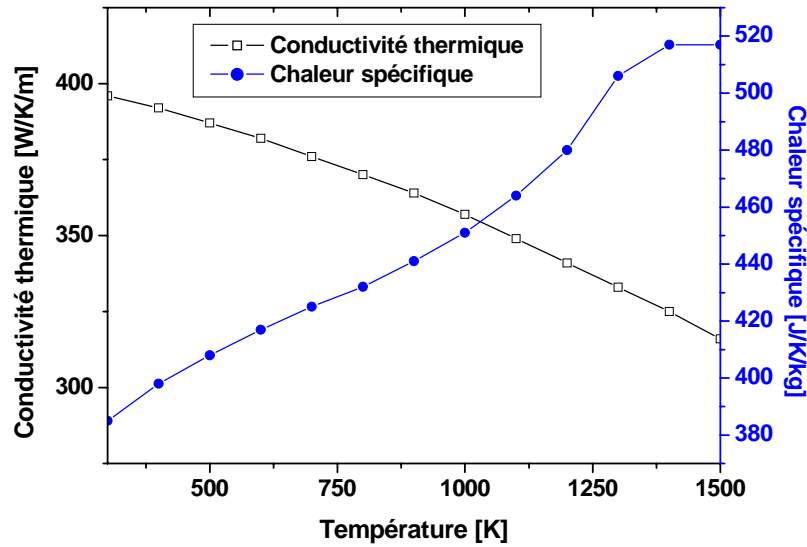


Figure 3.10. Conductivité thermique et chaleur spécifique du cuivre.

Sur le bord du domaine, nous considérons un échange convectif avec une température ambiante de 400K et un coefficient d'échange $h_g=15\text{W/K/m}^2$. Sur le fond, nous imposons un coefficient d'échange $h_e=4000\text{W/K/m}^2$ et une température ambiante de 300K correspondants à un refroidissement par circulation d'eau. Une condition de flux nul est appliquée sur l'axe de symétrie du système. Ces conditions aux limites sont proches de celles qui ont été utilisées au cours des études expérimentales dans [Mas_2].

Simulation des données de mesure

Pour simuler des mesures de températures, on applique à la surface (S_1) un profil de flux test ayant des caractéristiques similaires au flux transféré par le plasma à l'anode dans un arc libre. La distribution radiale de ce flux est tracée sur la figure 3.11-a. Elle correspond à un profil de type gaussien qui est typique des arcs libres. Pour produire une variation temporelle, nous faisons varier l'amplitude du flux en escalier dans une gamme comprise entre 0 et $3 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$ pendant une durée totale de 480 secondes (figure 3.11-b). On remarquera la valeur nulle du flux à l'instant final qui est une condition imposée par le problème adjoint.

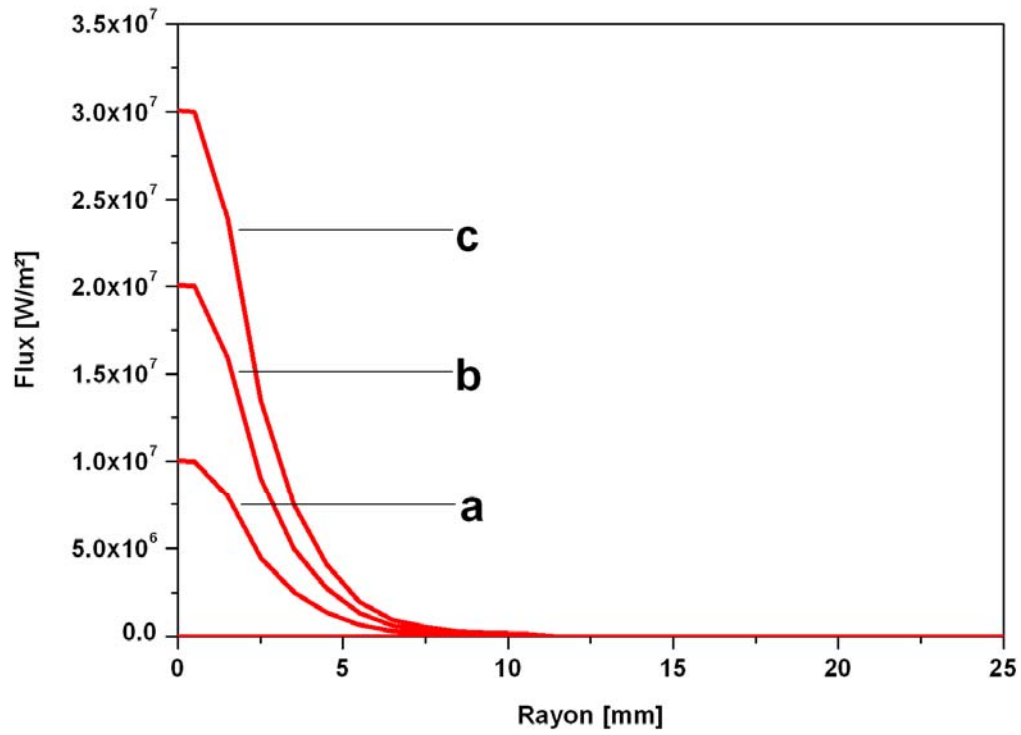


Figure 3.11-a. Profil radial du flux test.

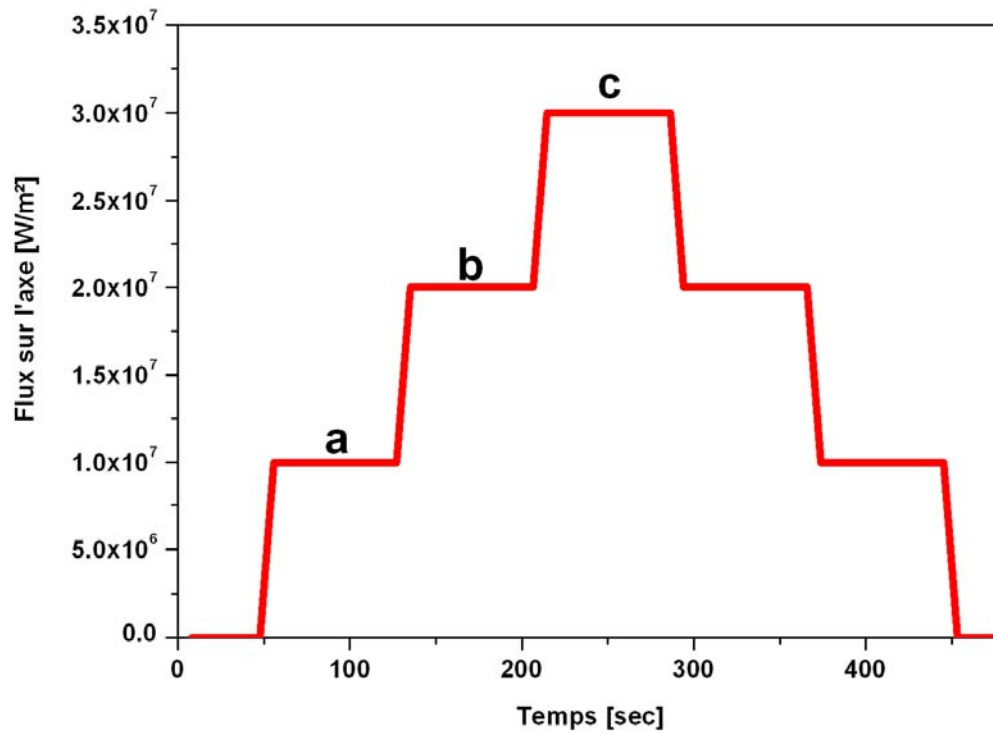


Figure 3.11-b. Variation temporelle du flux sur l'axe ($r=0$ mm).

Le domaine est discrétisé avec une résolution spatiale de 1mm. Le choix du pas est imposé par la taille des thermocouples ($\varnothing 1\text{mm}$) que l'on utilisera pour nos mesures mais aussi par le temps de calcul qui dépend directement du maillage. Le pas de temps est choisi égal à 3 secondes. En effet, comme nous allons le voir dans la partie expérimentale, le matériel que nous utiliserons pour la mesure de températures aura une résolution temporelle de 3 secondes. La résolution du problème direct permet d'avoir l'évolution du champ de température dans le matériau. Les historiques de températures sont alors prélevés et enregistrés au niveau de 8 points de mesures assimilées à des capteurs de températures. En effet, il a été montré [Mas_2] que 8 capteurs équidistants sont suffisants pour estimer correctement la distribution radiale du flux surfacique dans cette configuration, nous retiendrons cette valeur pour toute la suite de notre étude.

3.2.4.1-Influence du positionnement des capteurs

La position des points de mesures est très importante et conditionne l'efficacité de l'inversion par le biais de deux phénomènes:

- Le premier est l'amortissement de l'impact d'un flux surfacique au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans le matériau. Ainsi plus les capteurs sont loins de la surface active, moins les signaux qu'ils reçoivent contiennent d'information sur le flux appliqué.
- Le deuxième phénomène est lié au temps de diffusion de la chaleur jusqu'au capteur. Comme il a été mentionné dans le paragraphe 2.2-3 du chapitre 2, l'emplacement des capteurs conditionne la faisabilité de l'inversion par l'intermédiaire du pas de temps caractéristique Δt_i tel que :

$$\Delta t_i = a \frac{\Delta t}{E^2} \quad (\text{eq.2.19})$$

On rappelle que a est la diffusivité du matériau, Δt le pas de temps dans le calcul et E la distance entre la surface et les capteurs. L'inégalité $\Delta t_i > 10^{-2}$ est une des conditions qui doit être vérifiée pour que l'inversion soit faisable. Dans notre cas, avec le pas de temps de l'ordre de la seconde et la diffusivité thermique élevée du cuivre ($\sim 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$), des capteurs placés à environ 5mm de la surface correspondent à une valeur de Δt_i située aux alentours de 10 et la

condition ci-dessus est largement vérifiée. Ainsi l'influence de l'emplacement des points de mesures vient surtout de l'amortissement du signal lors de sa propagation dans le matériau. Pour mettre en évidence cette influence, nous allons comparer les résultats obtenus avec des capteurs placés à différentes distances de la surface. Nous avons tracé sur la figure 12-a et sur la figure 12-b le profil radial de flux à l'instant $t=240\text{sec}$ ainsi que l'évolution temporelle du maximum sur l'axe pour les différentes profondeurs des capteurs.

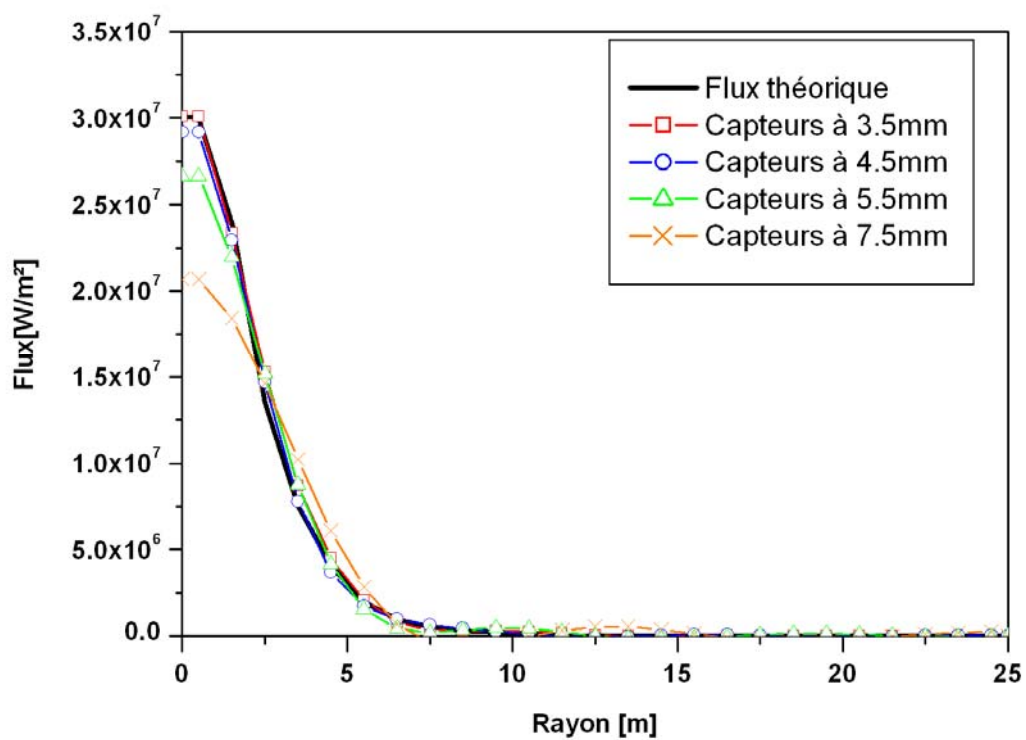


Figure 3.12-a. Profil radial du flux estimé à $t=240\text{sec}$ pour différentes profondeurs des capteurs.

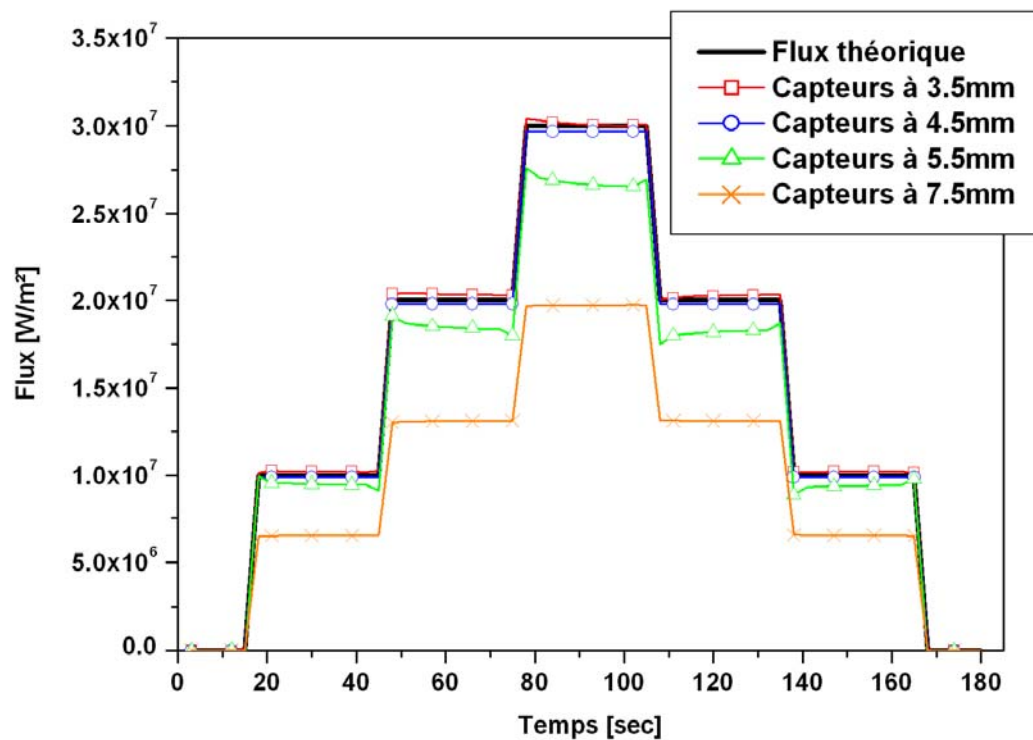


Figure 3.12-b. Evolution temporelle du flux à l'axe pour différentes profondeurs des capteurs.

On remarque que plus les capteurs sont placés loin de la surface, moins la méthode est capable d'estimer correctement le profil de flux et l'amplitude du flux est sous estimée. Ici, les capteurs placés à plus de 4.5 mm de la surface ne permettent plus une bonne reconstitution du profil du flux. Cela rejoint les constatations avancées dans les études paramétriques effectuées dans [Mas_2]. Pour l'expliquer, nous avons tracé sur la figure 3.13-a et sur la figure 3.1-b le champ de température à l'instant $t=240\text{sec}$ ainsi que le profil radial de température au niveau des différents emplacements des capteurs.

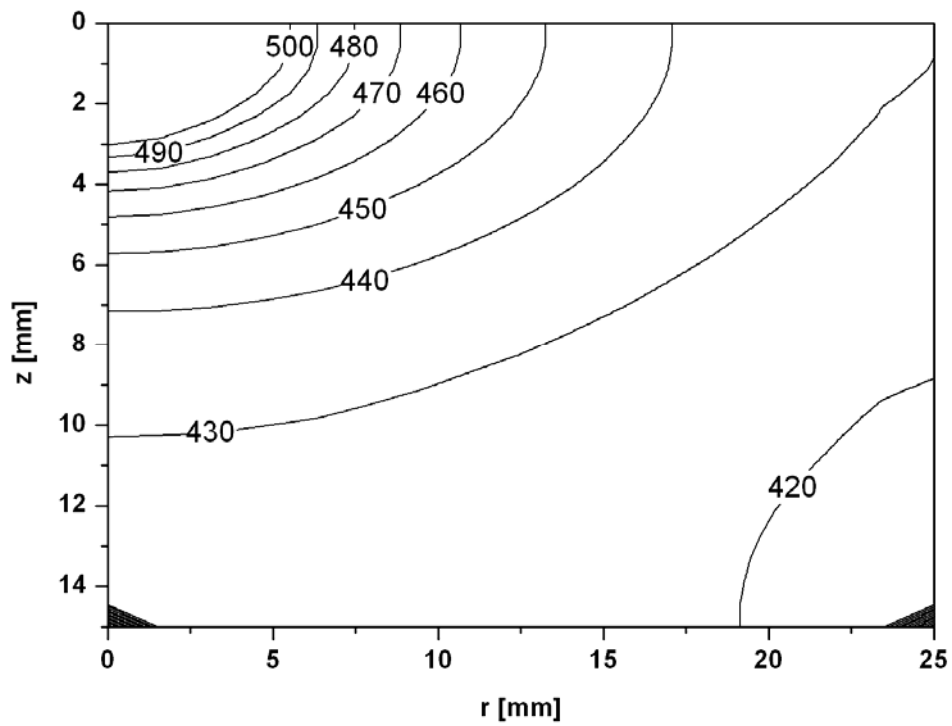


Figure 3.13-a. Champ de température dans le matériau à $t=240$ sec.

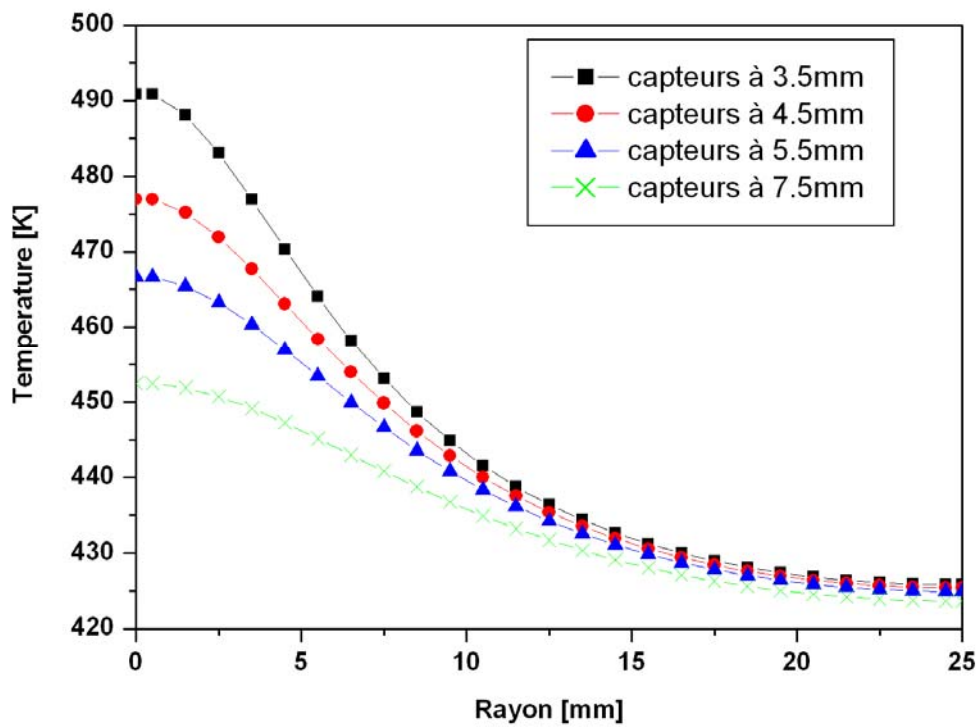


Figure 3.13-b. Profil de température à $t=240$ sec à l'emplacement des points de mesures.

On peut constater (figure 3.13-b) que le profil de température présente un gradient qui est d'autant moins marqué lorsqu'on s'éloigne de la surface. Ainsi, pour un nombre de points de mesure donné, il est plus difficile de reconstruire exactement la répartition du flux de chaleur à la surface.

3.2.4.2-Influence de la condition aux limites

Nous avons également voulu étudier l'influence que peut avoir les conditions aux limites, notamment sur le fond de l'anode. Pour cela nous avons fait des tests avec des capteurs situés à 3.5mm de la surface en considérant trois valeurs du coefficient d'échange h_e en fond du domaine. Après convergence, nous avons comparé sur la figure 3.14-a et sur la figure 3.14-b l'évolution temporelle du flux sur l'axe et le profil radial du flux estimé à l'instant $t=240\text{sec}$ pour des valeurs de h_e respectivement égales à 2000W/K/m^2 , 4000W/K/m^2 et 10000W/K/m^2 .

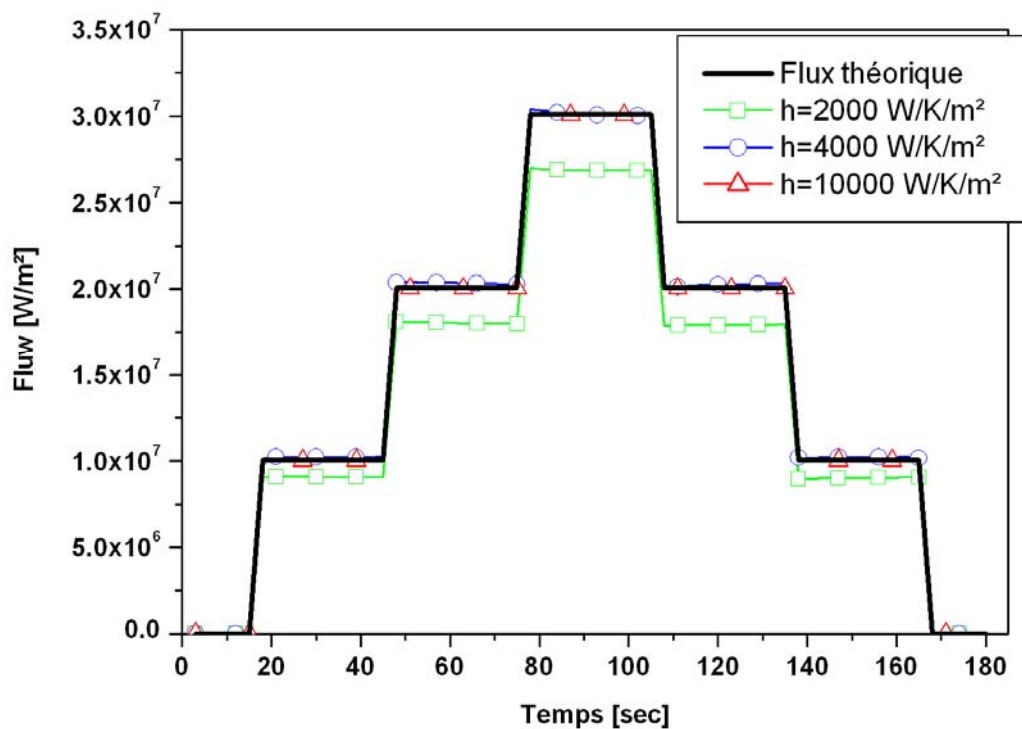


Figure 3.14-a. Evolution temporelle du flux sur l'axe pour différentes valeurs de h_e .

