



Étude expérimentale et modélisation d'un plasma de vapeurs métalliques dans une ampoule à vide pour le développement de disjoncteurs Haute-Tension

Benoît Tezenas Du Montcel

► To cite this version:

Benoît Tezenas Du Montcel. Étude expérimentale et modélisation d'un plasma de vapeurs métalliques dans une ampoule à vide pour le développement de disjoncteurs Haute-Tension. Physique [physics]. Université de Lorraine, 2018. Français. NNT : 2018LORR0110 . tel-01925198

HAL Id: tel-01925198

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01925198>

Submitted on 31 May 2021

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Etude expérimentale et modélisation d'un plasma de vapeurs métalliques dans une ampoule à vide pour le développement de disjoncteurs Haute-Tension

THESE

Présentée et soutenue publiquement le 29 Mai 2018

pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Lorraine

en

Physique

par

Benoît TEZENAS du MONTCEL

Composition du jury :

Yves DELANNOY	Président de jury
Nelly BONIFACI	Rapporteurs
Laurent GARRIGUES	
Pierre CHAPELLE	Directeur de thèse
Alain JARDY	Co-directeur de thèse
Christophe CREUSOT	Invité

REMERCIEMENTS

Cette étude a été menée au sein de l'institut Jean Lamour de Nancy. Elle est le fruit d'une collaboration entre ce laboratoire et la société Supergrid-Institute, institut de transition énergétique.

Je remercie vivement Monsieur Yves DELANNOY, professeur des universités d'avoir présidé mon jury de thèse ainsi que Madame Nelly BONIFACI et Monsieur Laurent GARRIGUES, respectivement chargée de recherche et directeur de recherche au CNRS d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Messieurs Pierre CHAPELLE et Alain JARDY, chargé de recherche et directeur de recherche au CNRS, membres du groupe de recherche « procédés d'élaboration » de l'institut Jean Lamour, ont dirigé ce travail en collaboration avec Monsieur Christophe Creusot, responsable du Pôle coupure chez Supergrid-Institute. Leur expérience et le soutien, tant scientifique que moral, qu'ils m'ont apportés durant ces années m'ont permis de mener à bien cette étude et la rédaction du mémoire. Je les en remercie vivement.

Les études d'arc sous vide, menées chez Supergrid-Institute ont nécessité le développement d'un dispositif lourd et complexe. Je remercie donc Messieurs Franck CATANESE, Florian METRAL et Pascal ROBIN de Supergrid-Institute et Julien JOURDAN de l'IJL pour leur aide dans la conception, le montage et le déroulement des expériences.

Par ailleurs, Sylvain NICHELE, ingénieur-docteur pour Supergrid-Institute, est venu me prêter main forte, lors de certaines phases critiques de mes expériences et je l'en remercie très chaleureusement. Damien BOBILLER, ingénieur-stagiaire, a travaillé à la modélisation magnétique des contacts, qu'il en soit remercié, lui et sa bonne humeur. Enfin, je voudrais remercier l'ensemble de mes collègues, chez Supergrid-Institute et à l'IJL, dont le soutien moral et l'aide occasionnelle m'ont permis de mener ce travail à bien.

A mes grands-parents

TABLE DES MATIERES

Nomenclature.....	V
Introduction Générale	1
1. La coupure Haute-Tension en courant alternatif.....	1
2. L'arc sous vide et le disjoncteur à ampoule à vide	2
3. Problématique et plan.....	4
Chapitre I. Etude Bibliographique	7
I.1. Les spots cathodiques	7
I.1.1. Propriétés et structure des spots	7
I.1.2. Mouvement d'un spot isolé.....	9
I.1.2.1. Mouvement aléatoire	9
I.1.2.2. Influence d'un champ magnétique transverse.....	11
I.1.2.3. Déviation Robson.....	12
I.1.3. Comportement collectif	13
I.1.3.1. En l'absence d'un AMF	13
I.1.3.2. En présence d'un AMF	13
I.2. L'arc sous vide et son contrôle par AMF.....	15
I.2.1. Faibles distances inter-électrodes	15
I.2.1.1. Arc sans AMF	15
I.2.1.2. Actions de l'AMF sur l'arc	18
I.2.2. Grandes distances inter-électrodes.....	21
I.2.2.1. Influence de l'augmentation de la longueur d'arc sur l'intensité de l'AMF	21
I.2.2.2. Comportement de la colonne d'arc	23
I.2.2.3. Phénomènes anodiques	25
I.3. Modélisation	26
I.3.1. Modèles de l'arc sous vide en régime diffus	26
I.3.1.1. Modèles magnétohydrodynamiques	28
I.3.1.2. Modèle hybride	31
I.3.2. Prise en compte des phénomènes cathodiques.....	32
I.3.2.1. Utilisation de données tirées de la littérature.....	32
I.3.2.2. Modélisations de la production du plasma dans la région cathodique.....	33
I.3.3. Prise en compte des phénomènes anodiques	35