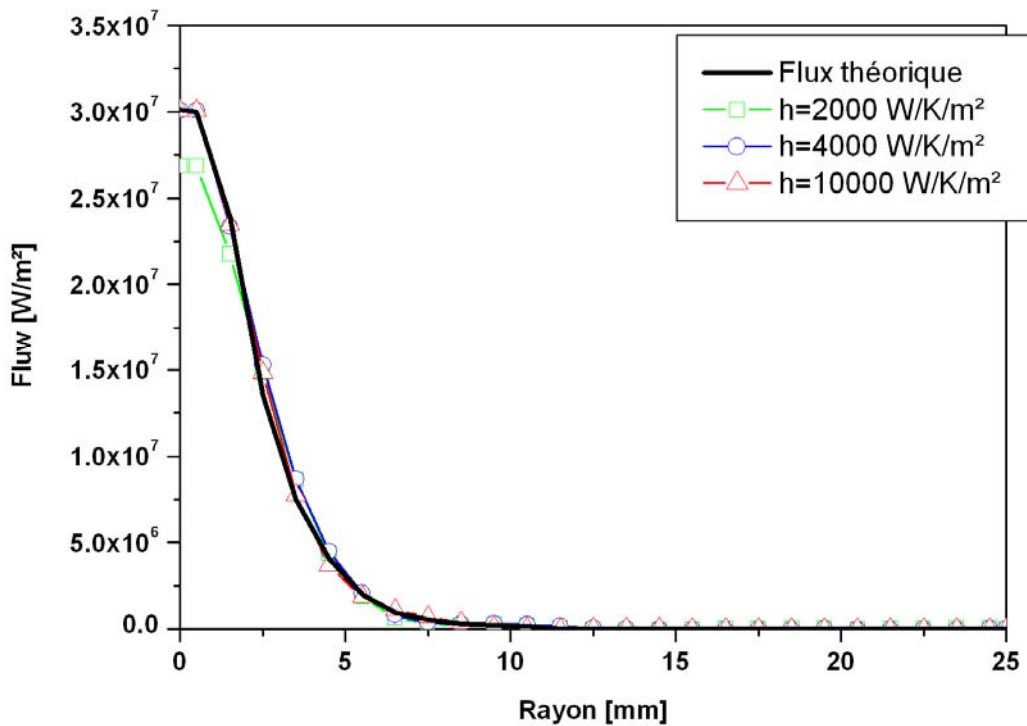


Figure 3.14-b. Profil radial du flux estimé à $t=240\text{sec}$ pour différentes valeurs de h_e .

On s'aperçoit que plus le coefficient d'échange convectif est faible, plus il est difficile pour la méthode d'estimer correctement le profil du flux. En effet, en diminuant le coefficient d'échange, on diminue l'évacuation de la chaleur et la température présente peu de gradient dans le matériau. L'influence de ce paramètre ainsi que du positionnement des capteurs sont liés au pas de temps choisi comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

3.2.4.3-Influence du pas de temps

Pour tout problème inverse de conduction de la chaleur, l'utilisation d'un pas de temps très petit conduit à une instabilité et une oscillation au niveau du résultat obtenu. Nous avons pu nous en apercevoir au cours de notre étude à une dimension dans le chapitre 2 où apparaît la notion de pas de temps caractéristique. Pour la configuration que nous considérons ici, c'est-à-dire un matériau en cuivre avec un maillage de 1mm associé aux conditions aux limites de la figure 3.7, le pas de temps critique est de l'ordre de la milliseconde. Etant donné que notre

étude se fait à des pas de temps de l'ordre de la seconde, la condition de stabilité est largement vérifiée et les résultats ne sont donc pas sujets à des oscillations numériques.

D'un autre côté, les tests que nous avons effectués sur notre configuration ont montré que l'utilisation d'un pas de temps trop élevé est aussi non favorable à une estimation correcte du profil de flux à la surface. Nous avons présenté sur la figure 3.15 le profil radial du flux à l'instant $t=240\text{sec}$ pour des pas de temps de 0.5sec, 1sec, 3sec, 5sec et 7sec.

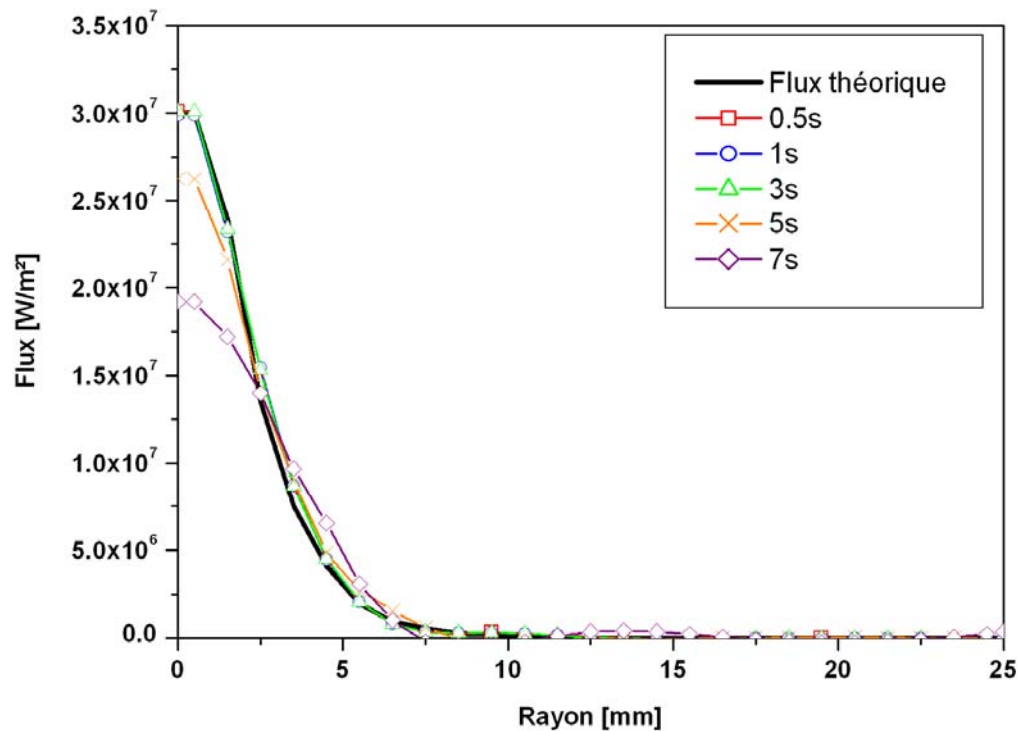


Figure 3.15. Profil radial du flux à l'instant $t=240\text{sec}$ pour différentes valeurs du pas de temps

Ce résultat montre qu'en augmentant le pas de temps, le flux reconstitué tend à s'éloigner de la solution théorique et à être sous estimé par rapport à la solution escomptée. Cela est dû au caractère diffusif de la chaleur et à l'homogénéisation de la température au cours du temps dans le matériau. Pour mettre en évidence cette propagation ainsi que son influence, nous allons considérer un exemple concret.

Soient deux profils de flux de chaleur $q_1(r)$ et $q_2(r)$ correspondant à une même puissance appliquée de 1370W mais avec des distributions radiales différentes. Ces deux profils de flux sont tracés sur la figure 3.16.

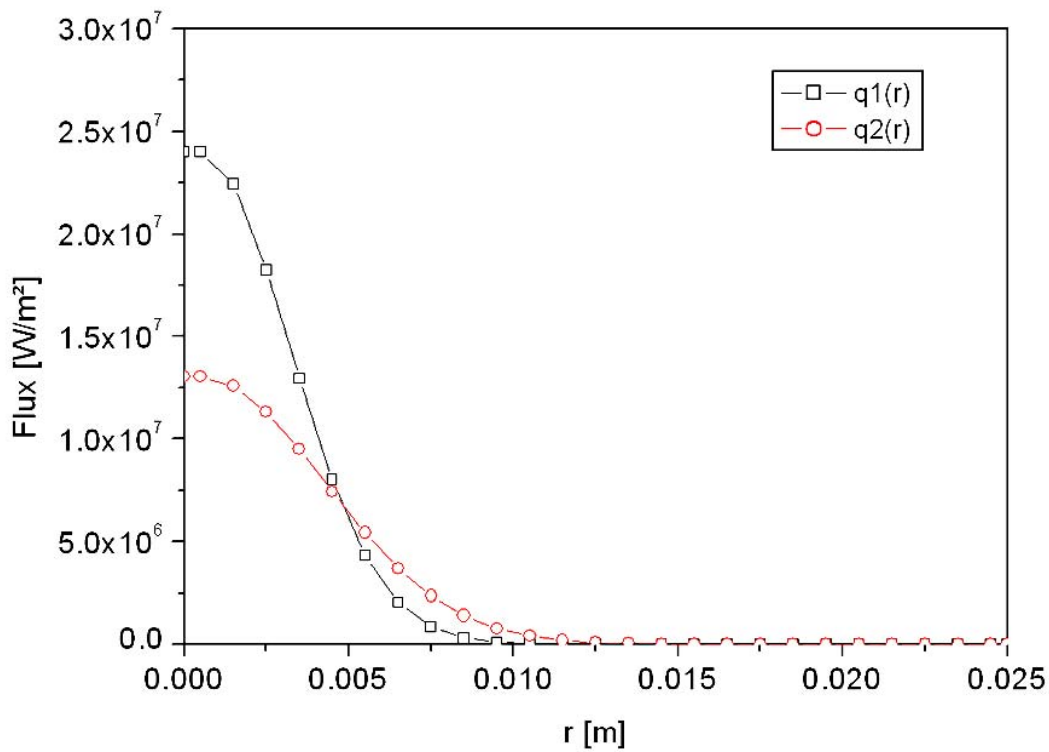


Figure 3.16. Deux profils de flux de même puissance mais de formes différentes.

A un instant t donné, chaque profil de flux est appliqué pendant 5 sec au matériau porté à une température initiale uniforme égale à 300K. Les conditions aux limites sont les mêmes que celles décrites au paragraphe 3.2.2. L'idée est de voir l'impact du flux appliqué à l'instant t sur le champ de température $T(r,z,t)$ et $T(r,z,t+\Delta t)$ aux instants t et $t+\Delta t$. Ce test est fait avec trois valeurs de Δt respectivement égales à 1 sec, 5sec et 10sec. Sur la figure 3.17-a a été tracé le profil radial de la température à une distance de 4.5mm de la surface à l'instant t , c'est-à-dire au moment où le flux est appliqué. Nous pouvons voir que le gradient de température est nettement plus marqué avec l'application du flux $q1(r)$.

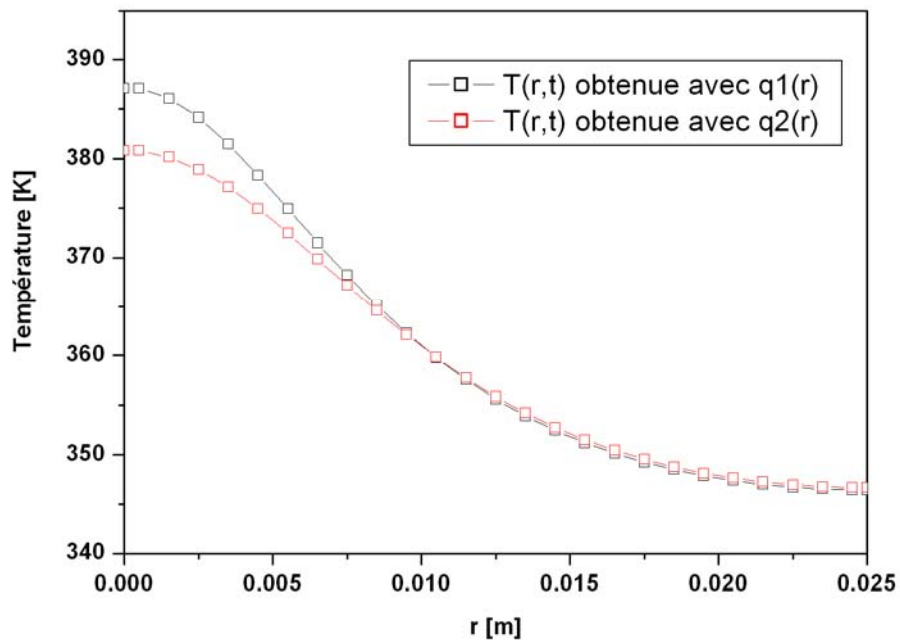


Figure 3.17-a. Profils de température à 4.5mm de la surface à l'instant t.

Voyons maintenant le profil de température, toujours à 4.5mm de la surface, après un pas de temps de 1sec, de 5sec et de 10sec. Nous pouvons les voir sur les figures 3.17-b à 3.17-d.

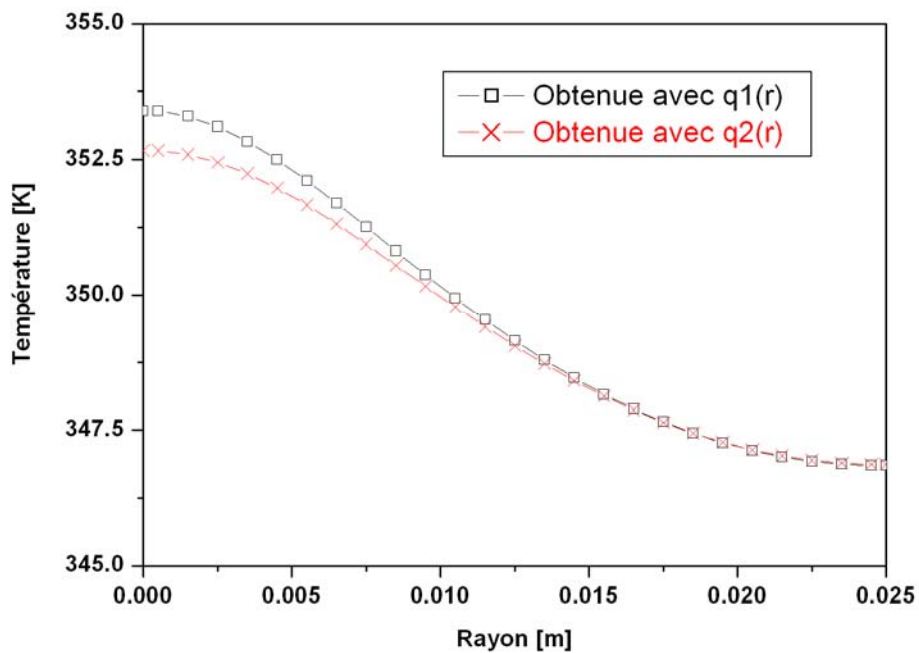


Figure 3.17-b. Profils de température à 4.5mm de la surface à l'instant t+Δt avec Δt=1sec.

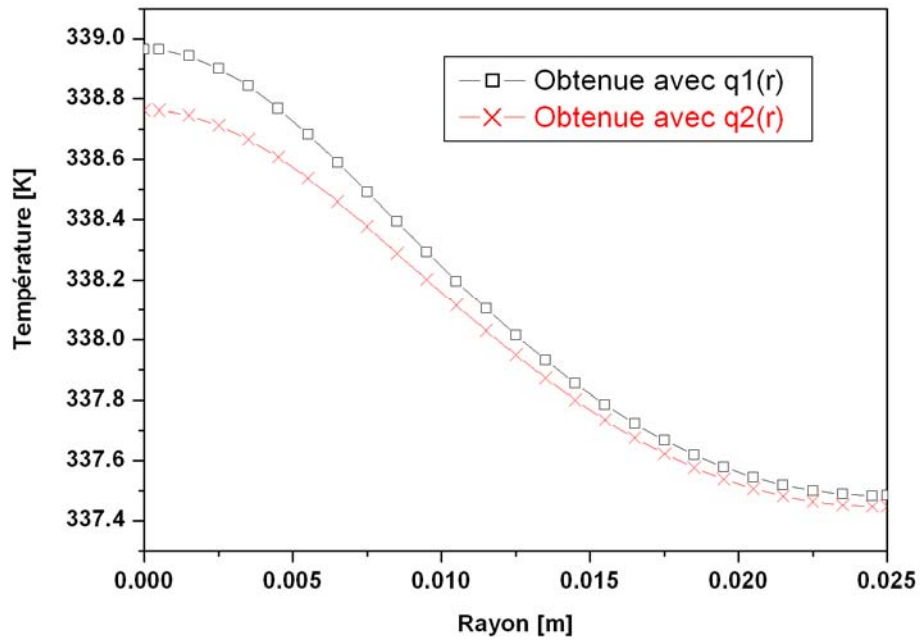


Figure 3.17-c. Profils de température à 4.5mm de la surface à l'instant $t+\Delta t$ avec $\Delta t=5\text{sec}$.

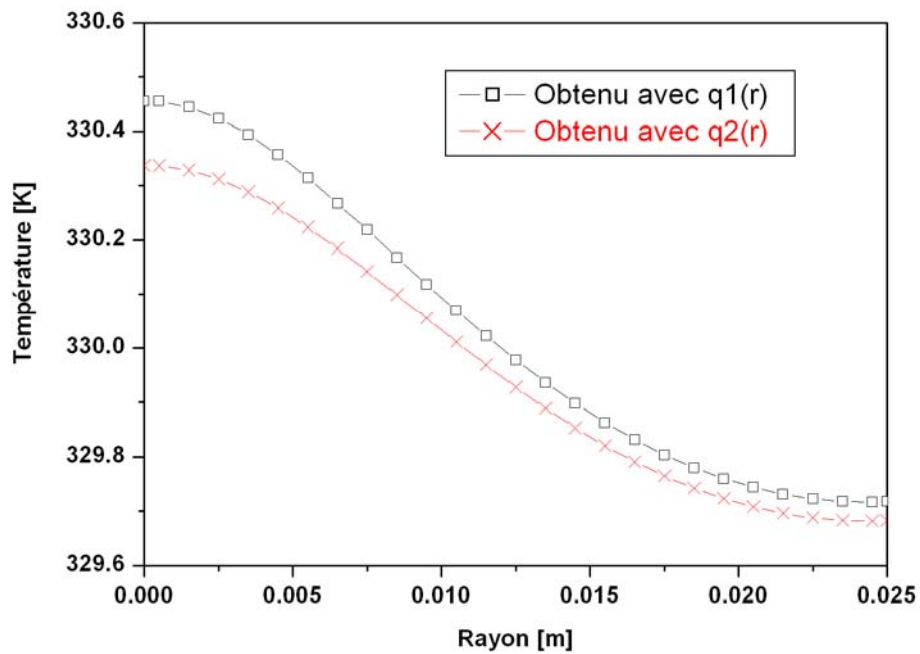


Figure 3.17-d. Profils de température à 4.5mm de la surface à l'instant $t+\Delta t$ avec $\Delta t=10\text{sec}$.

- Pour $\Delta t=1\text{sec}$, la différence entre les deux profils de température est très marquée pour les deux profils de flux $q_1(r)$ et $q_2(r)$ (figure 3.17-b). L'estimation du flux se fait alors sans difficulté majeure.

- Pour $\Delta t=5\text{sec}$, les deux températures commencent à se confondre (figure 3.17-c)

- Pour $\Delta t=10\text{sec}$, la durée est suffisamment grande et la température s'homogénéise dans le matériau. On peut voir sur la figure 3.17-d que les profils de températures à 4.5mm sont pratiquement les mêmes pour les deux profils de flux $q_1(r)$ et $q_2(r)$. Ainsi plus on augmente le pas de temps Δt , plus la distribution de la température tend à être identique pour les deux profils de flux. Les températures aux points de mesures permettront seulement d'estimer la puissance totale appliquée à l'instant t mais ne contiennent pas assez d'informations sur la répartition du flux à la surface.

Cet effet dépend effectivement du pas de temps choisi, mais aussi de l'emplacement des capteurs et du coefficient d'échange convectif qui détermine l'évacuation de chaleur sur le fond du domaine. Cela revient à dire que dans notre géométrie, ces paramètres sont implicitement liés et ne peuvent être étudiés séparément.

A l'issue des différents tests que nous avons présentés, pour une valeur de h_c égale à 4000W/K/m^2 , nous pouvons retenir les paramètres donnés par le tableau 3.1 qui nous permettent de reconstituer proprement le profil du flux inconnu ainsi que son évolution temporelle.

Position des capteurs	3.5mm
Nombre des capteurs	8
Pas du maillage	1mm
Pas de temps	3sec

Tableau 3.1. Paramètres retenus pour une estimation correcte du profil de flux.

3.2.4.4-Test en présence d'un bruit de mesure

Les températures relevées au cours d'une acquisition sont toujours accompagnées d'un bruit de mesure. Dans notre cas, les thermocouples fournissent des valeurs avec une incertitude de 0.4% de la valeur réelle. Pour étudier le comportement de la méthode en présence de bruits,

nous avons considéré un profil de flux test similaire à celui décrit au paragraphe 3.2.2. Nous avons ajouté un bruit gaussien aux températures de mesure simulées par le modèle direct. Ainsi les températures injectées au niveau du modèle inverse sont telles que :

$$Y(r_m, z_m, t) = Y(r_m, z_m, t) + \theta \cdot \sigma \quad (3.59)$$

$$\sigma = \frac{0.4}{100} Y(r_m, z_m, t) \quad (3.60)$$

où θ est un nombre aléatoire entre -1 et 1 avec une distribution gaussienne.

Du fait du caractère mal posé des problèmes inverses de conduction de la chaleur, la présence d'un bruit sur les températures peuvent engendrer de grandes perturbations sur le profil de flux reconstitué. Pour limiter ces oscillations au niveau du résultat, la méthode des gradients conjugués est associée à la technique de régularisation itérative. Cette technique basée sur le principe de la discrédance consiste à arrêter l'algorithme lorsque la fonction coût à minimiser atteint une valeur critique J_{\min} donnée par :

$$J_{\min} = \int_{t=0}^{t_f} \sum_{m=1}^M \sigma^2 dt \quad (3.61)$$

En effet, il est évident que l'incertitude aux points de mesures ne peut être inférieure à celle du bruit lui-même. Dans notre cas test, avec une incertitude de $\pm 0,4\%$ sur les 8 points de mesures et pour les 160 pas de temps ; l'équation 3.61 nous donne un critère d'arrêt J_{\min} égal à environ 2460. Nous reportons ci-dessous les résultats obtenus en appliquant cette condition d'arrêt. Sur la figure 3.18-a, nous avons tracé l'évolution de la fonction coût au cours des itérations successives. On voit que la valeur critique est atteinte aux alentours de la 50^{ème} itération. A ce stade, le profil du flux estimé est encore très loin de la solution souhaitée comme l'illustre la figure 3.18-b. Sur cette même figure, on peut voir qu'à partir de la 50^{ème} itération, le profil reconstruit tend vers la solution mais avec une amplification significative de l'oscillation due aux bruits de mesures. Les bruits de mesures que nous avons introduits ont un impact très significatif sur le résultat de l'inversion. L'application de ce critère d'arrêt conduit alors à un arrêt prématuré de l'algorithme et ne permet pas de retrouver la solution.

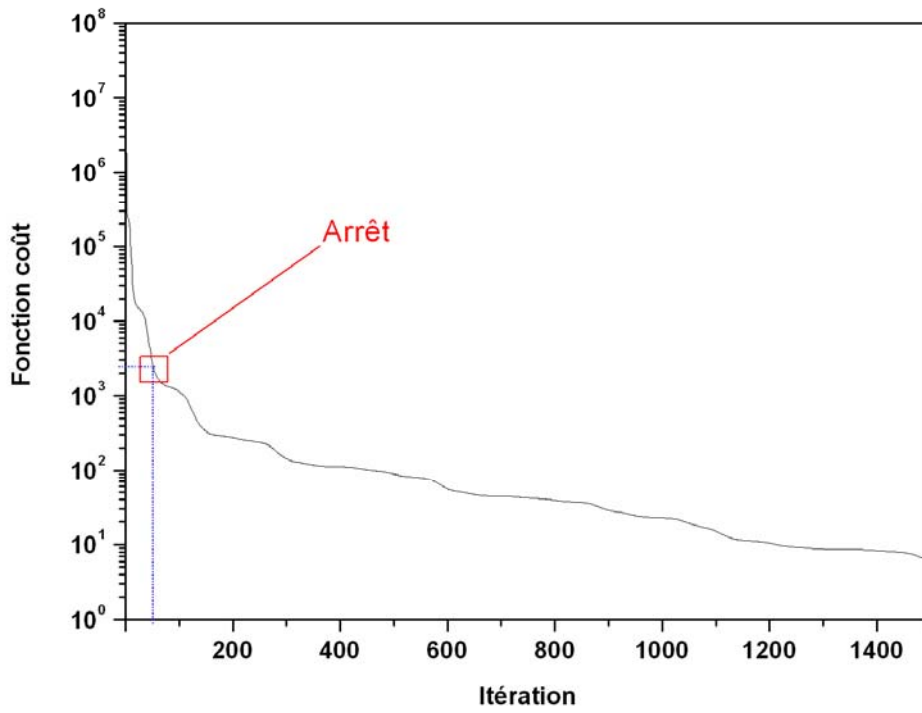


Figure 3.18-a. Evolution de la fonctionnelle avec des données bruitées.

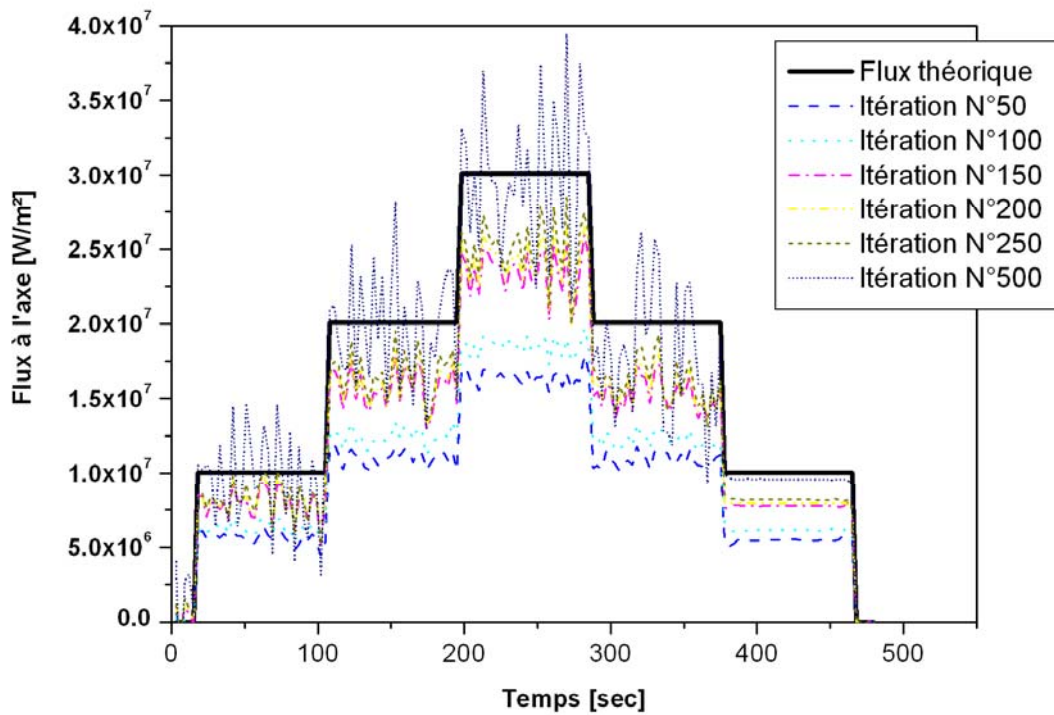


Figure 3.18-b. Evolution temporelle du flux à l'axe estimé avec des données bruitées.

Pour diminuer l'impact du bruit de mesure, les températures ont d'abord été lissées avant d'être introduites dans le modèle inverse. Après lissage, le principe de discrédance ne peut plus être appliqué car les incertitudes sur les températures d'entrées ne peuvent plus être quantifiées. Toutefois, l'analyse de l'évolution de la fonction coût (figure 3.19-a) en fonction des itérations effectuées permet de déduire une autre condition d'arrêt plus adaptée. En effet, on peut remarquer que la fonction coût décroît rapidement sur les premières itérations. En se rapprochant de la solution, sa décroissance est freinée et son allure tend à atteindre un pallier. Sur la figure 3.19-b, on peut voir qu'à partir de la 700^{ème} itération, le profil de flux estimé ne change plus significativement et les oscillations restent acceptables. Ainsi, nous choisissons d'arrêter l'algorithme lorsque la fonction coût cesse de décroître et commence à présenter un plateau.

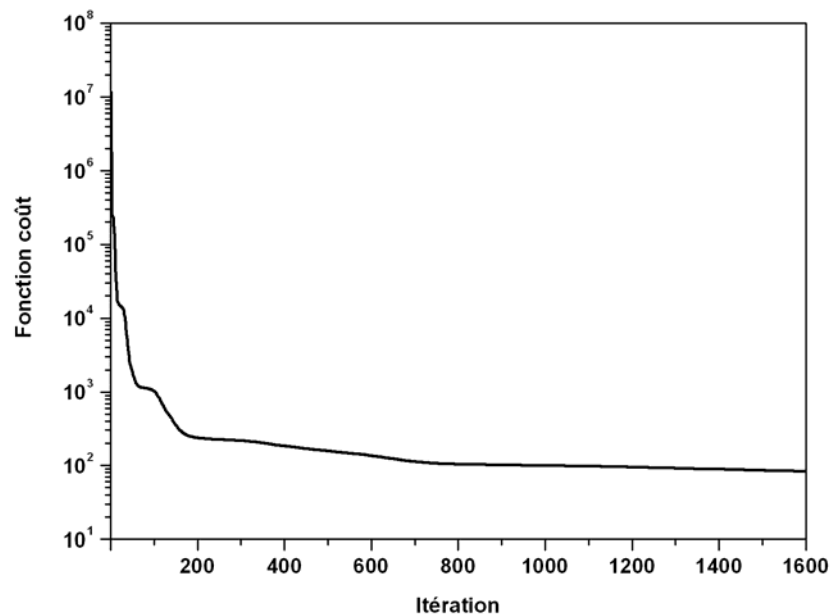


Figure 3.19-a. Evolution de la fonctionnelle avec des données bruitées et lissées.

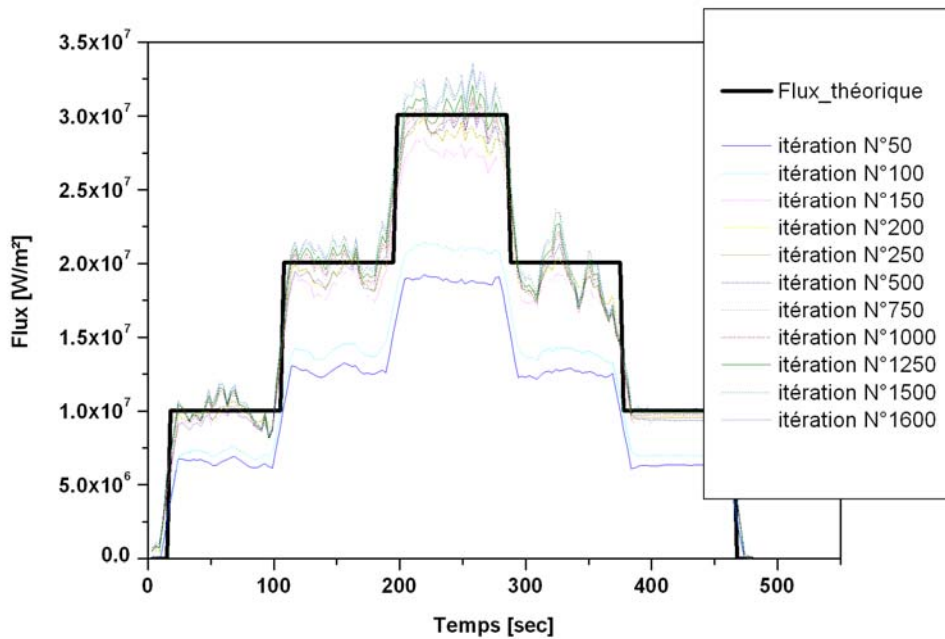


Figure 3.19-b. Evolution temporelle du flux à l'axe estimé avec des données bruitées et lissées.

Nous venons de voir la mise en place de la méthode inverse qui va nous permettre d'estimer la distribution du flux de chaleur à la surface de l'anode ainsi que son évolution au cours du temps. Nous allons maintenant passer à son application à notre configuration expérimentale.

3.3-Applications expérimentales

Dans cette partie, nous allons présenter l'ensemble du dispositif expérimental d'arc transféré ainsi que les différentes mesures que nous avons effectuées.

3.3-1 Le réacteur

L'arc est établi entre deux électrodes dans un réacteur à arc transféré conçu dans le cadre des travaux de thèse de Benech [Ben_1] pour caractériser un plasma d'arc par des techniques de tomographie (figure 3.20). Il est constitué d'une enceinte dont les parois sont refroidies par circulation d'eau. Le gaz plasmagène utilisé est l'argon. Il est injecté au niveau de la cathode avec un soufflage faible de 10 l/min. La chambre est pourvue d'un orifice situé sur le fond pour évacuer le gaz chaud et garder la pression atmosphérique. Des hublots en quartz

démontables sont disposés sur la paroi latérale pour permettre d'observer l'arc et de procéder aux mesures spectroscopiques. Ces hublots permettent d'accéder à l'intérieur de la chambre lors de la mise en place de l'instrumentation. L'ensemble du réacteur est monté sur un support mobile microcontrôlé pour pouvoir ajuster la position de l'arc lors des mesures spectroscopiques.

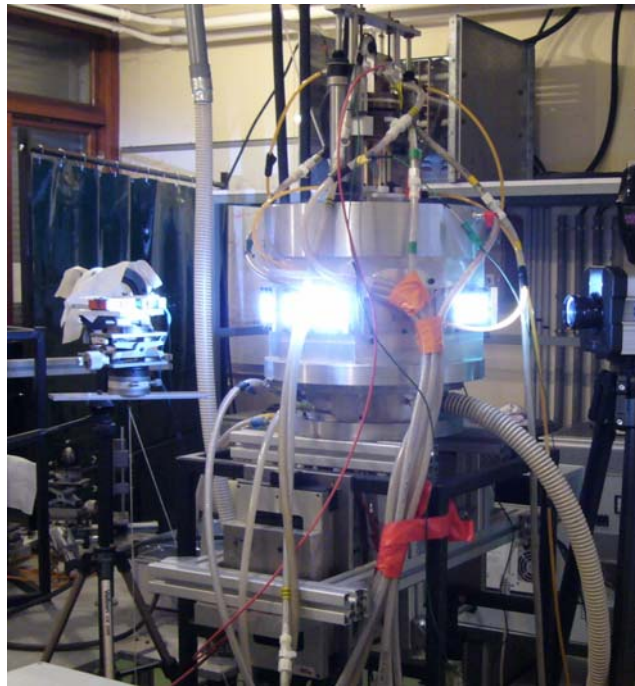


Figure 3.20. Réacteur à arc transféré.

3.3-2 Les électrodes

Les électrodes (figure 3.21) sont montées dans la chambre à arc et connectées à une alimentation fonctionnant en générateur de courant. Cette alimentation permet de générer un courant variable de 5 à 100A. La tension aux bornes des électrodes ainsi que le courant traversant l'arc sont mesurés et enregistrés tout au long de l'expérience par un système d'acquisition relié à un ordinateur.

La cathode est constituée d'une pointe en tungstène thorié. L'ajout d'un faible pourcentage de thorium favorise la thermoémission et facilite l'amorçage de l'arc. Elle a une géométrie conique avec un angle au sommet de 60° et un diamètre de 6mm. Elle est montée sur un bloc de cuivre fileté refroidi par circulation d'eau. Ce support est également relié à un système de

vérin hydraulique que l'on peut manœuvrer pour régler la distance entre la cathode et l'anode. Dans l'ensemble de nos travaux, cette distance a été fixée à 10mm.

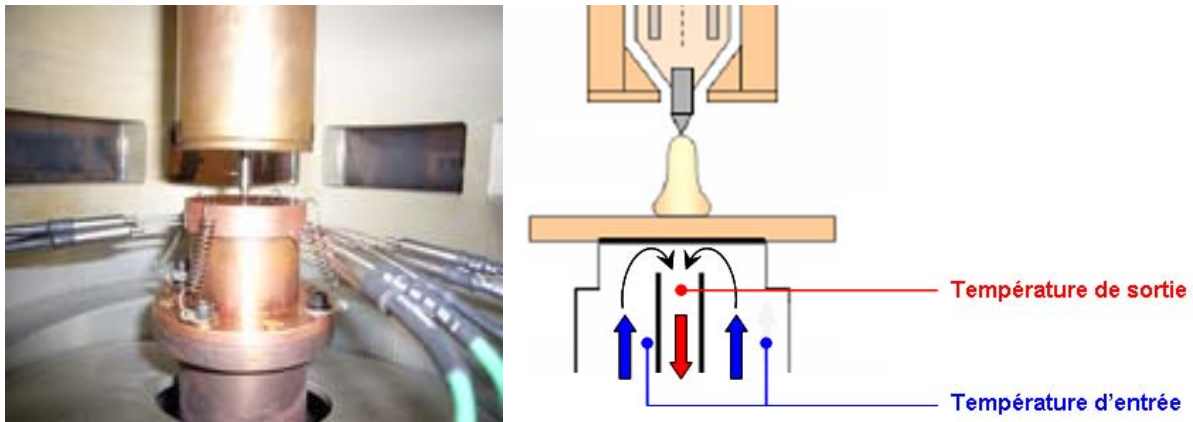


Figure 3.21. Disposition des électrodes et du système calorimétrique à l'anode.

En ce qui concerne l'anode, il s'agit d'un bloc de cuivre cylindrique de 10mm d'épaisseur et de 25mm de rayon. Elle repose sur un support en cuivre de 22.5mm de diamètre et de 5mm d'épaisseur refroidi par circulation d'eau. Dans le modèle inverse associé au système, l'anode et son support sont supposés comme une seule entité. Ainsi lors de leur montage expérimental, une pâte enrichie en cuivre est appliquée entre eux pour minimiser la résistance de contact thermique et améliorer la conduction de la chaleur. La circulation d'eau dans le support doit être assez élevée pour bien refroidir l'anode et éviter qu'elle n'atteigne la température de fusion, ce qui est nécessaire à l'hypothèse d'anode solide et indéformable faite dans le modèle.

La circulation d'eau dans le support de l'anode a été étudiée pour déterminer la condition aux limites à l'interface entre le cuivre et l'eau du refroidissement.

3.3-3 Amorçage de l'arc

Le réacteur est équipé d'une source haute fréquence permettant d'initier l'arc à distance. De cette façon, les électrodes subissent très peu de dégradation au cours de l'amorçage. Toutefois lors de l'application de la décharge HF entre les électrodes, les thermocouples insérés au sein de l'anode doivent être déconnectés du système d'acquisition pour éviter que ce dernier ne soit

endommagé. La lecture des données des thermocouples ne peut alors se faire qu'une fois l'arc établi et il est impossible de connaître la distribution initiale de la température. Or pour estimer le flux déposé à la surface, la méthode inverse que nous avons mise en place nécessite la connaissance de la distribution totale de la température initiale à l'intérieur de l'anode. Nous avons alors opté pour l'amorçage par court-circuit. Les électrodes sont mises en contact et puis, lorsque l'arc est établi, séparées à la distance voulue par l'intermédiaire du système hydraulique supportant la cathode.

3.3.4- Mesures électriques-Puissance appliquée à l'arc

Pour créer des variations temporelles de flux à notre configuration expérimentale, nous avons alimenté l'arc en faisant varier le courant par palier dans une gamme comprise entre 40A et 100A. Dans cette gamme, la tension de l'arc varie très peu et se situe aux alentours de 17V. L'évolution de la puissance totale injectée dans le système (arc + électrodes), c'est-à-dire le produit du courant par la tension aux bornes des électrodes, est tracée sur la figure 3.22.

A l'amorçage de l'arc, on applique brusquement un courant de 100A pour ensuite redescendre à 40A. On applique ensuite une variation en escalier suivie d'une deuxième montée brusque avant l'extinction. Cela nous permet d'avoir des variations de flux extrêmes et aléatoires tout en couvrant une large gamme du courant. On peut voir que la puissance appliquée varie entre 800W pour un courant de 40A jusqu'à 1650W pour un courant de 100A. Les oscillations lors du premier passage à 100A proviennent du système d'alimentation qui nécessite un certain temps de régulation à l'amorçage.

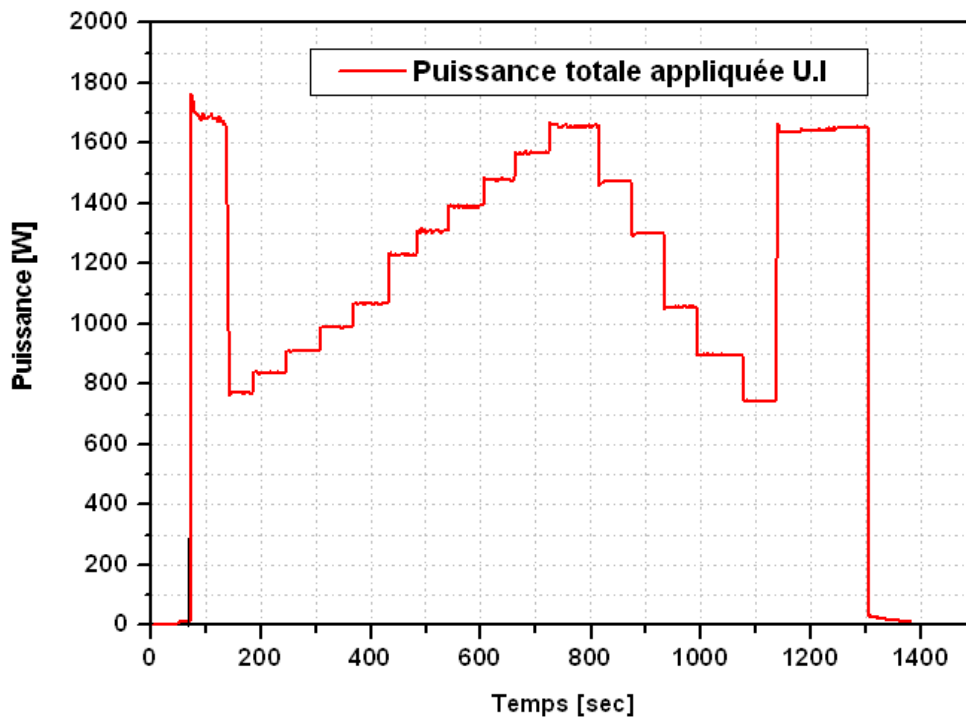


Figure 3.22. Profil de la puissance appliquée à l'arc.

3.4- Caractérisation de l'interaction arc-anode

3.4.1- Mesures de température à l'anode

Nous avons vu que pour pouvoir estimer le flux incident à la surface de l'anode par la méthode inverse, il nous faut connaître l'historique des températures sur huit points de mesures situés à l'intérieur de l'anode. Pour ce faire, nous avons utilisé des thermocouples de type K avec un diamètre de 1mm, placés à 3.5 mm de la surface active. Neuf thermocouples ont été disposés comme présenté sur la figure 3.23. Les tensions qu'ils délivrent sont recueillies à l'aide d'un système d'acquisition et enregistrées afin d'être exploitées ultérieurement. La fréquence d'acquisition pour ces mesures est de 2.16 secondes. Les conditions opératoires nous ont amené à utiliser des thermocouples isolés pour minimiser les risques pour le matériel d'acquisition mais aussi pour le manipulateur.

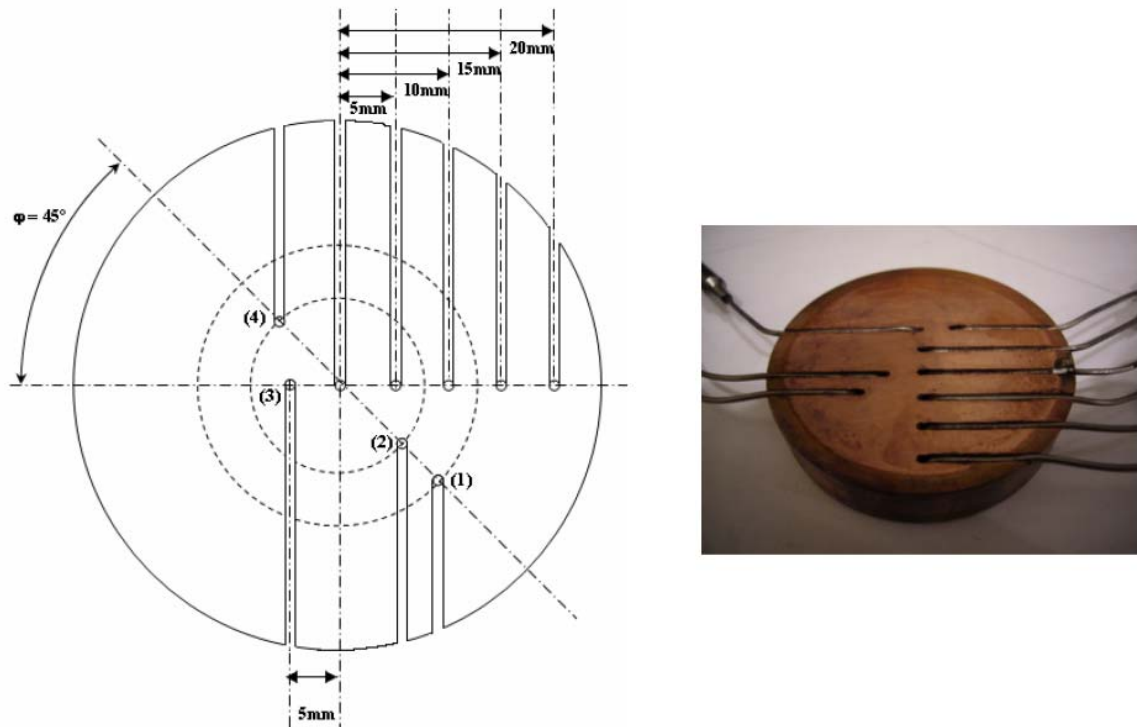


Figure 3.23. Implantation des thermocouples dans l'anode.