I.3.3.1. Gaine anodique	35
I.3.3.2. Vapeur métallique anodique	35
I.4. Synthèse	37
Chapitre II. Dispositif Expérimental	39
II.1. La maquette d'essai	39
II.2. Le laboratoire d'essai.....	40
II.3. Instruments de mesure et de diagnostic	41
II.3.1. Caméra rapide Photron FASTCAM SA5	41
II.3.2. Caméra rapide Olympus i-SPEED 3	42
II.3.3. Jauge de vide	42
II.3.4. Mesures de courant et de tension.....	42
II.3.4.1. Shunt de courant	42
II.3.4.2. Bobines de Rogowski	42
II.3.4.3. Mesures de tension	42
II.4. Aspects du dispositif spécifiques aux essais statiques.....	43
II.4.1. Electrodes	43
II.4.2. Mécanisme d'amorçage	43
II.4.2.1. Dispositif d'amorçage.....	44
II.4.2.2. Positionnement de l'électrode auxiliaire	44
II.4.3. Bobine de Helmholtz	44
II.5. Protocole d'essai des campagnes statiques.....	46
II.5.1. Circuit d'essai	46
II.5.2. Déroulement des essais.....	47
II.5.3. Problèmes rencontrés.....	48
II.6. Méthode numérique d'analyse des images de la cathode.....	49
II.6.1. Détection des spots	49
II.6.2. Transformation projective des coordonnées des spots	51
II.6.3. Profil radial de la densité de courant cathodique.....	52
Chapitre III. Résultats Expérimentaux	53
III.1. Expériences réalisées.....	53
III.2. Etude des régimes d'arc	54
III.2.1. En l'absence d'AMF	54
III.2.2. En présence d'un AMF	57

III.2.2.1. Distance inter-électrodes de 20 <i>mm</i>	57
III.2.2.2. Distance inter-électrodes de 30 <i>mm</i>	61
III.2.2.3. Discussion	61
III.3. Dynamique et répartition des spots cathodiques soumis à un AMF	63
III.3.1. Observations sur la dynamique des spots	63
III.3.2. Répartition des spots cathodiques et profil radial de la densité de courant cathodique	64
III.3.2.1. Cartographie de la répartition des spots cathodiques	64
III.3.2.2. Courant moyen porté par un spot cathodique.....	66
III.3.2.3. Profil radial de la densité de courant	68
III.3.2.4. Discussion	70
III.4. Phénomènes anodiques	71
III.4.1. Amorçage de l'arc	71
III.4.2. Au pic de courant	72
III.4.3. Etat de surface de l'anode	73
III.5. Résumé	73
Chapitre IV. Modèle Magnétohydrodynamique	77
IV.1. Domaine de calcul.....	77
IV.2. Hypothèses et mise en place du modèle.....	78
IV.2.1. Méthodes de description d'un plasma.....	78
IV.2.2. Hypothèses du modèle	79
IV.2.3. Système d'équations hydrodynamiques.....	82
IV.3. Construction du système d'équations final	85
IV.4. Conditions aux frontières	88
IV.4.1. Variables hydrodynamiques.....	88
IV.4.1.1. Frontière cathodique	89
IV.4.1.2. Frontière anodique	90
IV.4.1.3. Frontière latérale fictive	92
IV.4.2. Variables électromagnétiques	93
IV.4.2.1. Frontières extérieures.....	93
IV.4.2.2. Frontières intérieures.....	94
IV.5. Simulation numérique sous le logiciel COMSOL	95
Chapitre V. Résultats de la modélisation.....	97
V.1. Simulations de référence	98

V.1.1. Régime supersonique	98
V.1.1.1. Variables électromagnétiques.....	99
V.1.1.2. Variables hydrodynamiques	101
V.1.2. Régime subsonique.....	107
V.1.2.1. Variables électromagnétiques.....	108
V.1.2.2. Variables hydrodynamiques	112
V.2. Analyses paramétriques.....	118
V.2.1. Influence de l'intensité de l'AMF	119
V.2.1.1. Régime supersonique	119
V.2.1.2. Régime subsonique.....	122
V.2.2. Influence de l'intensité du courant d'arc	125
V.2.2.1. Régime supersonique	125
V.2.2.2. Régime subsonique.....	129
V.2.3. Influence de la distance inter-électrodes	132
V.2.3.1. Régime supersonique	132
V.2.3.2. Régime subsonique.....	137
V.3. Résumé	143
Conclusion générale.....	147
1. Résumé	147
2. Perspectives et voies d'améliorations	149
Bibliographie.....	151