Après l'acquisition, les profils des températures mesurées par les thermocouples sont d'abord lissés temporellement. Ces températures sont ensuite couplées à un algorithme de recentrage avant d'être injectées à la méthode inverse. Il existe en effet, en dépit des soins apportés lors du montage des électrodes, un petit décalage entre l'axe naturel de l'arc et l'axe géométrique de l'anode. Grâce à l'emplacement spécifique des thermocouples, l'algorithme de recentrage permet de calculer ce décalage à chaque pas de temps et de symétriser les profils de températures vis-à-vis de l'anode. Dans tous les cas, nous avons remarqué que l'écart entre l'axe de l'arc et celui de l'anode est au maximum de 0,7mm, ce qui n'est pas très significatif.

Avec les profils de température ainsi recentrés, on peut relever les *températures* aux points de mesures et les coupler à la méthode inverse pour estimer le flux déposé à l'anode. Les historiques de températures sur ces points sont tracés sur la figure 3.24.

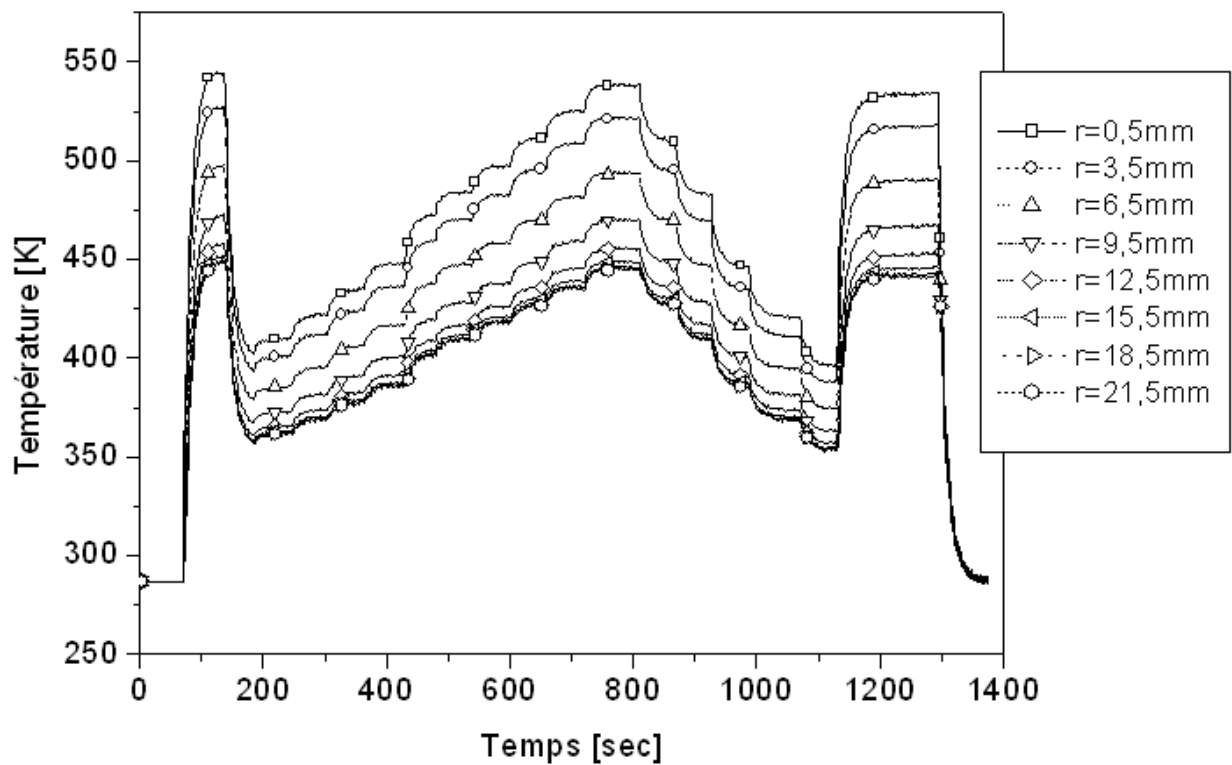


Figure 3.24. Historiques des températures aux points de mesures.

3.4.2- Mesures calorimétriques

Des mesures calorimétriques ont également été effectuées dans le système de refroidissement. Connaissant le débit de l'eau, les mesures de la température à l'entrée et la sortie du système permettent de déduire la puissance échangée par convection entre le système de refroidissement et l'anode. Avec un débit d'eau de 4.5l/mn, les températures à l'entrée et à la sortie du support sont présentées sur la figure 3.25. A un courant de 100A, on relève une augmentation de température maximale de 4K pour une puissance injectée à l'arc de 1350W.

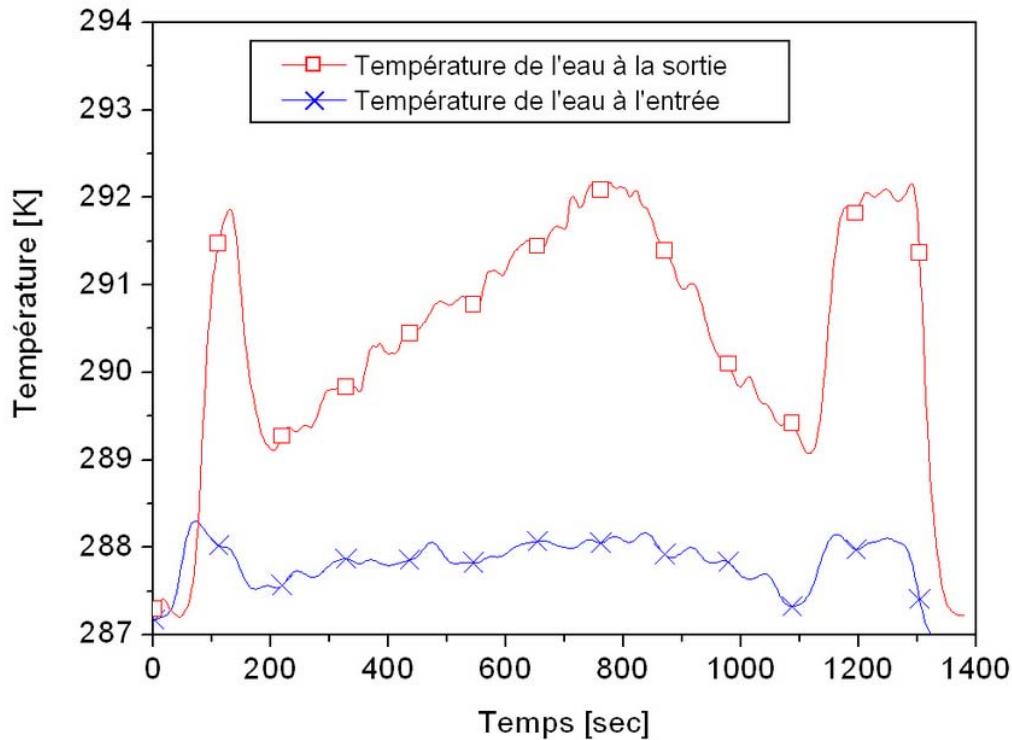


Figure 3.25. Relevés des températures obtenues à partir du système calorimétrique.

Les mesures de température par thermocouples sont ensuite couplées à la méthode inverse. Celles-ci ont permis d'obtenir la puissance globale transférée à l'eau de refroidissement au travers de la condition aux limites en fond de domaine selon la relation suivante :

$$P_{\text{eau}} = \dot{m} C_{p_{\text{eau}}} \Delta T_{\text{eau}} = \int_{r=0}^{r=R} 2 \pi h_e(r) \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\text{fond de l'anode}} r dr \quad (3.63)$$

La géométrie de notre système anode + support est identique à celle utilisée lors des travaux de Masquère [Mas_2]. Il a été montré que pour cette géométrie, le profil radial du coefficient d'échange $h_e(r)$ est identique aux profils de vitesse de l'eau. Il n'y a donc que l'amplitude qui diffère. Dans ce cas, la connaissance de la puissance fournie à l'eau par calorimétrie permet alors d'ajuster le profil du coefficient d'échange $h_e(r)$ en fond d'anode selon l'algorithme schématisé sur la figure 3.26 :

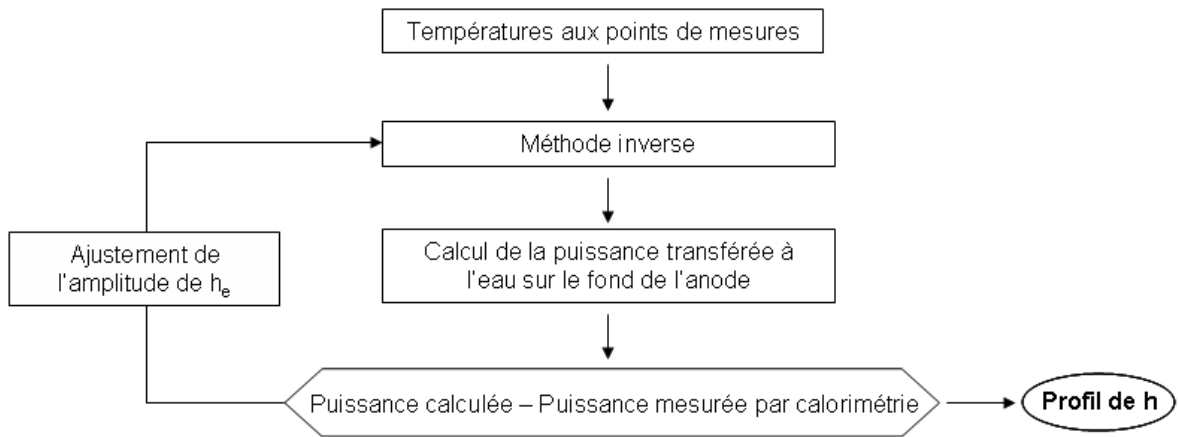


Figure 3.26. Ajustement du coefficient d'échange sur le fond de l'anode.

Le profil radial $h_e(r)$ du coefficient d'échange convectif sur le fond de l'anode est reporté sur la figure 3.27. Il présente un maximum en dehors de l'axe à cause du sens de circulation de l'eau qui rentre depuis le bord vers le centre du système de refroidissement (Figure 3.21). Ce profil sera par la suite couplé à la méthode inverse pour reconstituer le flux d'énergie déposé par l'arc sur l'anode au cours de l'expérience.

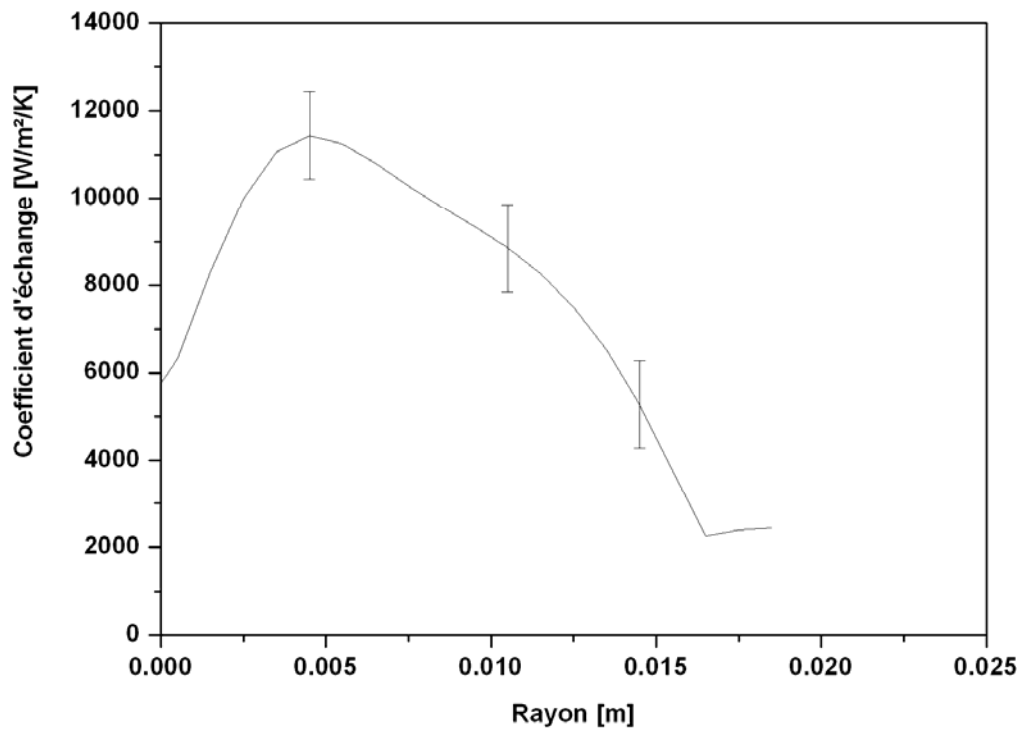


Figure 3.27. Profil du coefficient d'échange sur le fond de l'anode.

3.4.3- Quantification du transfert d'énergie plasma-anode

Les températures relevées dans l'anode par les thermocouples (figure 3.24) sont maintenant couplées à la méthode inverse pour estimer la distribution du flux thermique déposé à la surface de l'anode ainsi que son évolution temporelle. Les profils radiaux du flux obtenus pour différents instants correspondants à des courants de 40A, 60A, 80A et 100A sont tracés sur la figure 3.28. Ces valeurs de courant correspondent respectivement à une puissance transférée à l'anode de 600W, 835W, 1100W et 1350W.

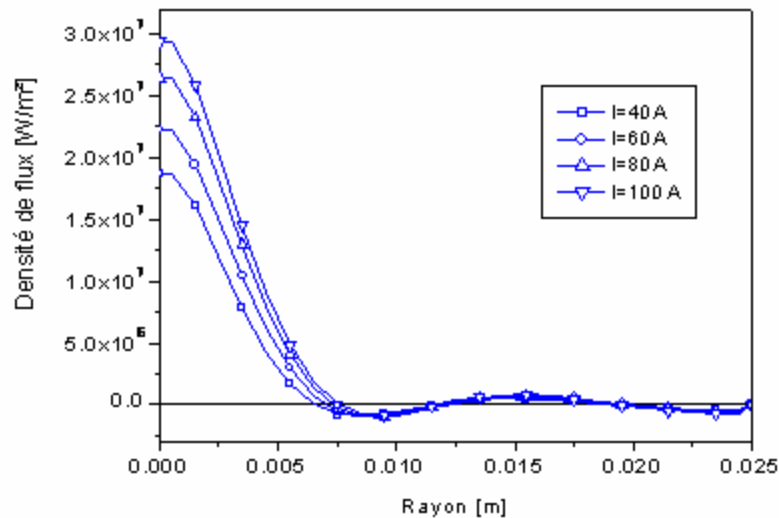


Figure 3.28. Profils radiaux des flux estimés pour différentes valeurs du courant d'arc.

Les flux présentent une forme en cloche avec une forte décroissance lorsque l'on s'éloigne de l'axe. La valeur maximale sur l'axe varie de 2.10^7W/m^2 pour un courant de 40A à 3.10^7W/m^2 pour un courant de 100A. Les valeurs négatives aux alentours de $r=10\text{mm}$ et $r=25\text{mm}$ correspondent à des oscillations numériques renvoyées par la méthode inverse. Pour éviter ces flux négatifs, il est nécessaire d'implanter une contrainte de positivité dans l'algorithme de la méthode inverse [Mas_2]. Nous avons cependant remarqué que l'ajout d'une telle contrainte augmente considérablement le temps de calcul et constitue un problème majeur pour notre application en temporel. Néanmoins, la présence de ces valeurs négatives n'affecte pas significativement la forme et l'amplitude du profil de flux.

On peut également remarquer que le profil du flux s'élargit en augmentant le courant de l'arc. La tâche de flux qui correspond à la zone d'accrochage du pied d'arc s'étend sur un rayon d'environ 5mm autour de l'axe de la décharge.

Simultanément, la méthode inverse permet d'obtenir le champ de température dans l'anode. Les profils reconstruits pour différents courants (40A, 60A, 80A et 100A) sont reportés sur les figures 3.29-3.32. On peut noter l'élargissement des isothermes lorsqu'on augmente le courant d'arc. La forme des isothermes en fond de domaine sont dues au profil du coefficient d'échange convectif h_c . Ainsi, nous pouvons relever une température maximale dans l'anode de 520K pour un courant de 40A et de 700K pour un courant de 100A. Cela reste largement inférieur à la température de fusion du cuivre ce qui permet de confirmer notre hypothèse d'anode indéformable.

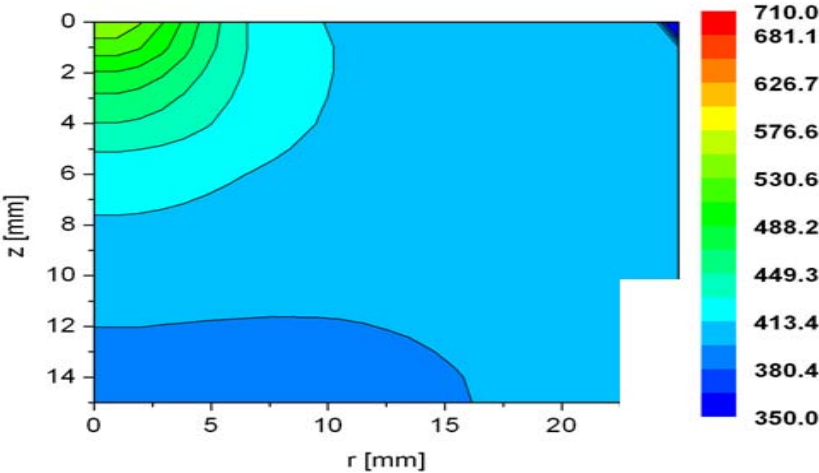


Figure 3.29. Champ de température dans l'anode pour I=40A.

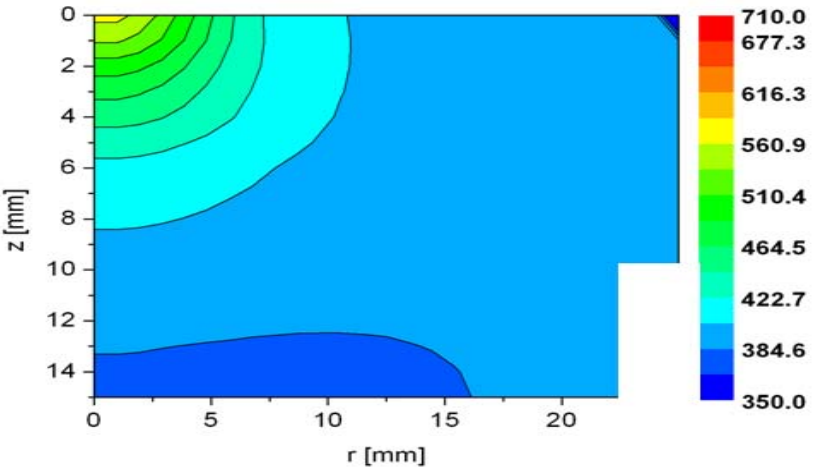


Figure 3.30. Champ de température dans l'anode pour I=60A.

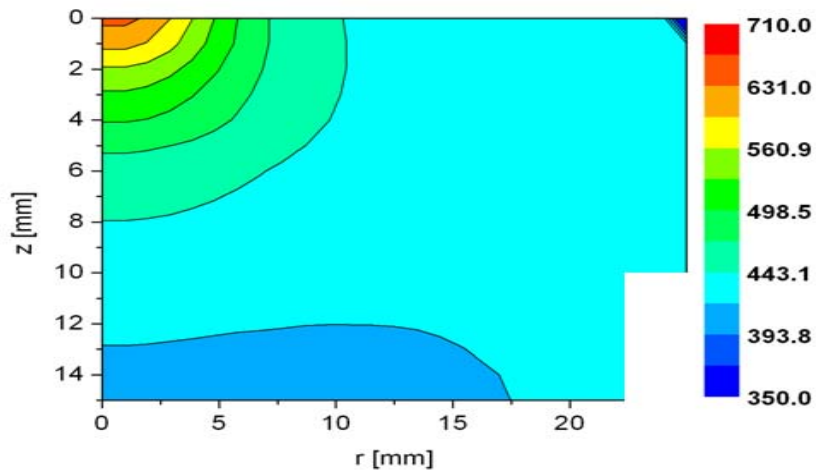


Figure 3.31. Champ de température dans l'anode pour $I=80\text{A}$.

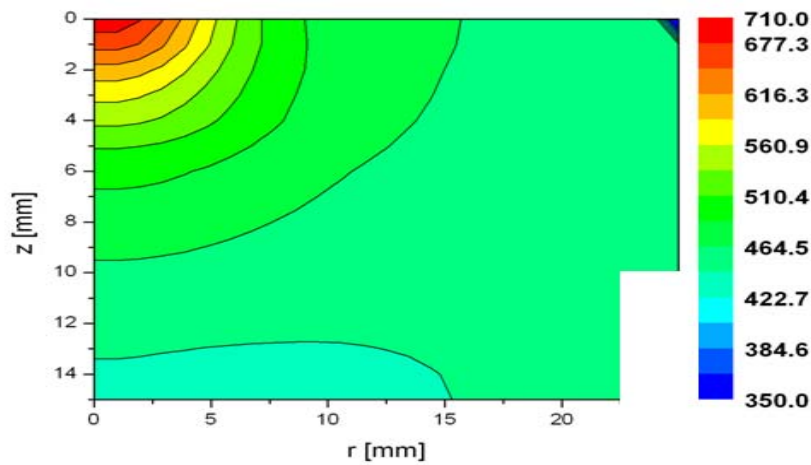


Figure 3.32. Champ de température dans l'anode pour $I=100\text{A}$.

Pour montrer la relation entre le flux à l'anode et sa température, nous traçons simultanément sur la figure 3.33 l'évolution temporelle du flux sur l'axe ainsi que la température maximale atteinte dans le matériau. On peut observer que la température varie avec la même allure que le flux incident.