NOMENCLATURE

- $\vec{A}$: potentiel vecteur du champ magnétique ($V.s.m^{-1}$)
 $\vec{B}$: induction magnétique (T)
 B_{AMF} : Induction magnétique axiale externe (T)
 e : charge électrique élémentaire ($A.s$)
 $\vec{E}$: Champ électrique ($V.m^{-1}$)
 $\vec{F}_{ext}$: forces extérieures ($N.m^{-3}$)
 f_s : fonction de distribution des vitesses de l'espèce s (-)
 I : intensité du courant (A)
 $\bar{I}$: tenseur d'identité d'ordre 2 (-)
 I_{arc} : intensité maximale du courant d'arc (A)
 I_{cr} : intensité de courant critique de transition (A)
 $\vec{J}$: densité de courant ($A.m^{-2}$)
 $\vec{J}_a$: densité de courant anodique ($A.m^{-2}$)
 $\vec{J}_c$: densité de courant cathodique ($A.m^{-2}$)
 $J_{e,th}$: densité de courant thermique électronique ($A.m^{-2}$)
 J_i : composante de la densité de courant suivant le vecteur $\vec{e}_i$ ($A.m^{-2}$)
 k_b : constante de Boltzmann ($J.K^{-1}$)
 L_{arc} : longueur d'arc (m)
 Ma : nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions (-)
 Ma_{ic} : nombre de Mach relatif à l'écoulement au niveau de la frontière cathodique (1)
 $\mathbf{M}_{n,s}$: moment macroscopique d'ordre n de l'espèce s ($kg.m^{n-3}.s^{-n}$)
 m_s : masse d'une particule de l'espèce s (kg)
 $\vec{n}$: vecteur normal à la surface orienté vers l'extérieur du domaine considéré (1)
 n_s : densité de particules de l'espèce s (m^{-3})
 n_{sa} : densité de particules de l'espèce s au niveau de la frontière anodique (m^{-3})
 n_{sc} : densité de particules de l'espèce s (m^{-3})
 n_{sg} : densité de particules de l'espèce s en entrée de la gaine anodique au niveau de la frontière cathodique (m^{-3})
 $\bar{P}_s$: tenseur de pression thermique de l'espèce s (Pa)
 p_s : pression de l'espèce s (Pa)
 p_{sa} : pression de l'espèce s au niveau de la frontière anodique (Pa)
 p_{sc} : pression de l'espèce s au niveau de la frontière cathodique (Pa)
 $\vec{q}_{ea}$: densité de flux de chaleur électronique à la frontière anodique de l'arc ($W.m^{-2}$)
 $\vec{q}_e^F$: composante frictionnelle de la densité de flux de chaleur électronique ($W.m^{-2}$)
 $\vec{q}_e^T$: composante thermique de la densité de flux de chaleur de électronique ($W.m^{-2}$)
 Q_i : puissance volumique échangée au cours des collisions électrons-ions ($W.m^{-3}$)

- $\vec{q}_s$: densité de flux de chaleur relative à l'écoulement de l'espèce s ($W.m^{-2}$)
 r : coordonnée radiale (m)
 $\vec{r}$: vecteur de coordonnée (m)
 R : rayon des contacts (m)
 $\vec{R}$: transfert de densité quantité de mouvement des électrons vers les ions ($N.m^{-3}$)
 $\vec{R}_F$: composante frictionnelle de $\vec{R}$ ($N.m^{-3}$)
 $\vec{R}_T$: composante thermique de $\vec{R}$ ($N.m^{-3}$)
 R_{arc} : Rayon de l'arc (m)
 t : temps (s)
 T_s : température de l'espèce s (K)
 T_{sa} : température sur la frontière anodique de l'espèce s (K)
 T_{sc} : température sur la frontière cathodique de l'espèce s (K)
 u_{Bohm} : vitesse de Bohm ($m.s^{-1}$)
 $\vec{u}_s$: vitesse macroscopique de l'espèce s ($m.s^{-1}$)
 u_s : norme de la vitesse de l'espèce s ($m.s^{-1}$)
 u_{sa} : vitesse axiale de l'espèce s au niveau de la frontière anodique ($m.s^{-1}$)
 u_{sc} : vitesse axiale de l'espèce s au niveau de la frontière cathodique ($m.s^{-1}$)
 u_{sg} : vitesse des particules de l'espèce s en entrée de la gaine anodique ($m.s^{-1}$)
 $u_{s,th}$: vitesse thermique des particules de l'espèce s ($m.s^{-1}$)
 V : potentiel électrique (V)
 V_0 : potentiel électrique anodique (V)
 V_a : potentiel électrique à la frontière anodique de l'arc (V)
 $\vec{V}_i$: vitesse d'une macroparticule ionique ($m.s^{-1}$)
 $\vec{v}_s$: vitesse d'une particule de l'espèce s ($m.s^{-1}$)
 $\vec{v}_{spot}$: vitesse d'un spot cathodique ($m.s^{-1}$)
 z : coordonnée axiale (m)
 Z : charge moyenne ionique (-)
 γ : rapport des chaleurs spécifiques (-)
 $\ln \Lambda$: logarithme coulombien (-)
 Δt_I : temps caractéristique de variation du courant d'arc (s)
 Δt_s : temps de séjour à l'intérieur de l'espace interélectrode (s)
 Δt_{EM} : temps caractéristique de diffusion du champ magnétique résultant de l'effet de peau (s)
 ϵ_0 : permittivité diélectrique du vide ($F.m^{-1}$)
 ϵ_i : énergie d'ionisation (J)
 μ_0 : perméabilité magnétique du vide ($H.m^{-1}$)
 μ_{er} : taux d'érosion ($kg.A^{-1}.s^{-1}$)
 λ_D : longueur de Debye (m)
 $\lambda_{ionisation}$: libre parcours moyen d'ionisation (m)
 λ_{rec} : libre parcours moyen de recombinaison (m)
 λ_s : libre parcours moyen entre deux collisions pour l'espèce s (m)
 $\bar{\pi}_s$: tenseur de viscosité de l'espèce s (Pa)

ρ : densité de charge électrique (C/m^3)

ρ_s : densité massique de l'espèce s ($kg.m^{-3}$)

σ : conductivité électrique hors du plasma ($S.m^{-1}$)

σ_{pl} : conductivité électrique du plasma ($S.m^{-1}$)

τ_s : temps moyen entre deux collisions entre les particules l'espèce s (s)

φ : coordonnée azimutale ($rad.$)

φ_a : chute de potentiel dans la gaine anodique (V)

ω_s : pulsation cyclotronique (s^{-1})

INTRODUCTION GENERALE

1. La coupure Haute-Tension en courant alternatif

Le disjoncteur est un élément essentiel de la protection des réseaux électriques servant à interrompre le courant en cas de surcharge ou de court-circuit¹. Il fonctionne sur un principe simple consistant à séparer deux électrodes, initialement en contact au sein d'un milieu diélectrique, contenues dans une chambre de coupure. Dans les disjoncteurs conçus pour fonctionner en Basse-Tension (BT), entre 50 et 1000 V, tels que les disjoncteurs domestiques, ce milieu peut-être tout simplement l'air à pression atmosphérique. Pour des tensions plus élevées, d'autres milieux de coupure sont utilisés, tels que l'hexafluorure de soufre (SF₆), l'air comprimé, des huiles minérales, ou encore le vide.

Lors d'un court-circuit, au moment de l'écartement des électrodes, juste avant leur séparation complète, le nombre de points de contact des électrodes devient très faible et la densité de courant au niveau des surfaces de contact devient très importante. L'effet Joule qui en résulte provoque l'apparition d'un pont métallique fondu entre les électrodes, à partir duquel se forme, suite à l'ionisation des particules du métal, un arc électrique par lequel le courant continue de transiter. En courant alternatif, l'interruption de l'arc intervient naturellement au moment du passage par zéro du courant. Cependant, cette extinction est suivie d'une montée de tension très abrupte, appelée tension transitoire de rétablissement (TTR), qui est susceptible de provoquer un réamorçage de l'arc et donc un échec de coupure [1]. Ce réamorçage peut être favorisé notamment par un chauffage excessif des électrodes durant la phase d'arc ou par un rétablissement de la rigidité diélectrique du fluide inter-contacts trop lent par rapport à la vitesse de rétablissement de la TTR. Afin d'éviter la non coupure, il est donc nécessaire de contrôler l'arc et l'écoulement de fluide. Dans les disjoncteurs utilisant un gaz à haute pression, ce contrôle est assuré par un dispositif permettant le soufflage de l'arc.

Dans les disjoncteurs Haute-Tension (HT > 50 kV), le milieu de coupure le plus utilisé est le gaz SF₆. Ce gaz possède en effet des propriétés très intéressantes pour les disjoncteurs [2], à savoir :

- une tension de claquage très élevée,
- une très grande stabilité de la molécule qui le rend ininflammable et lui permet d'être chauffé sans dégradation jusqu'à 773 K,
- une conductivité thermique très élevée vers 2000 K qui permet d'assurer de bons échanges thermiques entre les régions chaudes et les régions froides de l'arc,
- une absence de toxicité.

¹ La surcharge désigne une surintensité de longue durée, mais modérée. Le court-circuit correspond à une surintensité très importante sur un temps très court.

En revanche, le SF₆ a pour principal défaut d'être un très puissant gaz à effet de serre, avec l'un des pouvoirs réchauffant les plus élevés connus, 23900 tonnes équivalent CO₂ sur un siècle, mais avec une durée de vie 32 fois plus élevée [3]. En outre, si le SF₆ n'est pas lui-même toxique, ses produits de décomposition, comme l'acide fluorhydrique, le fluorure de thionyle, le fluorure de sulfuryle, ou encore le décafluorure de soufre, sont quant à eux beaucoup plus dangereux. La pression environnementale pousse donc à la baisse de l'utilisation du SF₆² et à la recherche de milieux de coupure de substitution, dans les disjoncteurs à Haute-Tension. Parmi eux, le vide, déjà très utilisé en Moyenne-Tension (entre 1 et 50 kV) [1], semble être une alternative viable [4].