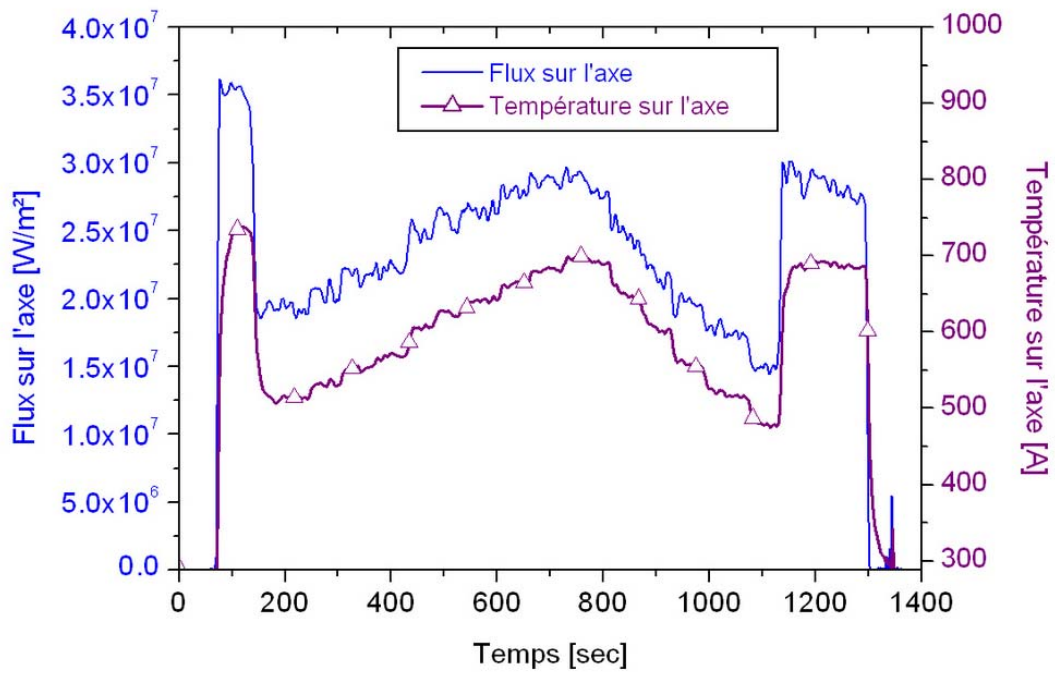


Figure 3.33. Evolution du flux sur l'axe et de la température maximale dans l'anode.

L'intégration de la densité de flux sur toute la surface de l'anode donne une estimation de la puissance transférée à l'anode. La figure 3.34 présente l'évolution de la puissance transférée à l'anode et la puissance appliquée à la décharge. Nous pouvons noter que les variations temporelles estimées par la méthode inverse suivent bien les relevées fournies par les mesures électriques. Ceci permet une fois de plus de conforter les résultats déduits de notre méthode inverse.

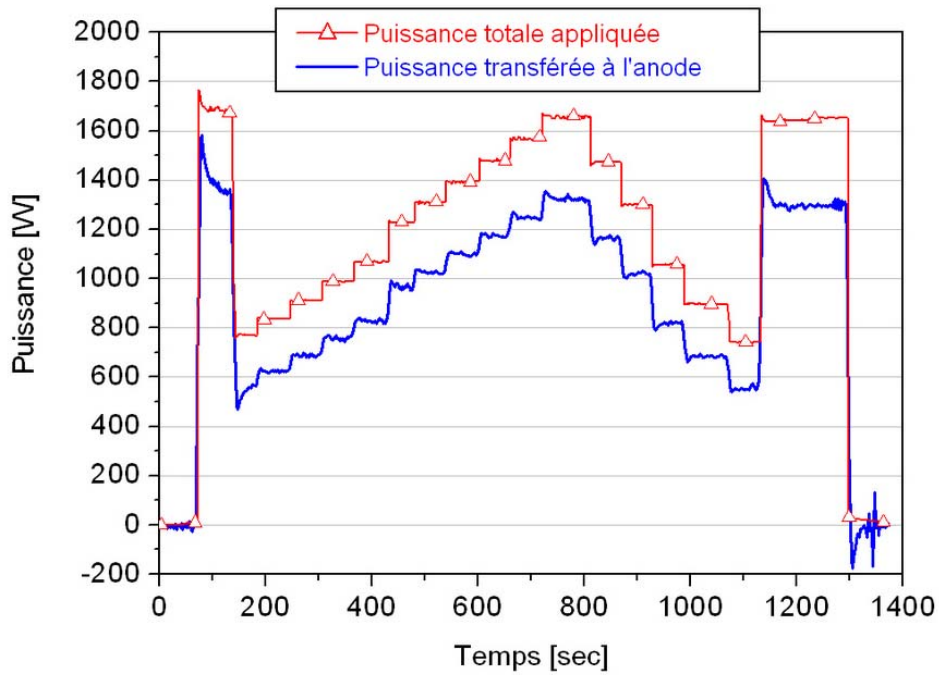


Figure 3.34. Puissance appliquée et puissance transférée à l'anode.

Le rapport de la puissance transférée sur la puissance totale nous permet d'obtenir la part d'énergie transférée vers l'anode. Ce résultat est tracé sur la figure 3.35. Nous pouvons noter que l'anode récupère entre 75% et 80% de la puissance totale injectée dans le système. Les sauts sur la courbe proviennent du fait que la méthode inverse n'arrive pas à suivre les variations de la puissance appliquée à l'arc lorsque nous faisons brusquement monter le courant à chaque palier.

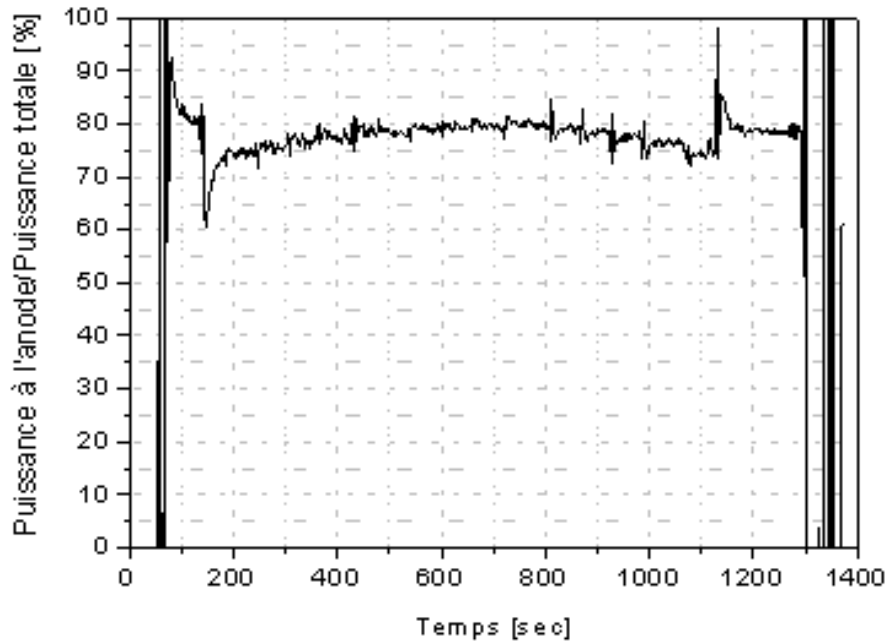


Figure 3.35. Pourcentage de la puissance transférée à l'anode.

3.4.5- Chutes anodique et cathodique

L'interface entre l'arc et le matériau d'électrode est constituée par une fine couche appelée gaine dans laquelle il y a une forte chute de tension. Côté cathodique, cette différence de potentiel accélère les ions vers la surface de la cathode et, réciproquement, la chute anodique accélère les électrons vers le matériau d'anode. Dans la plupart des modèles qui tiennent compte du transfert d'énergie entre l'arc et l'anode, le flux d'énergie q_a déposé à l'anode est donnée par :

$$q_a(r) = j(r) \cdot (\Phi_a + V_a) + j(r) \cdot \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} (T_{anode} - T_{plasma})_r + \left[-\kappa \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{plasma} \right]_r - q_{evaporation} \quad (3.64)$$

j est la composante de la densité de courant perpendiculaire à la surface de l'anode, Φ_a est la fonction de travail, elle caractérise l'énergie de condensation des électrons lorsqu'ils entrent en recombinaison avec le matériau d'anode. V_a est la chute de tension dans la gaine anodique. Le second terme représente le flux enthalpique des électrons. Le troisième et le quatrième terme sont respectivement le flux de chaleur apporté par conduction et le flux perdu par

évaporation. Etant donné que nous n'atteignons pas la température de fusion du cuivre, nous n'avons pas le dernier terme dans notre bilan.

Dans l'expression (3.64), on peut voir que la chute anodique est un paramètre très important pour les modèles d'interaction. Pour une configuration d'arc libre avec un plasma d'argon et une anode en cuivre, une valeur de V_a égale à 3.5V est généralement admise. Nous proposons ici de vérifier la cohérence de cette valeur à partir des profils de flux transférés à l'anode estimés par nos mesures.

Dans le cas d'une configuration similaire, il a été montré [Lag_1, Nes_1, Tsa_1, Ush_1, Wu_1] que la densité de flux thermique transféré à l'anode et la densité de courant à l'interface présentent le même profil radial. Elles sont distribuées selon une forme en cloche et peuvent être approximées par un profil gaussien. Connaissant la répartition radiale du flux à l'anode pour un courant donné (figure 3.36), on peut alors tracer le profil de la densité de courant associé. Sur la figure 3.37, nous avons les profils de la densité de flux et de la densité de courant pour différentes valeurs du courant total passant dans le système.

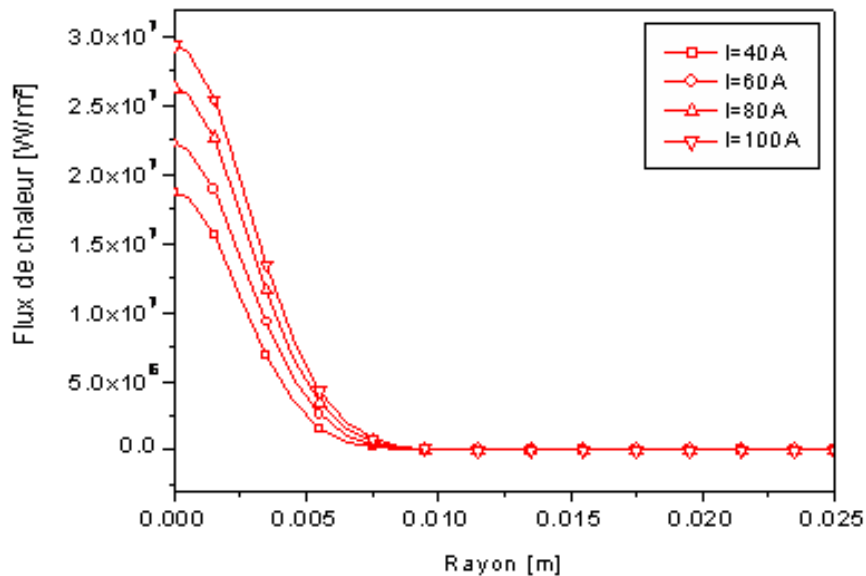


Figure 3.36. Approximation des distributions de flux à l'anode par des profils gaussiens.

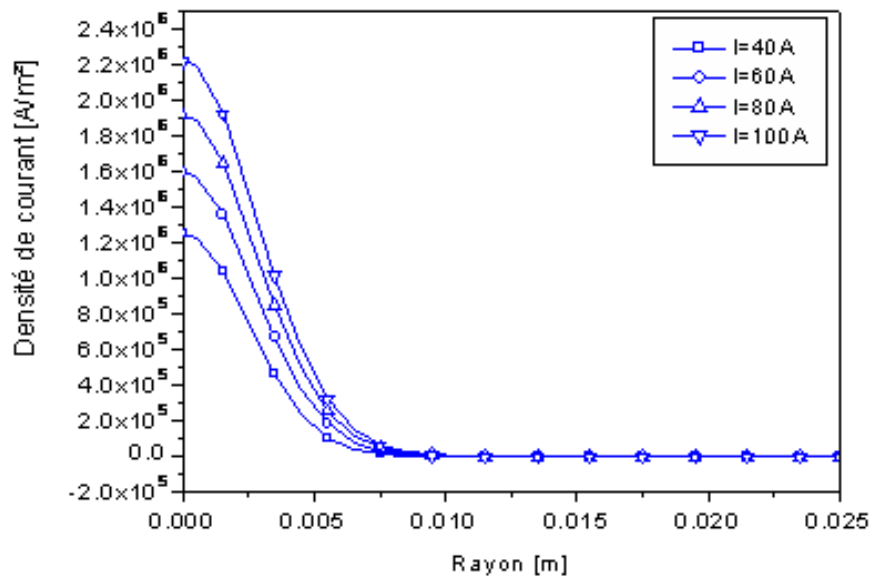


Figure 3.37. Densité de courant à l'anode.

D'après les différents travaux théoriques et expérimentaux [Lag_1, Nes_1, Tsa_1, Ush_1, Wu_1], le flux apporté par la composante $j_e(V_a + \Phi_a)$ représente une part d'environ 60% du flux total q_a déposé sur l'axe de la décharge. On peut donc déterminer la valeur de la chute anodique pour différentes intensités. Ces valeurs sont présentées sur la figure 3.38. Une valeur moyenne de la chute anodique de 3.8V a pu ainsi être estimée. Cela permet de justifier et conforter la valeur de V_a égale à 3.5V utilisée dans les modèles.

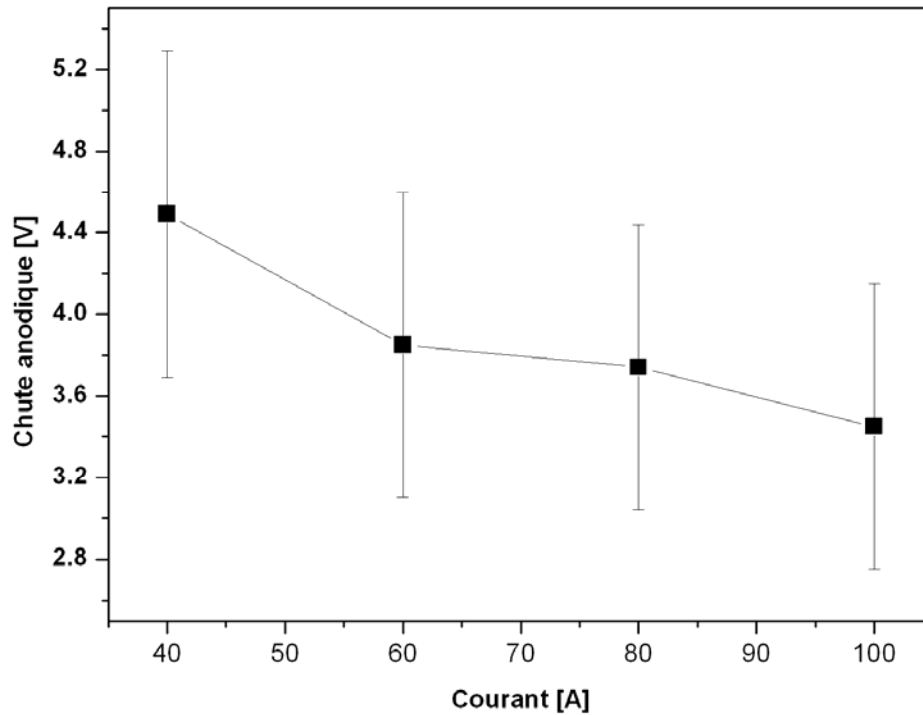


Figure 3.38. Variation de la chute anodique en fonction de l'intensité.

Après avoir estimé la chute anodique, nous avons voulu remonter à la valeur de la chute de tension cathodique. Nous avons, pour différentes valeurs de la distance interélectrode, mesuré la tension totale aux bornes de la décharge. La tension de la colonne d'arc varie pratiquement de façon linéaire avec sa longueur comme le montre la figure 3.39. Lorsque cette longueur est infiniment petite, la tension V_0 aux bornes des électrodes n'est plus que la somme des chutes des gaines anodiques et cathodiques, c'est-à-dire $V_0 = V_a + V_c$. V_0 est déterminée en extrapolant les tensions mesurées pour différentes distances inter-électrodes. En procédant de cette façon, nous avons une tension de gaine totale V_0 égale à 12V, ce qui correspond à une chute cathodique moyenne de 8.2V. Cette valeur est aussi cohérente à celle que F. Cayla [Cay_1] a utilisée dans son modèle pour décrire la zone cathodique.

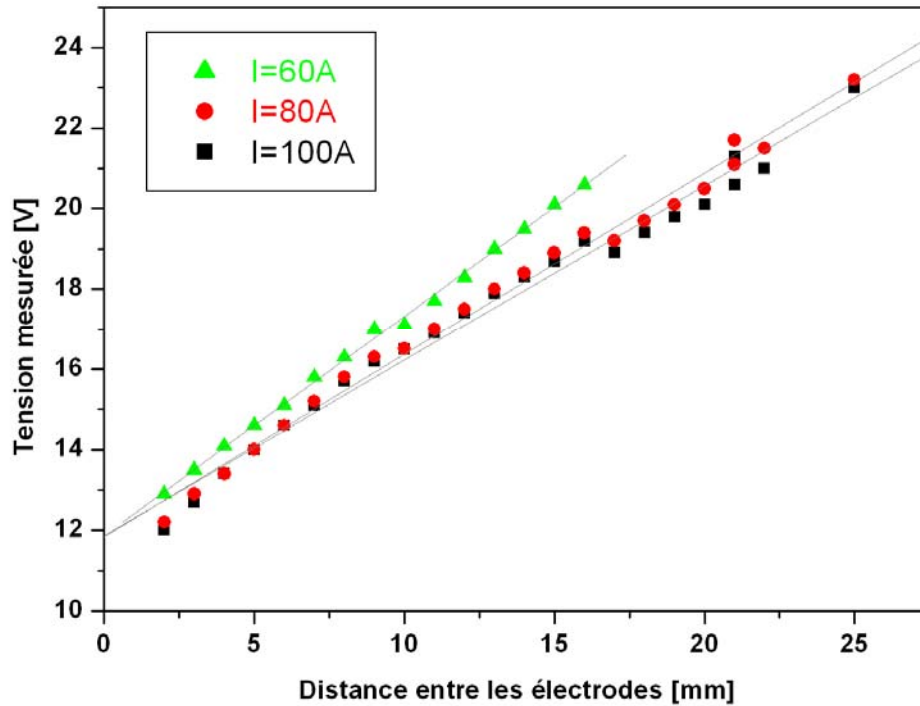


Figure 3.39. Influence de la distance inter-électrode sur la tension d'arc.

3.4.6- Puissance transférée à la cathode

Nous avons également effectué une mesure de la puissance transférée au niveau de la cathode. Pour cela, nous avons procédé à des mesures calorimétriques au niveau du support de la cathode. Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 3.3.2, la cathode est montée sur un support refroidi par circulation d'eau (figure 3.40). Ce système permet de connaître la puissance transférée par l'arc à la cathode de la même manière que nous avons effectuée pour l'anode.

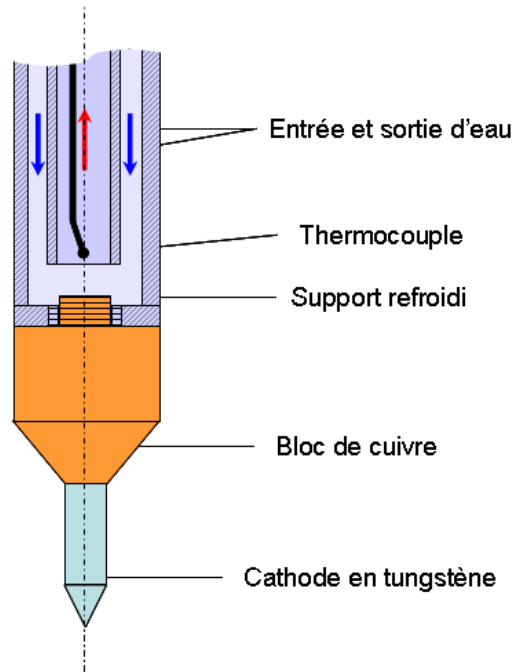


Figure 3.40. Dispositif calorimétrique à la cathode

Nous pouvons observer sur cette figure que le thermocouple servant à mesurer la température de sortie de l'eau se trouve à une distance relativement élevée (plus de 4.5cm) par rapport à la pointe de la cathode. La température mesurée par le thermocouple est donc « en retard » et est atténuée par rapport au signal incident à la pointe de cathode.

Nous sommes donc limités à des mesures de puissance sur un état stationnaire avec un courant donné. Par ailleurs, les pertes entre la pointe de la cathode et l'emplacement du thermocouple sont importantes et la puissance obtenue par les mesures calorimétriques est alors sous estimée par rapport à la puissance réelle.

Sur la figure 3.41, nous avons tracé les puissances transférées à la cathode mesurées pour différentes valeurs du courant.

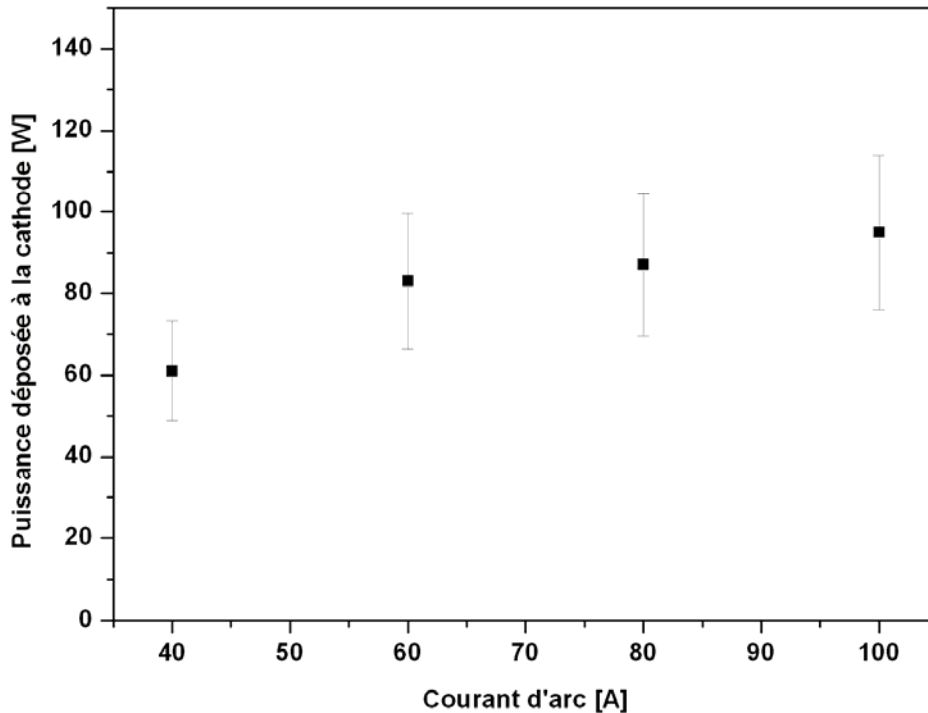


Figure 3.41. Puissance déposée à la cathode en fonction de l'intensité.

Pour des courants compris entre 40A et 100A, la puissance déposée à la cathode varie de 60W à 95W. Elle représente entre 5% et 7% de la puissance totale de la décharge. L'incertitude de 20% affectant les valeurs provient surtout du débitmètre d'eau que nous avons utilisé. On peut aussi voir que la puissance transférée par l'arc à la cathode ne varie pas significativement avec le courant appliqué. Cela pourrait s'expliquer par le refroidissement de la cathode par le phénomène de thermoémission. Ainsi, même si nous n'avons pas pu suivre l'évolution temporelle de la puissance transmise à la cathode, nous avons une estimation de celle-ci pour toute la gamme de courant que nous avons considérée.

3.5- Caractérisation du plasma

3.5.1- Mesure de la température du plasma

Nous avons également procédé simultanément aux précédentes mesures à une caractérisation du milieu plasma au voisinage de l'anode par spectroscopie d'émission. La principale motivation est de pouvoir associer au flux de chaleur transféré à l'anode un profil radial de la température du plasma au voisinage de la surface d'interaction (figure 3.42).

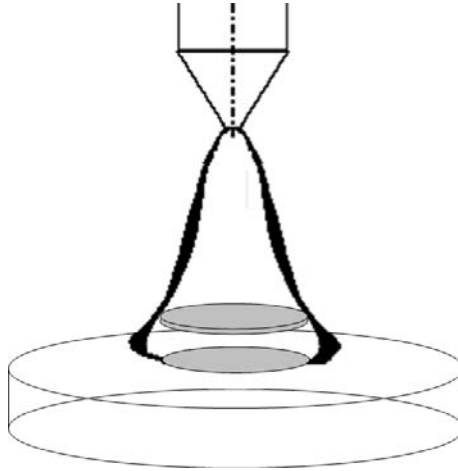


Figure 3.42. Zone du plasma à caractériser.

Nous allons revenir dans un premier temps sur les méthodes de diagnostic qui permettent de mesurer la température du plasma.

La spectroscopie d'émission

Le plasma est le siège d'un processus de transfert d'énergie entre les électrons et les différentes particules lourdes que sont les atomes et les ions. Ce transfert se fait essentiellement grâce aux collisions électron-lourd et il est d'autant plus important que la température du milieu est élevée. A la suite d'une collision, un électron passe d'un niveau d'énergie h à un autre niveau inférieur l . Il en résulte une émission de fréquence ν proportionnelle à la différence d'énergie $E_h - E_l$. Selon qu'il s'agisse d'un électron libre ou lié à un atome (ou à une molécule), la répartition du rayonnement dans le spectre peut se faire sous forme d'une émission continue appelée continuum ou sous forme d'une raie atomique (ou d'une bande dans le cas d'une molécule). La spectroscopie d'émission qui est basée sur la mesure et l'analyse du rayonnement émis par le plasma permet de remonter à ses caractéristiques dont la température.

Dans le cas de la spectroscopie atomique, on exploite une ou plusieurs raies caractéristiques de l'atome émetteur. L'émissivité ε_{hl} d'une raie est la puissance qu'elle émet par unité de volume et par unité d'angle solide. Elle est donnée par :

$$\varepsilon_{hl} = \frac{1}{4\pi} h\nu N_h A_{hl} \quad (\text{eq.3.64})$$

où

h : constante de Planck

ν : la fréquence d'émission de la raie

A_{hl} : probabilité de transition du niveau h au niveau l

N_h est la densité de population du niveau h calculée par la loi de Boltzmann

$$N_h = \frac{g_h}{U(T)} N(T) \exp\left(-\frac{E_h}{k_B T}\right) \quad (\text{eq.3.60})$$

avec

g_h : poids statistiques du niveau h

$N(T)$: densité des particules de l'espèce considérée

$U(T)$: fonction de partition de l'espèce considérée

k_B : constante de Boltzmann

T : température du milieu émetteur

Il existe plusieurs méthodes de diagnostic basées sur la mesure de l'émissivité d'une ou plusieurs raies.

La méthode de l'émissivité absolue d'une raie

Soit une raie située à la fréquence ν . Rappelons que l'émissivité d'une raie est fonction de la densité $N(T)$ de l'espèce émettrice, qui elle-même est fonction de la température :

$$\varepsilon_{hl} = \frac{1}{4\pi} h\nu \cdot A_{hl} \cdot \frac{g_h}{U(T)} N(T) \exp\left(-\frac{E_h}{k_B T}\right) \quad (\text{eq.3.65})$$

Cette densité peut être calculée par un calcul théorique de la composition du plasma. On peut alors calculer l'émissivité théorique de la raie et la tabuler en fonction de la température. A titre d'exemple, nous avons tracé sur la figure 3.43 l'évolution de l'émissivité de la raie de l'argon neutre à la pression atmosphérique située à la longueur d'onde 6965\AA . Pour cette raie, la température d'émission maximale $T_{\varepsilon_{\max}}$ se situe aux alentours de 15200K . L'émissivité croît en fonction de la température jusqu'à $T_{\varepsilon_{\max}}$ et puis décroît au fur et à mesure que la

température augmente. La décroissance au-delà de $T_{\varepsilon_{\max}}$ s'explique par l'augmentation du degré d'ionisation et donc la diminution de la densité de l'argon neutre dans le plasma.

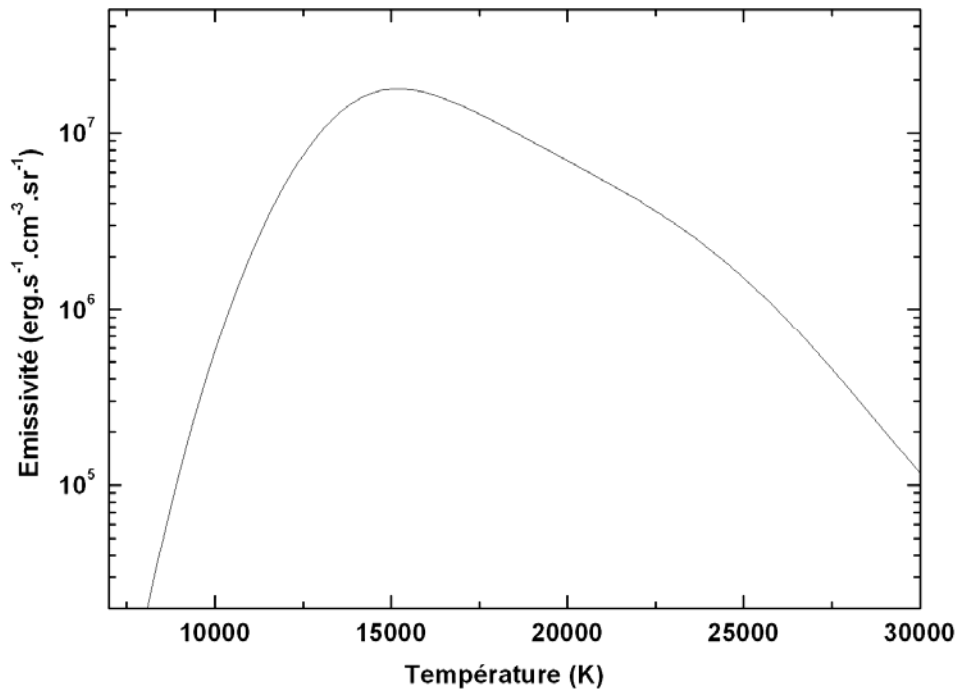


Figure 3.43. Courbe d'émissivité théorique de l'argon neutre à la pression atmosphérique.

Après étalonnage, l'émissivité mesurée en un point du plasma peut alors être comparée à la courbe de l'émissivité théorique pour obtenir sa température. Cette méthode est relativement simple mais ne peut être appliquée que si la température maximale (sur l'axe) de l'arc reste inférieure à la température d'émission maximale $T_{\varepsilon_{\max}}$. Pour le cas où la température atteint des valeurs supérieures à $T_{\varepsilon_{\max}}$, on peut appliquer la méthode de Fowler-Milne que nous allons décrire ci-dessous.

La méthode de Fowler-Milne

Pour les cas où la température au centre de l'arc dépasse la température $T_{\varepsilon_{\max}}$, l'émissivité que l'on mesure présente un maximum situé en dehors de l'axe de la colonne de plasma comme illustré sur la figure 3.44.

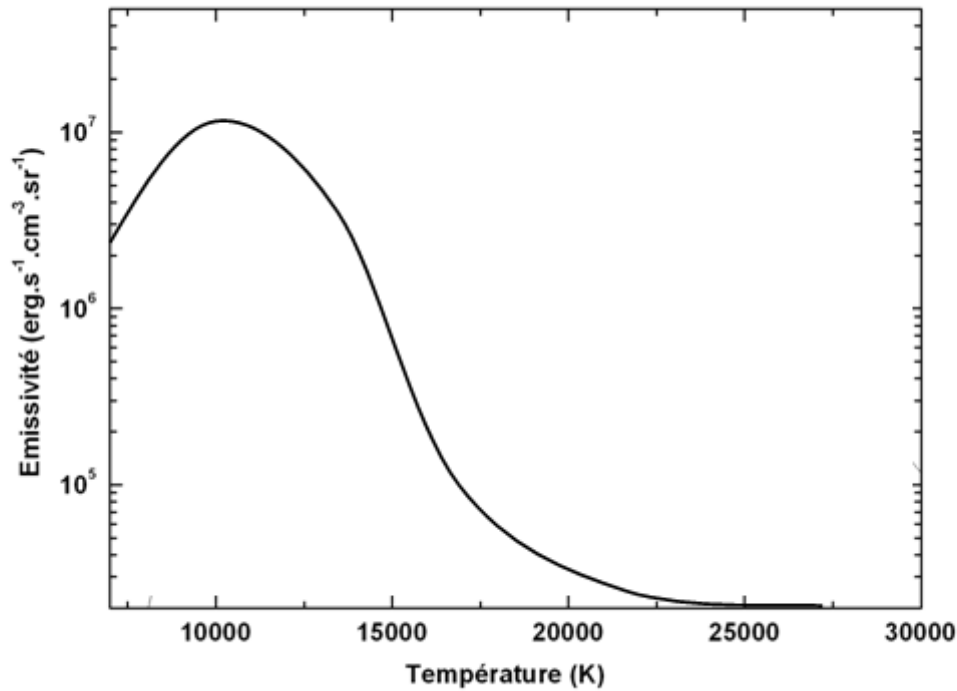


Figure 3.44. Profil d'émissivité présentant un maximum en dehors de l'axe.

Cette méthode fait l'hypothèse d'un milieu à l'équilibre thermodynamique local et dont la pression est constante. En faisant correspondre ce maximum d'émissivité à la valeur de la température d'émission maximale T_{\max} , on peut alors déduire la température pour toute position radiale r par une simple comparaison.

Cette méthode permet de s'affranchir de l'étalonnage et de la connaissance des différentes grandeurs spectroscopiques comme les probabilités de transition. Toutefois elle n'est utilisable que pour les zones proches de la cathode pour lesquelles la température axiale est assez élevée et dépasse la température d'émission maximale. Elle peut donc être utilisée en complément de la méthode de l'émissivité absolue d'une raie.

Lors des mesures expérimentales, nous avons fait l'acquisition des signaux provenant d'une section horizontale du plasma. Ces signaux correspondent à des intensités intégrées $I(x)$ (Figure 3.45). L'obtention du profil $\varepsilon(r)$ à partir du profil intégré $I(x)$ est alors nécessaire et l'inversion d'Abel est un des moyens permettant le passage entre les deux profils.

Inversion d'Abel

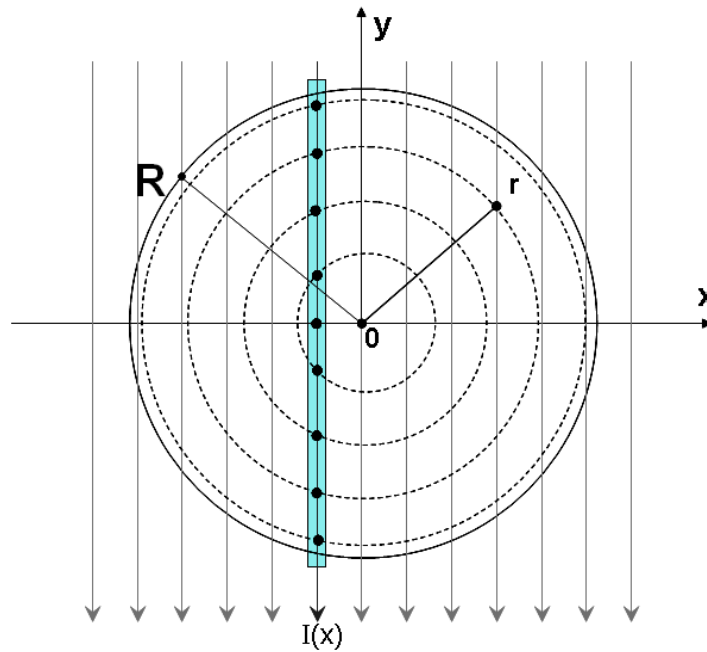


Figure 3.45. Inversion d'Abel

La figure 3.45 représente une coupe du plasma pour une section donnée. En partant de l'hypothèse de l'existence d'une symétrie axiale et en supposant que tout rayonnement émis en un point sort du plasma sans être absorbé, on peut écrire :

$$I(x) = 2 \int_0^{\sqrt{R^2 - x^2}} \varepsilon(r) \cdot dx \quad (\text{eq.3.66})$$

Puisque $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, on a

$$I(x) = 2 \int_0^R \left[\frac{\varepsilon(r) \cdot r}{\sqrt{r^2 - x^2}} \right] dr \quad (\text{eq.3.67})$$

L'inversion d'Abel consiste à calculer la transformée d'Abel inverse donnée par :

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI(x)}{dx} \frac{1}{\sqrt{r^2 - x^2}} dx \quad (\text{eq.3.68})$$

Le calcul de cette intégrale n'est pas trivial car nous ne connaissons pas l'expression analytique de $I(x)$ et qu'il est impossible d'exprimer explicitement sa dérivée. Toutefois plusieurs méthodes ont été développées pour permettre sa résolution. Dans nos études nous avons utilisé la méthode de Jaffe [Jaf_1] qui ne sera pas détaillée ici. Notons seulement que cette méthode intègre un algorithme de symétrisation qui permet de centrer le profil à inverser. En effet, dans la pratique, le profil intégré $I(x)$ présente toujours une légère asymétrie et la méthode de Jaffe est capable de le symétriser avant l'inversion, ce qui constitue un point fort de la méthode et nous a motivé à l'utiliser.

Etalonnage

Lors des mesures spectroscopiques, le spectre du rayonnement du plasma est mesuré par une caméra CCD sous forme d'intensité lumineuse. Afin de pouvoir l'exploiter par les méthodes de diagnostic présentées ci-dessus, cette intensité relative doit être convertie en intensité absolue. Cette conversion est obtenue en faisant un étalonnage avec une source d'émission calibrée.

Pour étalonner les signaux que nous avons mesurés, nous avons utilisé une lampe à ruban de tungstène de type WI/17G fabriquée par OSRAM. Cette lampe émet un rayonnement continu dans le domaine spectral. Alimenté par un courant de 15,7A et une tension de 8,7V, le filament en tungstène de la lampe est porté à la température de 2856K avec une précision de $\pm 70K$. Le coefficient d'émission théorique du filament à cette température et pour chaque longueur d'onde peut être calculée par :

$$I_{W \text{ théorique}} = L_{\lambda} \cdot \alpha_W \cdot \tau_{\text{fenêtre}} \quad (\text{eq.3.69})$$

où L_{λ} est la fonction de Planck exprimant la luminance spectrale du filament, α_W l'émissivité du tungstène à 2856K et $\tau_{\text{fenêtre}}$ la transmittance de la fenêtre de la lampe. L'idée est de calculer l'émissivité absolue de la lampe dans les limites spectrales de la raie étudiée (3.46). Pour passer de l'intensité relative $I(x)_{\text{mesurée}}$ à l'intensité absolue $I(x)_{\text{absolue}}$, on utilise la relation de proportionnalité :

$$I_{absolue} = I_{mesurée} \frac{I_{W théorique}}{I_{W mesurée}} \quad (\text{eq.3.70})$$

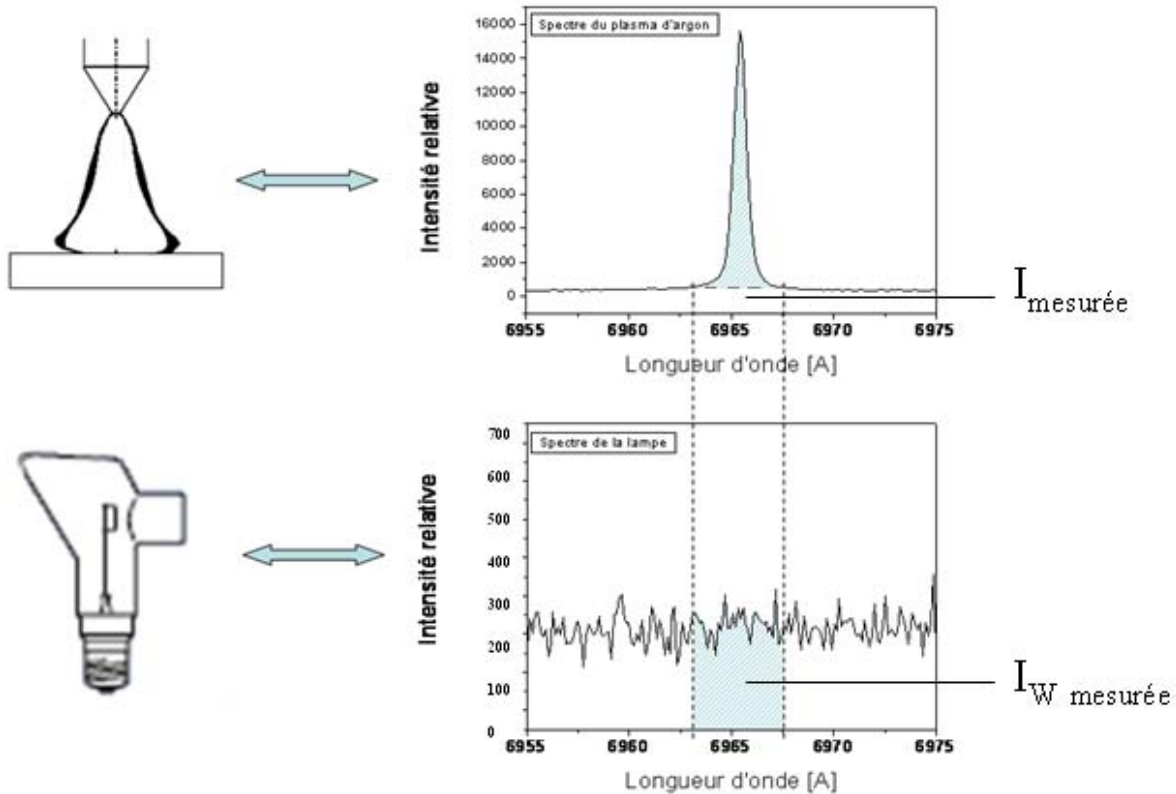


Figure 3.46. Etalonnage du signal spectroscopique avec une lampe calibrée.

Nous venons de présenter les techniques spectroscopiques qui vont nous permettre de faire la mesure de température du plasma au voisinage de l'anode.

3.5-2- Mesures spectroscopiques dans le plasma

Nous allons maintenant appliquer les techniques spectroscopiques que nous venons d'expliquer pour caractériser le plasma au voisinage de l'anode. Le choix de la raie à exploiter repose sur les trois conditions suivantes :

- Elle est bien isolée dans le spectre
- Elle est intense et n'est pas auto-absorbée dans le plasma
- Elle a une probabilité de transition A_{hl} élevé.

Dans nos mesures, nous avons choisi d'exploiter la raie d'argon neutre située à 6965\AA . Nous avons tracé sur la figure 3.47 le spectre du plasma d'argon situé à 2mm de l'anode dans la bande 6905\AA à 7025\AA .

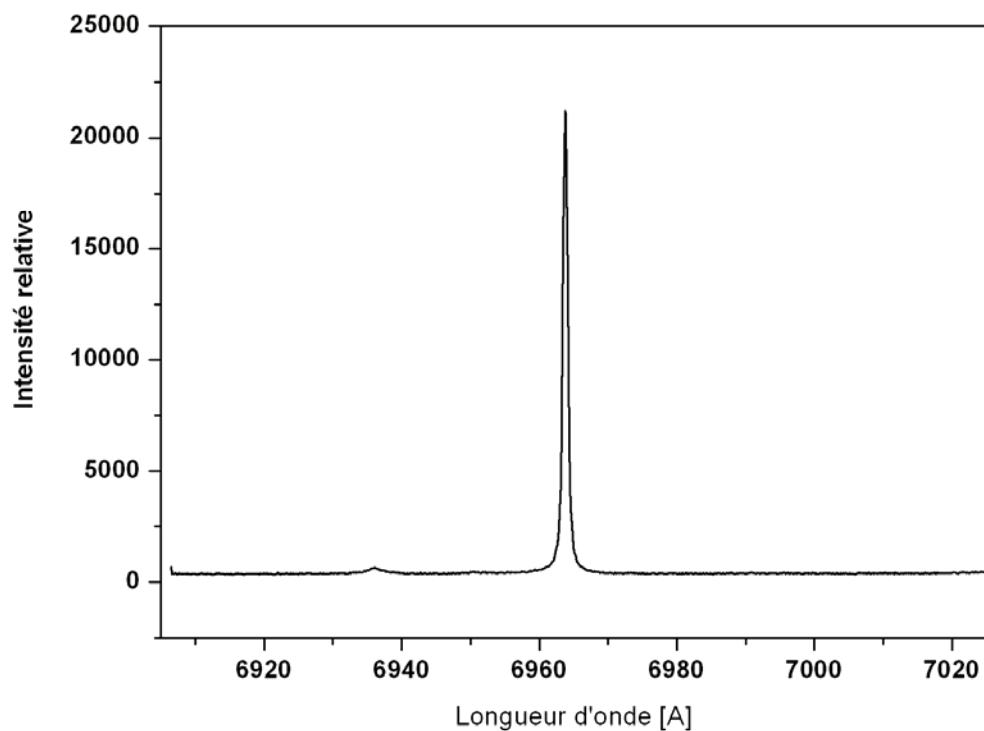


Figure 3.47. Spectre de l'argon neutre à 6965\AA .

Nous pouvons voir que la raie à 6965\AA vérifie bien les conditions précédentes. Un système optique [Ben_1] est mis en place pour amener l'image de l'arc vers la fente d'entrée d'un monochromateur avec un grandissement égal à 0.065 (figure.3.48). Le monochromateur est associé à une caméra CCD composée de 1024×1024 pixels pour recueillir le spectre du rayonnement du plasma.