2. L'arc sous vide et le disjoncteur à ampoule à vide

Les premières études concernant les arcs sous vide remontent aux années 1870, et aux travaux de A. W. Wright qui les employa pour des applications relatives au dépôt de couches métalliques [5]. Les arcs sous vide trouveront ensuite dès 1905 des applications dans le domaine de la refusion d'alliages métalliques [6]. Les premières expériences concernant la coupure sous vide ont été réalisées par des chercheurs de Cal. Tech. [7], avec une source de courant de 120 A et 15 kV, ouvrant ainsi la voie dans les années 50 à la commercialisation des premiers interrupteurs à ampoule à vide, initialement conçus pour interrompre des courants dont l'intensité ne dépassait pas 400 A [8]. Parallèlement, des recherches ont permis une meilleure connaissance du comportement des arcs sous vide [9, 10]. Il apparaît que pour des courants ne dépassant pas quelques kiloampères, entre des électrodes de quelques centimètres de diamètre et espacées de moins de 10 mm, le plasma d'arc constitué d'électrons et d'ions métalliques est émis à grande vitesse [11] (~10 km/s pour les ions) au niveau de la cathode par de petits spots lumineux et très mobiles (appelés spots cathodiques). Le plasma dans l'espace inter-électrodes est lui faiblement lumineux et l'anode reste passive. Ce type d'aspect de l'arc, représenté sur la Figure 1.a et appelé régime diffus, est propre aux arcs sous vide. En revanche, pour des intensités de courant dépassant une valeur critique dépendant du matériau et de la dimension des contacts [12] ainsi que de la distance inter-électrodes [13], l'aspect de l'arc change brutalement. Les spots cathodiques se regroupent et deviennent indiscernables. Le plasma inter-électrodes forme un canal fortement conducteur, très concentré et très lumineux et l'anode devient active, se rapprochant ainsi, comme le montre le schéma de la Figure 1.b, de l'aspect d'un arc de coupure créé dans un gaz à pression atmosphérique. On parle alors d'arc en régime concentré. Tandis qu'en régime diffus l'érosion cathodique est faible et l'érosion anodique inexistante, la concentration de l'arc se traduit par une érosion importante de la cathode et une érosion encore plus importante de l'anode [14]. Cette érosion, qui se traduit par une projection abondante de gouttelettes de métal ainsi qu'une forte émission de vapeurs métalliques, peut être à l'origine d'un échec de coupure.

² La baisse des émissions de SF₆ a été en France de 72% sur la période 2003 – 2013 et de 50% pour le seul secteur de l'énergie qui représentait 32% des émissions en 2013. Cette réduction est pour l'instant principalement le fait de la baisse des fuites de SF₆ [136].

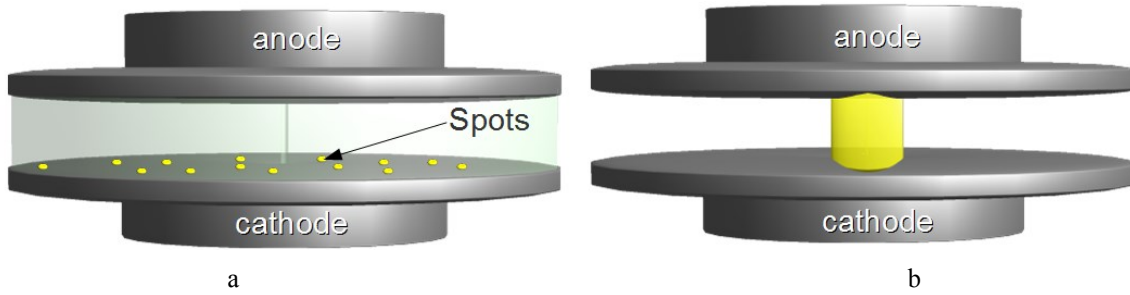


Figure 1 : Schéma d'un arc électrique (a) en régime diffus, (b) en régime concentré.

Contrairement aux arcs générés dans un gaz, il est bien évidemment inenvisageable de faciliter l'extinction de l'arc sous vide à l'aide d'un dispositif de soufflage. Cette difficulté a été contournée dans les années 60, avec la première génération de disjoncteurs à ampoule à vide utilisant un champ magnétique pour contrôler l'arc. Ces premiers modèles utilisaient un champ magnétique transverse (TMF pour *transverse magnetic field*) [15] pour induire une rotation rapide de l'arc concentré [1] permettant l'uniformisation dans le temps de l'énergie déposée par l'arc à la surface de l'anode et de limiter ainsi l'échauffement de l'anode. Peu après, les équipes de Mitsubishi [16] ont montré que l'application d'un champ magnétique axial (appelé AMF pour *axial magnetic field*) permettait aussi une augmentation considérable de l'intensité du courant pouvant être coupé dans une ampoule à vide, ce qui a donné lieu aux premières applications commerciales de disjoncteurs contrôlés par AMF à la fin des années 70 [17]. Dans le cas de la technique à champ magnétique axial, l'effet du champ magnétique sur l'arc se traduit par une augmentation de l'intensité du courant critique de transition vers le régime d'arc concentré [1]. Ainsi, l'application d'un AMF suffisamment intense permet de maintenir l'arc dans le régime diffus. Le flux d'énergie de l'arc est alors réparti de manière homogène sur toute la surface de l'anode, ce qui est favorable à la réussite de la coupure. Dans la plupart des disjoncteurs à ampoule à vide, le champ magnétique est, quel que soit son orientation (TMF ou AMF), généré par les contacts eux-mêmes, grâce à la circulation du courant d'arc à travers les contacts imposée par la géométrie spécifique de ces derniers (Figure 2).