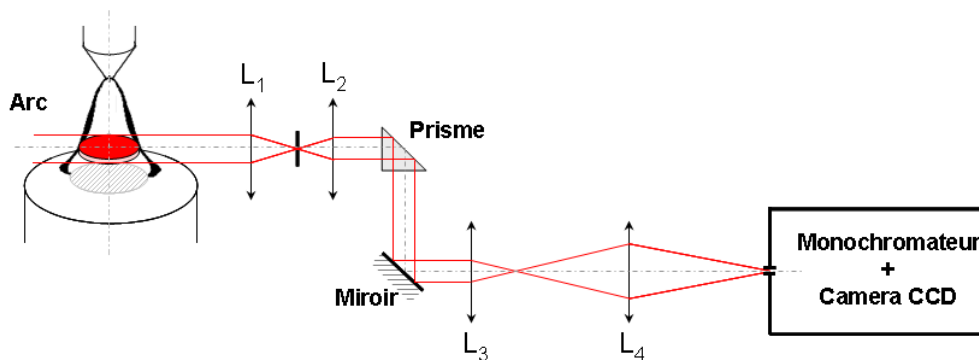


Figure 3.48. Dispositif optique et spectroscopique.

Deux lentilles L_1 et L_2 sélectionnent les rayons parallèles venant du plasma par l'intermédiaire d'un iris situé sur leur plan focal commun. Un système composé de prisme et de miroir retourne ensuite l'image d'un angle de 90° . Cette inversion permet d'avoir intégralement sur la fente d'entrée du monochromateur l'image d'une section du plasma sans avoir recours à un balayage radial. La hauteur du réacteur, donc de la zone visée, peut être ajustée via son support microcontrôlé afin de sélectionner la zone du plasma à étudier. Dans notre étude, nous avons effectué nos mesures spectroscopiques sur une section du plasma située à 2mm de la surface de l'anode. Sur la figure 3.49, nous avons tracé les profils radiaux de la température du plasma à cette distance et pour différentes valeurs du courant d'arc.

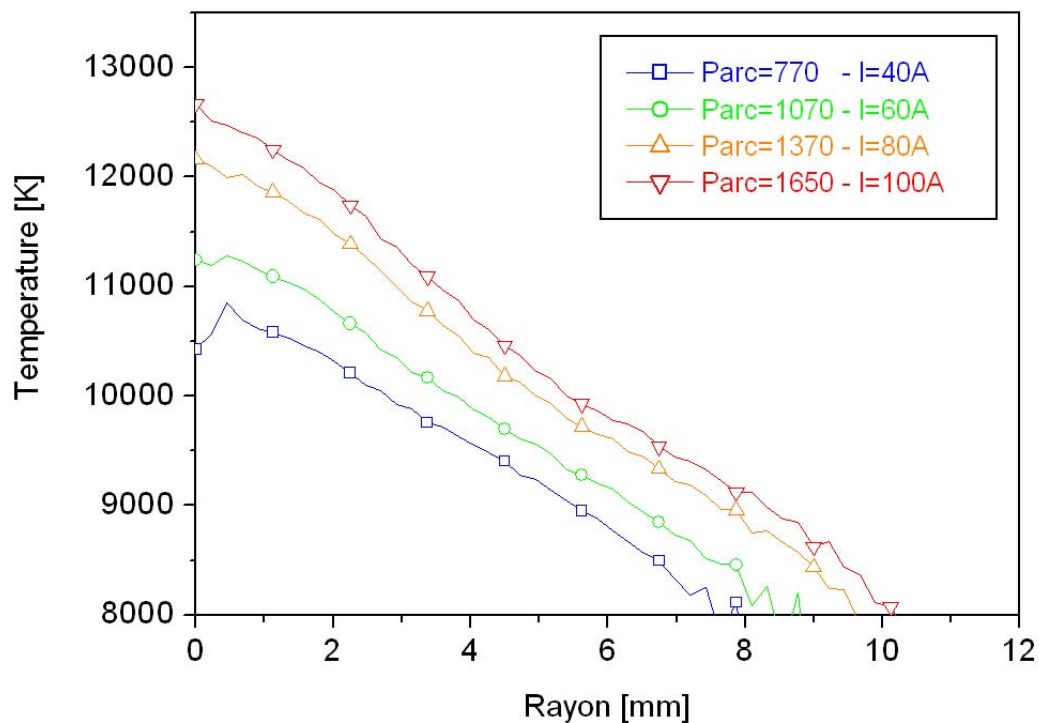


Figure 3.49. Profil radial de la température à 2mm de l'anode.

Pour cette gamme de courant, la température du plasma sur l'axe varie de 10500K à 12500K. Pour visualiser au mieux ces variations, nous présentons sur la figure 3.50 l'évolution de la température sur l'axe à 2mm de la surface de l'anode en fonction de la puissance injectée à l'arc.

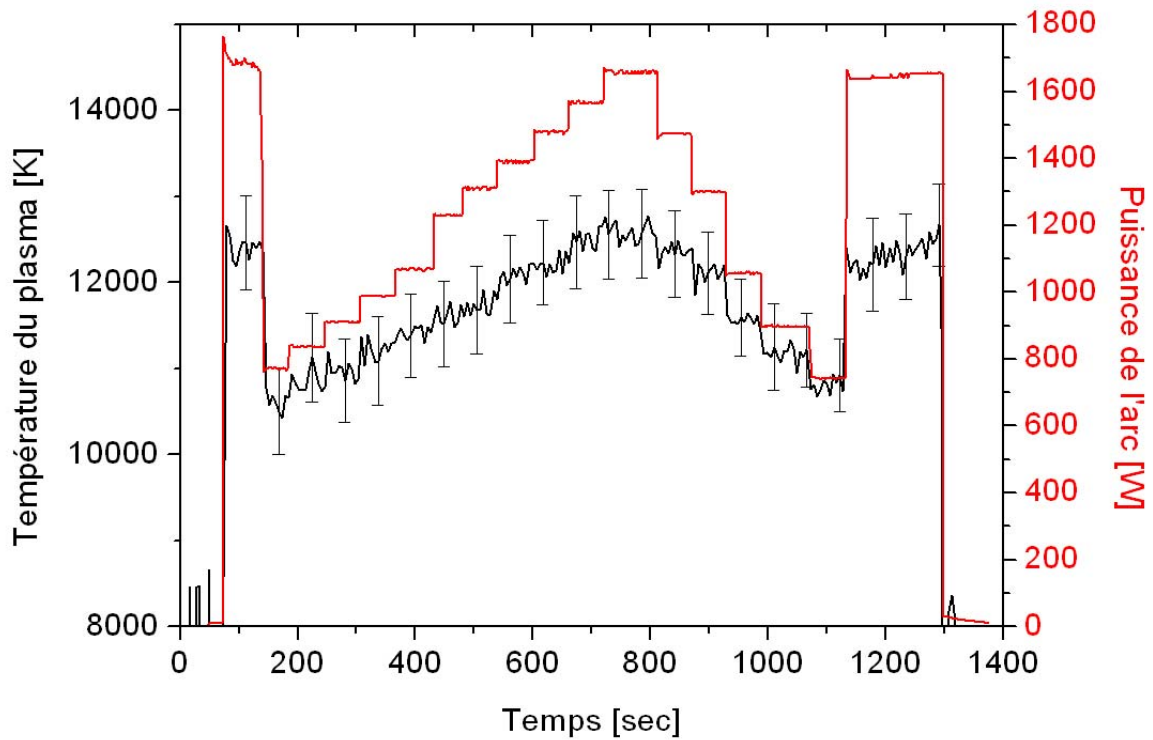


Figure 3.50. Evolution temporelle de la température sur l'axe du plasma à 2mm de l'anode.

Balayage de l'arc à 100A

Afin de caractériser dans sa globalité la partie plasma, nous avons également souhaité balayer la décharge dans son intégralité afin d'obtenir le champ de température total correspondant pour un courant de 100A. Cette donnée est très importante surtout lors des confrontations et la validation des modèles. Sur la figure 3.51, nous avons présenté l'image de l'arc à 100A obtenue avec une camera rapide et sur la figure 3.52 le champ de température obtenu avec les mesures spectroscopiques. Nous pouvons remarquer la forme de «poire» caractéristique d'un arc libre. Nous retrouvons cette forme au niveau des isothermes sur le champ de température de la figure 3.52. On peut s'apercevoir que la température est maximale dans les zones proches de la cathode où elle atteint 19000K pour décroître jusqu'à 9000K près de l'anode.

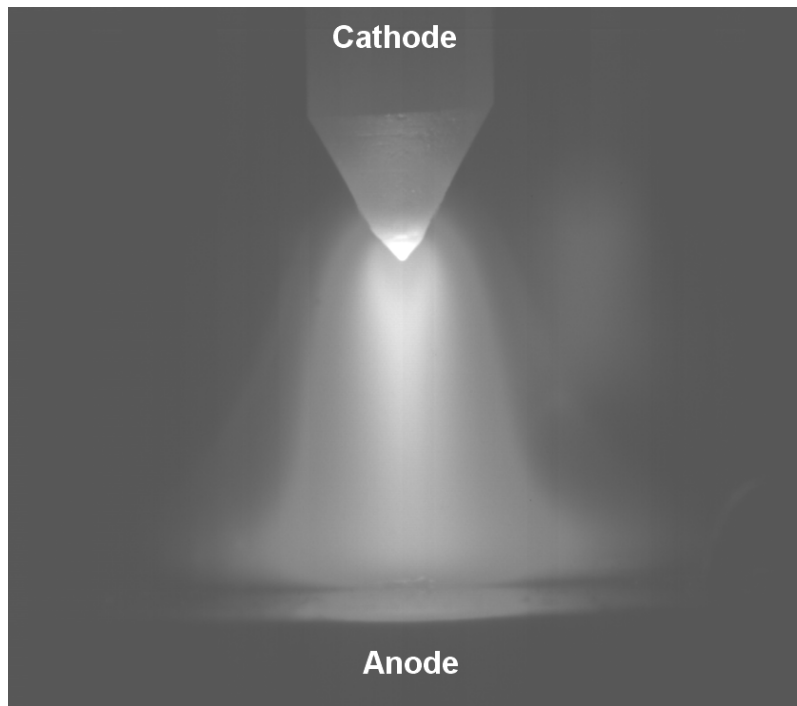


Figure 3.51. Image de l'arc pour un courant de 100A.

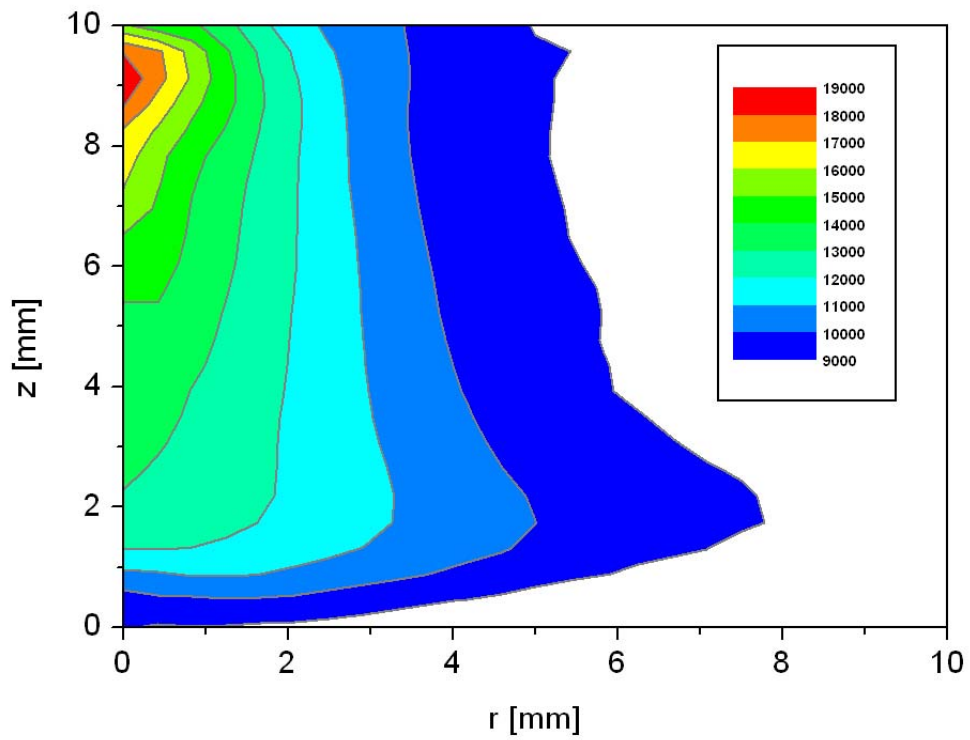


Figure 3.52. Champ de température du plasma pour un courant de 100A.

3.5.3- Puissance rayonnée par le plasma

Après avoir caractérisé la décharge en terme de température, nous avons complété nos mesures par une mesure de l'énergie rayonnée tel que nous avons pu le faire dans l'étude à une dimension du chapitre 2. Ces pertes radiatives dues au rayonnement du plasma ont été mesurées à l'aide de fluxmètres radiatifs. Nous avons alors adopté la même approche et utilisé les mêmes types de capteurs pour la configuration bidimensionnelle. Sur la figure 3.53, on peut voir les 8 capteurs de flux disposés sur un arceau de 13cm de rayon centré autour de l'arc. En considérant la symétrie axiale du système, les flux reçus par les capteurs peuvent être intégrés dans toutes les directions pour en déduire la puissance totale perdue dans la chambre par rayonnement.

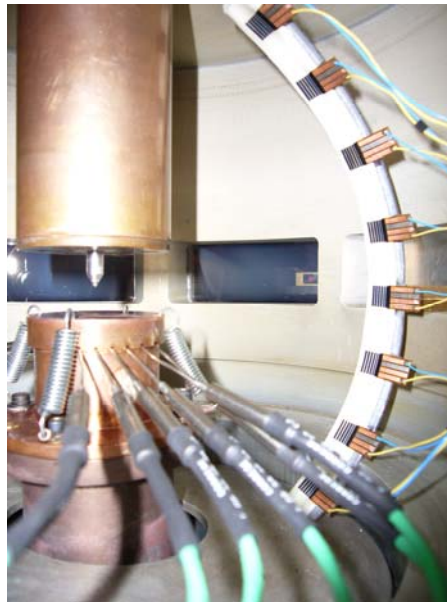


Figure 3.53. Installation des capteurs de flux radiatif.

La puissance perdue par le rayonnement de l'arc vers les parois du réacteur est donnée par l'intégration des flux mesurés par les capteurs de flux radiatifs. L'évolution des pertes radiatives et celle de la puissance totale appliquée sont présentées sur la figure 3.54. On peut noter que la puissance rayonnée suit les variations de la puissance injectée à l'arc. Elle est égale à 145W pour une puissance appliquée de 800W (40A) et passe à 230W pour une puissance appliquée de 1650W (100A). Nous pouvons en déduire que la part d'énergie perdue par rayonnement représentent entre 10% et 15% de la puissance totale de la décharge.

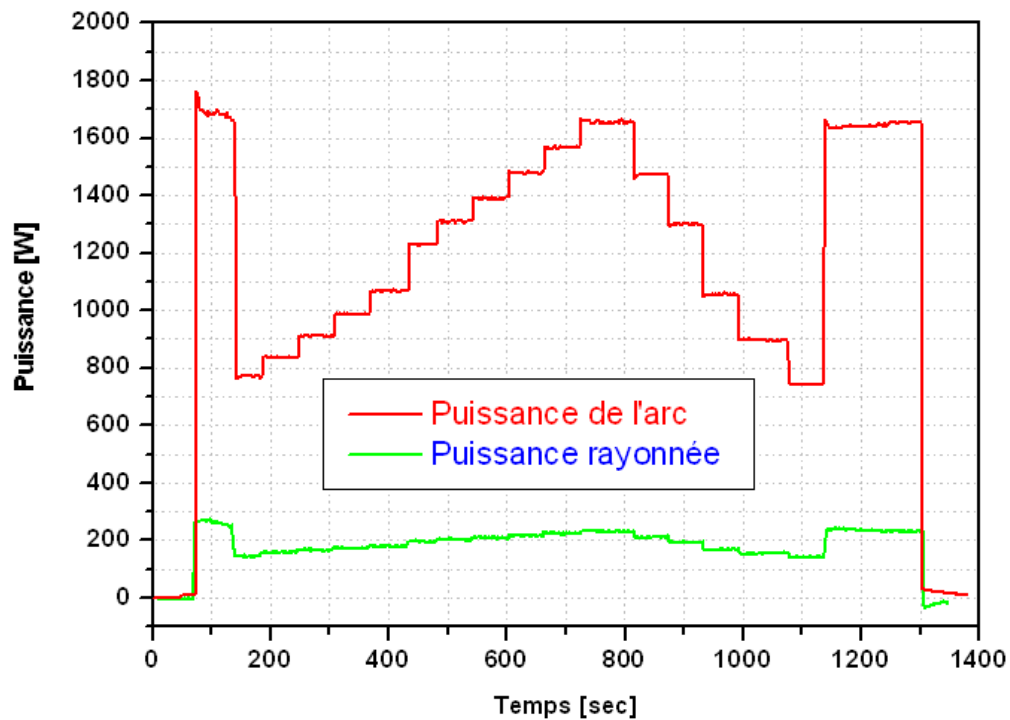


Figure 3.54. Evolution temporelle de la puissance rayonnée par l'arc.

En reportant sur la même figure (figure 3.55) les pourcentages de la puissance rayonnée par le plasma et celle transférée à l'anode, nous pouvons établir un bilan de puissance global dans le réacteur. Ainsi la majorité de la puissance appliquée à l'arc est transférée à l'anode avec un taux de 80%. Une partie représentant 15% de la puissance totale est dissipée par le rayonnement de la décharge. La somme des puissances transférées à l'anode et rayonnée vers dans le réacteur représente dans les 95%, soit la quasi-totalité de la puissance appliquée à l'arc.

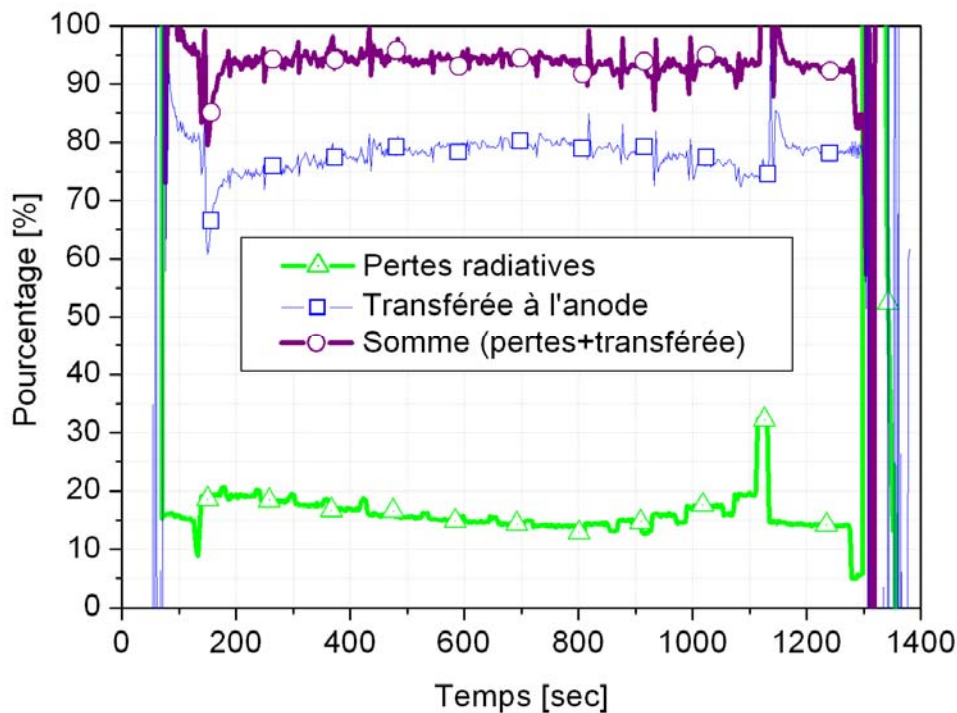


Figure 3.55. Pourcentage des pertes radiatives et de la puissance transférée à l'anode.

Ce chapitre portait sur les études effectuées sur un réacteur à arc libre à deux dimensions. Différentes mesures ont été effectuées sur notre configuration. La répartition et l'évolution de la densité de flux thermique transférée à l'anode ont été obtenues par des mesures de température par thermocouple associées à une méthode inverse basée sur l'algorithme des gradients conjugués. Des mesures calorimétriques ont également été réalisées pour déterminer la condition aux limites en fond d'anode et pour obtenir la puissance déposée à la cathode. Enfin le plasma a aussi été caractérisé pour nous permettre d'associer au transfert d'énergie les caractéristiques du plasma. Nous avons ainsi procédé à des mesures spectroscopiques et à des mesures du flux rayonné par le plasma. Cela nous a donné la température du plasma au voisinage de l'anode ainsi que les pertes radiatives totales au niveau de la colonne d'arc. Un bilan d'énergie dans le réacteur a montré que plus de 75% de la puissance appliquée à l'arc est transférée vers l'anode, environ 5 à 10% vers la cathode et le reste est perdue par le rayonnement de l'arc.

CONCLUSION GENERALE

La validation des modèles numériques reste un problème délicat et complexe. Il est en effet pratiquement impossible d'obtenir pour une configuration donnée à la fois la géométrie exacte de l'étude et l'essentiel des résultats obtenus. Cette difficulté est aussi bien présente lors de la confrontation avec des résultats expérimentaux que théoriques. Ainsi la communauté des plasmas thermiques a pour habitude de confronter ses résultats théoriques sur une configuration d'arc libre. Cette configuration se justifie par sa simplicité de mise en œuvre. Les modèles mis en place sont donc confrontés sur cette configuration essentiellement par la comparaison des champs de température. Cependant cette grandeur seule ne permet pas de valider l'ensemble des développements des modèles et d'autres quantités sont nécessaires. Devant cette difficulté de validation des modèles l'équipe AEPPT avait engagé lors de la thèse de M. Masquère une étude permettant de caractériser simultanément le milieu plasma par des mesures spectroscopiques et le matériau d'anode par le développement d'une méthode inverse. La méthode inverse permettait de remonter à partir de températures locales situées dans l'anode à l'ensemble de son champ de température et au flux qui était appliqué à sa surface. L'étude était menée en régime stationnaire. Dans ce travail de thèse nous poursuivons l'effort engagé par l'équipe AEPPT en reprenant les travaux réalisés par M. Masquère et en les étendant en régime temporel.

Dans le premier chapitre, nous avons mis en avant l'importance de la connaissance du transfert d'énergie plasma-matériau au travers de quelques applications de l'arc électrique. Un résumé de différents travaux théoriques relatifs à l'étude de l'interaction arc-matériau a ensuite été présenté. Cela nous a permis de mettre en évidence l'évolution des modèles d'interaction qui deviennent de plus en plus complexes. Nous avons ensuite cité les différentes techniques destinées à mesurer les hauts flux de chaleur mis en jeu dans le cas d'un plasma thermique. Il a été conclu que pour la quantification du transfert d'énergie arc-électrodes sur nos configurations, les méthodes inverses étaient mieux adaptées que les méthodes de mesures dites directes. Ces méthodes inverses consistent à remonter au flux déposé à la surface du matériau à partir de températures relevées à l'intérieur du solide.

En adoptant une approche progressive, le second chapitre est d'abord consacré à l'application de nos études sur une configuration d'arc libre unidimensionnel. Un modèle

inverse basé sur la méthode de retour vers la surface a été développé pour estimer le flux de chaleur transféré par l'arc à l'anode et à la cathode. Le modèle a d'abord été appliqué sur des tests numériques et des études paramétriques ont été réalisées. A l'issue de ces études théoriques, nous avons pu voir les limitations de la méthode ainsi que les conditions à respecter pour avoir des résultats satisfaisants pour la reconstruction. Un compromis entre le pas de temps caractéristique et le nombre de Fourier doit ainsi être trouvé. Nous avons ensuite mis en place un dispositif expérimental pour l'application de notre méthode. Il s'agit d'un réacteur à arc transféré avec des électrodes en tige de graphite. Le diamètre des électrodes 6mm a été choisi de façon à ce que la surface de contact avec le plasma soit faible comparée à la longueur de l'électrode (de l'ordre de 10cm) afin de légitimer l'approximation d'une étude 1D. Le relevé des températures nécessaires au modèle inverse a été réalisé par des mesures thermographiques par caméra infrarouge. Deux points de température sont simultanément mesurés sur la surface de l'électrode afin de définir deux zones distinctes pour la méthode inverse : la zone directe (située entre les deux points de mesure) et la zone inverse (du point de mesure le plus amont à la surface sur laquelle le flux est appliqué). Une des difficultés rencontrées a été la connaissance de l'émissivité des graphites utilisés pour obtenir des températures correctes. Une méthode astucieuse basée sur une mesure simultanée par caméra IR et par thermocouples a permis de résoudre ce point. L'émissivité spectrale du carbone a été trouvée à 0.85 ce qui est en accord avec les résultats de la littérature. Les résultats obtenus ont permis d'établir un bilan de puissance dans le réacteur. Plus de 70% de la puissance appliquée est transférée aux électrodes, le reste étant essentiellement rayonné par l'arc vers les parois. Ce résultat bien que connu a été clairement mis en évidence dans notre étude. Pour cela nous avons dû nous affranchir de l'influence du rayonnement de la paroi latérale des électrodes en carbone. En effet, les hauts flux thermiques déposés aux électrodes conduisent à des températures élevées qui donnent une contribution non négligeable au rayonnement via la loi de Stefan. Cette contribution du rayonnement de la paroi des électrodes qui est un terme de perte dans le bilan a été pris en compte au niveau de la méthode inverse. Ainsi le bilan global permet de retrouver à partir de l'ensemble des puissances mesurées et/ou déduites la puissance totale appliquée au système.

Dans le troisième chapitre, nos études ont été étendues à une configuration 2D à symétrie axiale. Il s'agit d'un réacteur à arc libre conçu pour avoir un arc très stable dont les paramètres sont bien maîtrisés. D'abord, nous avons repris les grandes lignes des travaux de thèse de M. Masquère qui constituent en quelques sortes une base de notre travail. Les

principales extensions que nous avons apportées à cette étude sont la prise en compte de l'aspect temporel, la caractérisation simultanée des électrodes par thermocouples, les mesures électriques temporelles (courant, tension), la quantification du rayonnement par le positionnement de capteurs de flux. Ainsi un lourd travail d'expérimentation, méthodique a été réalisé dans différentes conditions. Lors de ce chapitre, nous avons explicité la méthode inverse qui nous permet de reconstituer à la fois la distribution spatiale et l'évolution temporelle du flux déposé à la surface d'un matériau. Des études théoriques ont été effectuées pour vérifier l'efficacité de la méthode et voir les précautions nécessaires pour pouvoir l'utiliser. Sur notre réacteur à arc libre, des mesures de températures par thermocouple ont été réalisées au sein de l'anode et couplées à la méthode inverse que nous avons mise en place. Ces mesures ont permis de déterminer le profil de flux transféré par l'arc à l'anode au cours du temps suivant la puissance appliquée. En parallèle, la température au niveau du plasma ainsi que les pertes radiatives totales ont été mesurées. Avec ces mesures, nous avons essentiellement obtenu la répartition globale de l'énergie dans le réacteur. L'étude globale qui a été menée nous permet de remonter à certaines grandeurs. Ainsi en partant du principe que le profil de densité de courant a la même forme que le profil de flux (constat donné par le modèle) et sachant que l'intégrale du profil de la densité de courant doit permettre de retrouver l'intensité appliquée, nous pouvons remonter à la distribution de la densité de courant sur la surface de l'électrode. Ainsi pour une intensité de courant de 100A la valeur maximale de la densité de courant sur l'anode a été trouvée à $2.2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$. Le recouplement des résultats du modèle avec l'expérience permet aussi, sachant que la composante électrique constitue 65% du flux transféré à l'anode et connaissant le travail de sortie du matériau, de remonter à une estimation de la chute de tension. Ainsi pour une variation de l'intensité de courant appliquée de 40 A à 100A, la chute de tension anodique est estimée varier de 4.5 à 3.5 V. Connaissant cette chute de tension anodique, les résultats expérimentaux nous ont aussi permis d'estimer la chute de tension à la cathode à 8.5V. Ces valeurs sont en accord avec les travaux de la littérature et celles précédemment trouvées dans l'équipe par F. Cayla lors de la mise en place d'un modèle décrivant par le biais d'une modélisation à deux températures la gaine et la pré gaine en proche voisinage de la cathode.

Dans les perspectives de ce travail, un recouplement complet avec les résultats du modèle de F. Lago serait intéressant afin de comparer l'ensemble des grandeurs et de les discuter. Ce modèle est axé sur l'interaction de l'arc avec une anode qui peut être considérée

de différentes natures : Fer, Cu, Al. Ainsi des mesures expérimentales complémentaires pour d'autres natures de matériaux d'anode pourraient aussi être envisagées.

De la même façon, le modèle F. Cayla a permis d'obtenir des résultats intéressants notamment sur la quantification des chutes de tensions au niveau de la cathode. Cependant dans l'étude paramétrique réalisée, la température aux frontières de la cathode s'est avérée être un paramètre essentiel qui conditionnait les résultats obtenus. Il serait donc intéressant de coupler les mesures expérimentales des températures obtenues par caméra IR avec le modèle de F. Cayla afin de comparer et discuter les autres grandeurs.

Enfin les méthodes inverses développées dans l'équipe, initialement en 2D stationnaire, sont maintenant disponibles grâce à ce travail en 1D et 2D temporel. Dans les perspectives de ce travail nous prévoyons d'étendre nos développements vers du 3D et 3D temporel.

BIBLIOGRAPHIE

- Abo_1** R.Abou Khachfe, Résolution numérique de problèmes inverses 2D non linéaires de conduction de la chaleur par la méthode des éléments finis et l'algorithme du gradient conjugué-Validation expérimentale, Thèse de doctorat, école Polytechnique de l'Université de Nantes (2000)
- Abr_1** J.Abrahamson, C.Davies, J.Stott, R.Ward, P. Wiles, *Erosion rates of graphite anodes in high current arcs*, Ind. Eng. Chem. Fundamen.19, 3, pp.233–243 (1980)
- Ahm_1** Y.Ahmadizadeh, V.Soti, R.Pourgholi, *Numerical solution of an inverse diffusion problem*, Applied Mathematical Sciences 1, 18, pp.863 - 868 (2007)
- Ali_1** O.M.Alifanov, A.V.Nenamorokov, *Three dimensional boundary inverse heat conduction problem for regular coordinate system*, Inverse problems in engineering 119, pp.335-362 (1999)
- Bec_1** J.V.Beck, *Nonlinear estimation applied to the nonlinear inverse heat conduction problem*, Int. J. Heat Mass Transfer 13, pp.703-716 (1970)
- Bec_2** J.V.Beck, B.Blackwell, C.StClair, *Inverse heat conduction, ill-posed problems*, Wiley interscience, New York, 308p (1985)
- Bec_3** J.V.Beck, B.Litkouhi, C.StClair, *Efficient sequential solution of the nonlinear inverse heat conduction problem*, Numerical Heat Transfer 5, pp.275-286 (1982)
- Ben_1** J.Benech, *Spécificité de la mise en oeuvre de la tomographie dans le domaine de l'arc électrique–validité en imagerie médicale*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier (2008)
- Ben_1** M.S.Benilov, A.Marotta, *A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs*, J. Phys. D : Appl. Phys.28, pp.1869-1882 (1995)
- Bin_1** R.Bini, M.Monno, M.I.Boulos, *Numerical and experimental study of transferred arcs in argon*, J. Phys. D: Appl. Phys. 39, pp.3253–3266 (2006)
- Bur_1** O.R.Burgraff, *An exact solution of the inverse problem in heat conduction theory and application*, ASME Journal of heat transfer 86C, pp.373-382 (1964)
- Cao_1** M.Cao, P.Proulx, and M.I.Boulos, *Mathematical modeling of high-power transferred arcs*, J. Appl. Phys. 76, 12 (1994)

- 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)
- Cay_1** F.Cayla, *Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une cathode*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse (2008)
- Cay_1** F.Cayla, *Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une cathode*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier (2008)
- Caz_1** R.Cazes, *Soudage à l'arc* Techniques de l'Ingénieur, B7730 (1995)
- Cep_1** C.Cepisca; H.Andrei, S.Ganatsios,S.D.Grigorescu, *Power quality and experimental determinations of the electrical arc furnaces*, Electrotechnical Conference, MELECON. The 14th IEEE Mediterranean, pp.567-572 (2008)
- Ché_1** B.G.Chéron, L.Robin, P.Vervisch, *Parietal heat flux measurement in a nitrogen plasma jet*, Meas. Sci. Technol. 3, pp.58-61 (1992)
- Col_1** M.J.Colaço, H.R.B.Orlande, *Comparison of the different conjugate gradient method of function estimation*, Numerical Heat Transfer part A, 36, pp.229-249 (1999)
- Cor_1** Y.Corre, P.andrew, J.L.Gardarein, T.Hellner, C.Le Niliot, M.Poyet, F.Rigollet, *Calcul inverse du flux de chaleur dans le tokamak JET par méthode de retour vers la surface : approche 1D non-linéaire*. Conf. SFT Iles des Embiez (2007)
- Deb_1** T.T.DebRoy, S.Kou, *Heat Flow in Welding*, 9th Welding Handbook, 1, pp.87-113 American Welding Society (2001)
- Fau_1** P.Fauchais, *Plasmas thermiques aux puissances inférieures à 400 kW : applications*, D2825, (2008)
- Far_1** A.J.D.Farmer, G.N.Haddad; P.Kovitya, *Temperature distributions in a free-burning arc. IV: Results in argon at elevated pressures*, J. Phys. D: Appl. Phys. 21 432 (1988)
- Fre_1** P.Freton, *Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène*, Modélisation-expérience, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse (2002)
- Gar_1** J.L.Gardarein, F.Rigollet, Y.Corre, R.Reichle, C.Le Niliot, *Calcul du profil de flux 2D incident sur les composants face au plasma du tokamak JET*, Conf. SFT Iles des Embiez (2007)
- Gon_1** J.Gonzalez-Aguilar *A Theoretical Study of a Cutting Air Plasma Torch* IEEE transaction on plasma science 27, 1, pp.264-271 (1999)

- Gon_2** J.J.Gonzalez, A.Gleizes, P.Proulx, M.Boulos, *Mathematical modeling of a free burning arc in the presence of metal vapour*, J. Appl. Phys 74, 5, pp. 3065-3070 (1993)
- Gon_3** J J Gonzalez, F Lago, P Freton, M Masquère, X Franceries, *Numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode: part II. The three-dimensional model—influence of external forces on the arc column*, J. Phys. D: Appl. Phys. 38, pp.306–318 (2005)
- Gor_1** S. Gorchakov, A. Timofeev, D. Uhrlandt, *Study of the arc-anode interaction by a two-temperature model*, 17th International Conference on Gas Discharges and Their Applications, pp.185-188 (2008)
- Gul_1** A.Gülhan, *Heat Flux Measurements in High Enthalpy Flows*, RTO AVT Course on “Measurement Techniques for High Enthalpy and Plasma Flows”, Belgique (1999)
- Had_1** J. Hadamard, *Lecture on Cauchy’s problem in linear partial differential equations*, Yale University Presse (1923)
- Heb_1** J Heberlein¹, J Mentel, E Pfender, *The anode region of electric arcs: a survey*, J. Phys. D: Appl. Phys. 43 023001 (31p) (2010)
- Hen_1** E.C.Hensel, R.G.Hills, *A space marching finite difference algorithm for the one-dimensional IHCP*, ASME 22nd National Heat Transfer Conf. Niagara Falls, N.Y. paper No. 84-HT-48 (1984).
- Hsu_1** K.C.Hsu, K.Etemadi, E.Pfender, *Study of the free-burning high-intensity argon arc*, J. Appl. Phys. 54, 3 (1983)
- Hsu_2** Y.F.Hsu, B.Rubinsky, K.Mahin, *An Inverse Finite Element Method for the Analysis of Stationary Arc Welding Processes*, ASME Trans., Journal of Heat Transfer 108, pp.734-740 (1986)
- Ili_1** S.M. Ilii, M.Coteata, *Plasma arc cutting cost*, Int J Mater Form 2, Suppl 1:pp.689–692 (2009)
- Jaf_1** S.M.Jaffe, J.Larjo, R.Henberg, *Abel inversion using the fast Fourier transform*, Xth International Symposium on Plasma Chemistry, Bochum, pp.1-6 (1991)
- Jar_1** Y.Jarny, Ozisik, J.P Bardon, *a general optimization method using adjoint equation for solving multidimensional inverse heat conduction*, International Journal of Heat Transfer 34, pp.2911-2919 (1991)
- Jen_1** J.Jenista, J.V.R.Heberlein, E.Pfender, *Numerical model of the anode region of high-current electric arcs*, IEEE Trans. on Plasma Science 25, 5 (1997)

- Kan_1** A.Kanzawa, *Distributions of current density and heat flux around a cylindrical probe in an atmospheric pressure plasma*, Heat Transfer-Japanese Research 4, pp.37-44 (1975)
- Kat_1** M.A.Katz, B.Rubinsky, *An Inverse Finite Element Technique to Determine the Change of Phase Location in One-Dimensional Melting Problems*, Num. Heat Transfer 7, pp.269-283 (1984.)
- Kie_1** W.H.Kielhorn, Y.Adonyi, R.I.Holdren, R.C.Horrocks, N.E.Nissley, *Survey of joining, cutting and allied processes* Welding handbook 9, 1, pp.1-50 (2001)
- Kou_1** S.Kou, *Transport phenomena and materials processing*, Wiley, New York ISBN 0-471-07667 (1996)
- 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, Toulouse (2004)
- Lin_1** X.Ling, H.P.Chelukuri, R.G.Keanini, *A modified sequential function specification finite element-based method for parabolic inverse heat conduction problems*, Comput Mech 36, pp.117–128 (2005)
- 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)
- Loh_2** S.Löhle; J.L.Battaglia, J.C.Batsale, F.Bourserau, D.Conte, P.Jullien, B.Van Ootegem, J.Couzi, J.P.Lasserre, *Estimation of high heat flux in supersonic plasma flows*, 32nd IEEE transaction on Industrial Electronics, IECON 2006, pp.5366-5373 (2006)
- Low_1** J.J.Lowke, P.Kovitya, H.P.Schmidt, *Theory of free-burning arc columns including the influence of the cathode*, J. Phys. D: Appl. Phys. 25, 11, pp.1600–1606 (1992)
- Low_2** J J Lowke, R Morrow, J Haidar, *A simplified unified theory of arcs and their electrodes*, J. Phys. D: Appl. Phys. 30, pp.2033-2042 (1997)
- Low_3** J.J.Lowke, M.Tanaka, *'LTE-diffusion approximation' for arc calculations*, J. Phys. D: Appl. Phys. 39, pp.3634–3643 (2006)
- Lu_1** S.Lu ,W.Dong, D.Li, Y.Li, *Numerical study and comparisons of gas tungsten arc properties between argon and nitrogen*, Computational Materials Science 45, pp.327–335 (2009)
- Mas_1** R.C.Mason, *Probe Measurements on High Pressure Arcs*, Phys. Rev. 51, pp.28–42 (1937)

- Mas_2** M.Masquère, *Etude du transfert d'énergie entre un arc électrique et un matériau*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier (2005)
- Mat_1** N.Matsumoto, T.Yamamoto, M.Sugimoto, K.Takeda, Experimental study of heat flux distribution of arc driven by ac magnetic field, *Advances in Materials Science and Engineering* 2011, ID 615492, 6 pages (2011)
- Men_1** J. Menart, L. Lin, *Numerical study of a free-burning argon arc with copper contamination from the anode*, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. 19, 2 (1999)
- Mol-1** H.Molhem, R.Pourgholi, *A Numerical algorithm for solving a one-dimensional inverse heat conduction problem*, *Journal of Mathematics and Statistics* 4, 1, pp.60-63 (2008)
- Mye_1** R.M.Myers, G.C.Soulas, *Anode power deposition in applied-field MPD thrusters*, 28th Joint Propulsion Conf. (1992)
- Nas_1** A.Nassiopoulos, *Identification rapide de la température dans les structures en génie civil*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris (2008)
- Nes_1** O.H. Nestor, *Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, inert gas arcs*, *J. Appl. Phys.*33, 5, pp. 1638-1648 (1962)
- Neu_1** G.Neuer, G.Jaroma-Weiland, *Spectral and total emissivity of high-temperature materials*, *International Journal of Thermophysics* 19, pp.917-929 (1998)
- Nis_1** H. Nishiyama, T. Sawada, H. Takana, M. Tanaka, M. Ushio, *Computational simulation of arc melting process with complex interactions*, *ISIJ International* 46, 5, pp.705–711 (2006)
- Nor_1** D. Nortershauser, *Résolution de problèmes inverses tridimensionnels instationnaires de conduction de la chaleur*, Thèse de doctorat, Ecole nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse (2000)
- Pac_1** M.Pacheco, *Synthèse des Nanotubes de Carbon par Arc Electrique*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse (2003)
- Pan_1** V. Panjkovic; S. Truelove; P. Zulli; *Numerical modelling of iron flow and heat transfer in blast furnace hearth*, *Ironmaking and steelmaking* 29, 5, pp. 390-400 (2002)
- Pat_1** S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Pub, Washington (1980)
- Pfe_1** E. Pfender, *Heat transfer from thermal plasmas to neighboring walls or electrodes*, *Pure Appl. Chem.* 48, 2, pp.199-213 (1976)

- Ram_1** M.A.Ramirez, G.Trapaga, J.McKelliget, *A comparison between different numerical formulations for welding arc representations*, Journal of Materials Processing Technology 155–156, pp.1634–1640 (2004)
- Ray_1** M.Raynaud, J.Bransier, *A new finite-difference method for the nonlinear inverse heat conduction problem*, Numerical Heat Transfer 9, pp.27-42 (1985)
- Ray_2** M. Raynaud, *Le problème inverse de conduction de la chaleur*, Techniques de l'Ingénieur, BE8265 (1997)
- Ros_1** H.Rosenthaltt, I.Eeilists, S.Goldsmithtt, R.L.Eoxmants, *Heat fluxes during the development of a hot anode vacuum arc*, J. Phys. D: Appl. Phys. 28 353 (1995)
- San_1** N.A.Sanders, E.Pfender, *Measurement of anode falls and anode heat transfer in atmospheric pressure high intensity arcs*, J. Appl. Phys. 55, 3, pp.714-722 (1984)
- Sav_1** A.I. Savvatimskiy, *Measurements of the melting point of graphite and the properties of liquid carbon, (a review for 1963–2003)* Carbon 43, pp.1115–1142 (2004)
- Sch_1** H.P. Schmidt, G. Speckhofer, *Experimental and theoretical investigation of high-pressure arcs:Part I: the cylindrical arc column (two-dimensional modeling)*, IEEE Trans. on Plasma Science 24, 4, pp.1229-1238 (1996)
- Sha_1** A.Shashurin, I.I.Beilis, R.L.Boxman, *Heat flux to an asymmetric anode in a hot refractory anode vacuum arc*, Plasma Sources Sci. Technol. 19 015002 (2010)
- Shi_1** E.H.Shiguemori, F.P.Harter, H.F.Campos Velho, J.D.Da Silva, *Estimation of boundary conditions in conduction heat transfer by neural networks*, 4th International Conference on Inverse Problems in Engineering, Rio de Janeiro, Brazil (2002)
- Sil_1** S.L.Silva, L.Vilarinho, A.Scotti, T.H.Ong, G.Guimarães, *Heat flux determination in the gas-tungsten-arc welding process by using three-dimensional model in inverse heat conduction problem*, Hig Temperatures- High Pressures 35-36, pp.117-126 (2003/2004)
- Sou_1** N.D'Souza, *Numerical solution of one-dimensional inverse transient heat conduction by finite difference method*, ASME paper 75-WA/HT-81 (1975)
- Str_1** J.H. Strassburger, *Blast furnace-theory and practice* ISBN 0677104200. (1969)
- Sun_1** K.K.Sun, II.Lee Woo, S.L.Joon, *Solving a nonlinear inverse convection problem using the sequential gradient method*, KSME International Journal 16, 5, pp.710-719 (2002)
- Tal_1** J.Taler, P.Duda, *Solving direct and inverse heat conduction problems*, Springer-Verlag 965p (2006)

- Tsa_1** N.S. Tsai, T.W. Eagar, *Distribution of the heat and current fluxes in gas tungsten arcs*, Metallurgical transactions B, 16B, pp. 841-846 (1985)
- Ush_1** M.Ushio, M.Tanaka, J.J.Lowke, *Anode Melting From Free-Burning Argon Arcs*, IEEE Transactions on Plasma Science 32, 1, pp.108-117 (2004)
- Ven_1** S.P.Venkatesan, *Heat flux*, Cours Indian Institute of Technology Madras, http://nptel.iitm.ac.in/courses/IIT-MADRAS/Mechanical_Measurements_Metrology/pdf/3_1.pdf
- Wet_1** J. M. Wetzer, *Free burning stationary arc in a cesium seeded argon plasma*, Physica B+C, vol. 128, issue 1, pp. 101-109 (1985)
- Wu_1** C.S.Wu, J.Q.Gao, *Analysis of the heat flux distribution at the anode of a TIG welding arc*, Computational Materials Science 24, pp.323–327 (2002)
- Yos_1** H. Yoshikawa, H. Iwata, T. Akiyoshi, F. Tutumi, *Rapid determination of free calcium oxide in basic oxygen furnace slag by measurement of conductivity after ethyleneglycol extraction*, Bunseki Kagaku 39, 12, pp.801-804 (1990)
- Zab_1** N.Zabararas, Y.Ruan, *A deforming finite element method analysis of inverse Stefan problems*, International Journal for numerical methods in engineering 28, pp.295-313 (1989)
- Zha_1** L. Zhang, J. Zhi, F. Mei, L. Zhu, X. Jiang, J. Shen, J. Cui, K. Cai, B. G. Thomas, *Basic oxygen furnace based steelmaking processes and cleanliness control at Baosteel*, Ironmaking and Steelmaking 33, 2, pp. 129-139 (2006)
- Zha_2** G.Y. Zhao, M.S. Dassanayake, K. Etemadi, *Numerical simulation of a free-burning argon arc with copper evaporation from the anode*, Journal of Plasma Chemistry and Plasma Processing 10, 1, pp. 87-98 (1990)