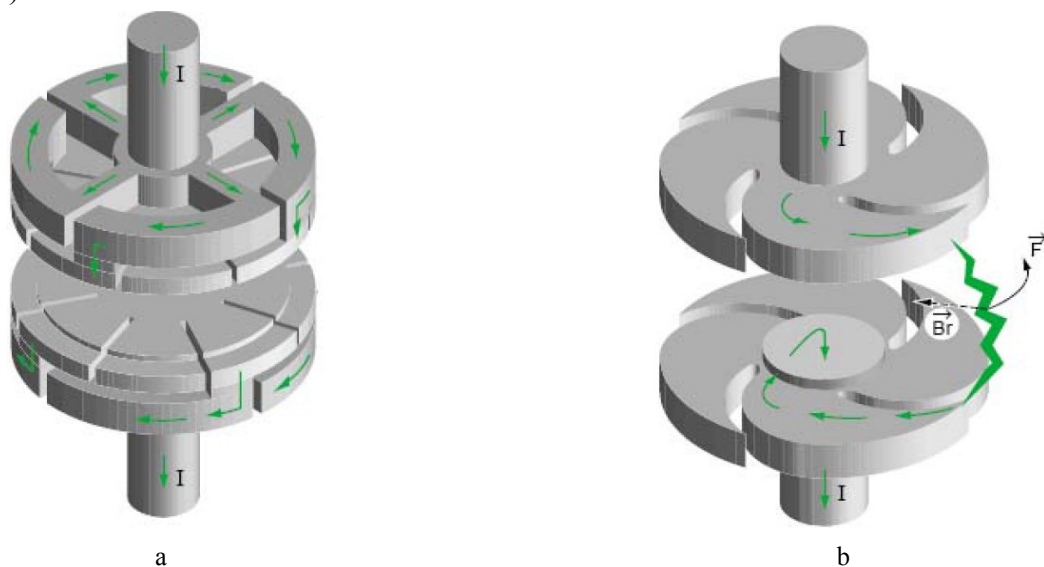


Figure 2 : (a) Schéma de contacts générant un AMF, (b) Schéma de contacts générant un TMF [1].

Les électrodes sont insérées au sein d'une chambre de coupure hermétique en céramique (Figure 3.a), dans laquelle un vide poussé ($\sim 10^{-4}$ Pa) est maintenu au moment du scellement. L'ampoule contient un écran métallique (Figure 3.b) au potentiel flottant qui protège de la métallisation les parois en céramique de l'ampoule. Cet écran joue également un rôle dans la répartition du potentiel électrique au sein de l'ampoule [4].

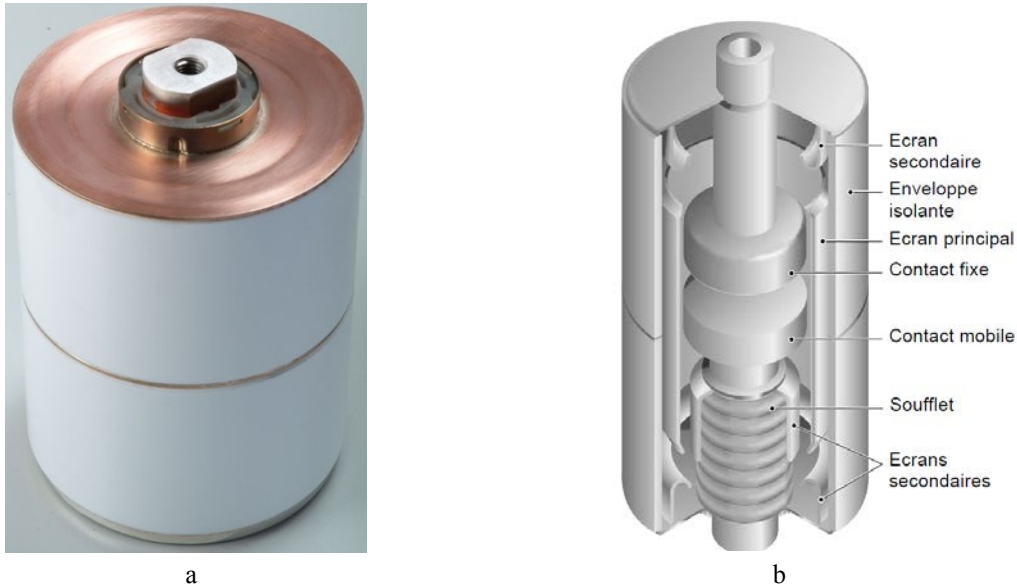


Figure 3 : Ampoule à vide : (a) vue de l'extérieur, (b) vue intérieure [1].

Depuis la fin des années 80, les connaissances sur le comportement des arcs sous vide se sont fortement accrues, le nombre d'articles publiés sur ce thème ayant augmenté de manière exponentielle durant la décennie 90 [18]. Pendant cette période, les travaux se sont concentrés sur l'étude du comportement d'arcs de longueurs inférieures à 10 mm , qui correspondent notamment aux conditions utilisées dans les disjoncteurs à ampoule à vide en Moyenne-Tension. La tension de claquage V_d augmente dans le vide en fonction de la distance inter-électrodes L_c suivant une loi de puissance $V_d \propto L_c^p$ où p est de l'ordre de $0,6 - 0,7$ [19]. Par conséquent, le développement de disjoncteurs Haute-Tension implique des distances inter-électrodes bien plus importantes (plusieurs cm) que celles utilisées en Moyenne-Tension et nécessite donc d'étudier le comportement des arcs électriques sous vide pour de telles distances. Ce n'est guère que depuis une quinzaine d'années, que des études expérimentales ont commencé à être conduites dans ce sens [20]. Quant aux premières modélisations numériques d'arcs sous vide à grandes distances inter-électrodes, elles sont encore plus récentes [21].

3. Problématique et plan

L'objectif de cette thèse est d'étudier et de mieux comprendre le comportement d'un arc électrique sous vide soumis à un champ magnétique axial pour des longueurs d'arc représentatives des distances inter-électrodes nécessaires à la coupure des courants de court-circuit à Haute-Tension, soit plus de 10 mm . Pour ce faire, une série d'expériences consistant à générer des arcs contrôlés par un AMF externe entre deux électrodes statiques a été conduite dans une maquette démontable d'ampoule à vide. Les mesures réalisées sur cette installation

ont été exploitées pour étudier plus spécifiquement les différents régimes de fonctionnement de l'arc à grande distance inter-électrodes ainsi que la répartition des spots cathodiques et la distribution de la densité de courant à la surface de la cathode. Par ailleurs, un modèle numérique de l'écoulement dans l'espace inter-électrodes du plasma d'arc en régime diffus en présence d'un AMF a été développé et appliqué plus particulièrement au cas de grandes distances inter-électrodes, très peu étudié jusqu'à présent.

Cette thèse est divisée en cinq chapitres. Dans un premier temps, nous exposerons l'état des connaissances dans le domaine des arcs de vapeurs métalliques en nous intéressant tout d'abord au fonctionnement des spots cathodiques, puis de l'arc sous vide dans son ensemble avant de passer en revue les principaux travaux de modélisation d'un arc sous vide en régime diffus. Dans un deuxième temps, nous présenterons le volet expérimental de l'étude, au travers de deux chapitres consacrés pour l'un à la description du dispositif expérimental et du protocole d'essai et pour l'autre à la présentation et à l'analyse des mesures effectuées. Ensuite, deux chapitres relatifs au travail de modélisation présenteront le modèle numérique développé et les résultats de simulation obtenus. Enfin, une conclusion générale viendra synthétiser ce travail et proposer de nouvelles voies d'étude.

Chapitre I. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Les arcs sous vide peuvent être dissociés en différentes zones : zone cathodique, colonne d'arc et zone anodique, qui sont le siège de mécanismes très différents. Dans cette revue bibliographique, nous commencerons par décrire l'aspect, le fonctionnement ainsi que les causes du mouvement des spots cathodiques, et ce, afin de pouvoir dans un deuxième temps présenter les différents régimes d'arc et les causes des transitions entre ces régimes ainsi que les observations faites des arcs à grande distance inter-électrodes. Enfin nous effectuerons une revue des différents modèles de colonne d'arc diffus et des différentes approches mises en œuvre pour déterminer les conditions aux limites de ces modèles.

I.1. Les spots cathodiques

Les spots cathodiques (SC) apparaissent comme de petits points très lumineux et très mobiles sur la surface de la cathode, qui produisent un plasma de vapeur métallique servant de support au transfert du courant entre les deux électrodes. Les spots sont le siège de très fortes densités de plasma ($>10^{26} m^{-3}$ [22]). Leurs propriétés et les mécanismes responsables de leur mouvement, qui sont détaillés dans la suite de cette section, sont liés à de nombreux facteurs (état de surface, champ magnétique, densité du plasma à proximité de la cathode...).

I.1.1. Propriétés et structure des spots

Les spots cathodiques peuvent être classés en deux catégories principales (I et II) selon leurs propriétés (Tableau I-1). Les spots de type I sont eux-mêmes constitués de deux sous catégories. Les spots de types I.1 s'observent, contrairement aux spots de type I.2, sur des surfaces polluées et sont animés de vitesses très élevées. Les spots de type I.1 sont présents uniquement durant les tous premiers instants de la décharge. Dans un arc de coupure sous vide, les spots observés sont ainsi principalement des spots de type I.2. Aussi par la suite le terme de spot cathodique désignera, s'il n'est suivi d'aucune précision, les spots de type I.2. Les spots de type II sont quant à eux présents lorsque le spot s'établit sur une inclusion ou bien dans le cas d'une électrode de petite dimension.

Tableau I-1: Propriétés des différents types de spots [23].

Type	Etat de surface	Courant A	Fluctuation de la tension V	Vitesse $m.s^{-1}$	Taux d'érosion ionique $\mu g.C^{-1}$	Cratères post-mortem à la surface de la cathode
I	1 Polluée	<10	<1	10-1000	<10	Petits cratères, séparés
	2 Propre	<300	>5	1-100	10-100	Grands, chevauchement
II	Propre	5 – 50	Non renseignée	<1	>100	Grands, chevauchement

Le courant moyen émis par un spot dépend avant tout du matériau de la cathode. Selon Djakov et Holmes [24], il est fonction du produit de la température d'ébullition par la racine carrée de la conductivité thermique du matériau. Pour le cuivre, ce courant est compris entre 50 A et 100 A [25] et est d'environ 50 A pour le chrome [26]. Pour l'alliage CuCr25, qui est un alliage hétérogène composé d'une matrice riche en cuivre dans laquelle sont inclus des grains riches en chrome [27], le courant porté par un spot est très dépendant de la taille des grains de chrome [28]. Lorsque les grains sont de taille microscopique, le courant est de 107 ± 30 A. Lorsque ceux-ci sont de taille nanoscopique, ce courant chute à 34 ± 10 A. Sur une cathode polluée, les spots de types I.1 émettent un courant d'amplitude très variable qui dépend fortement du degré de pollution de la cathode [29]. Ce courant est compris entre 10 mA et 10 A [30]. Dans le cas des très faibles courants, les spots ne sont pas discernables et apparaissent comme un halo lumineux à la surface de l'électrode.

Le taux d'érosion d'un spot, c'est-à-dire la masse de métal perdue par la cathode rapportée au courant émis par le spot, est aussi dépendant du matériau de la cathode. Il vaut $115 \mu\text{g/C}$ pour le cuivre et $40 \mu\text{g/C}$ pour le chrome [26]. Ces valeurs, mesurées par différence de masse de la cathode avant et après une longue série d'arcs à faible courant, incluent non seulement l'érosion sous forme ionique, mais aussi l'émission de gouttelettes métalliques au niveau du spot, ce dernier phénomène pouvant représenter la majeure partie de la masse érodée (entre 65% [26] et 80% [31]). Il est possible d'évaluer le taux d'érosion ionique connaissant la fraction du courant émis par un spot portée par les ions. Kimblin [26] a établi que le courant porté par les ions représente de l'ordre de 7 à 10% du courant d'arc total pour un grand nombre de matériaux de la cathode. En considérant une charge moyenne des ions de cuivre égale à $\sim 1,85$ [32], il en résulte un taux d'érosion ionique pour des électrodes en cuivre compris entre 25 et $36 \mu\text{g/C}$. La température électronique du plasma produit par un spot est de l'ordre de 1 à 5 eV [33]. Les ions ont une vitesse de l'ordre de 10 km/s. Leur température est très variable (0,25 – 10 eV suivant les matériaux) et vaut $\sim 4,5$ eV pour le cuivre d'après Kutzner et Miller [32].

Les spots cathodiques ont une taille comprise entre 50 et $100 \mu\text{m}$. Ils possèdent une structure interne qui évolue au cours du temps [34], comme le montre la Figure I-1. Un spot est constitué d'un certain nombre de fragments de plus petites dimensions ($10 - 20 \mu\text{m}$), eux-mêmes constitués de cellules, laissant ainsi apparaître une structure fractale. Ce caractère fractal se retrouve aussi suivant la dimension temporelle. La luminosité d'un spot oscille suivant différentes périodes allant de ~ 10 ns à $\sim 100 \mu\text{s}$. Ces périodes obéissent à une loi de puissance : $T_n/T_1 = 10^{n-1}$ [25].

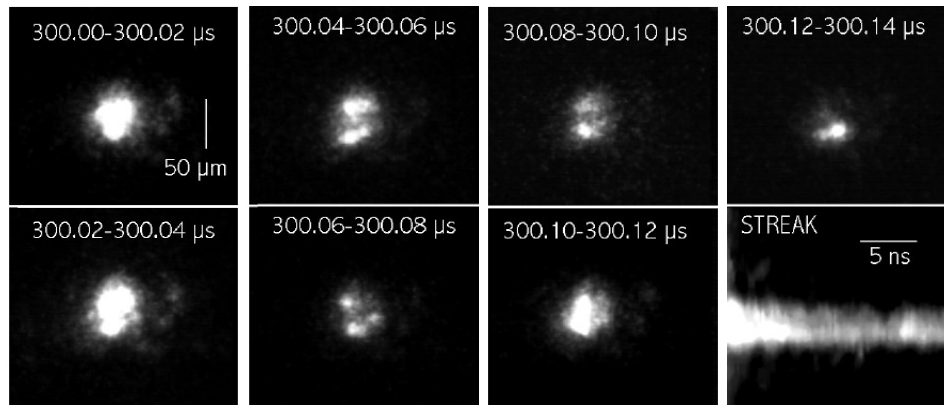


Figure I-1 : Evolution toutes les 40 ns de la structure d'un spot cathodique sur une surface de cuivre [25].

Deux théories ont été proposées pour expliquer le fonctionnement d'un SC, le modèle dit de « vaporisation » et le modèle « ecton ». Suivant le premier modèle, des électrons sont émis sous l'action conjuguée d'un fort champ électrique et d'une température élevée du métal au niveau du spot. Cette émission s'accompagne d'une évaporation de neutres, qui sont ionisés à proximité de la cathode par les électrons accélérés en traversant la chute de potentiel cathodique. La plus grande partie des ions ainsi produits alimente le plasma inter-électrodes et s'écoule vers l'anode, tandis qu'une fraction des ions retourne à la cathode, leur impact sur la surface de la cathode contribuant à l'élévation de la température de cette dernière [35]. Le modèle « ecton », ou modèle d'émission électronique explosive, postule que le spot est formé d'un ensemble de cellules de très petites tailles et ayant une très courte durée de vie (~ 10 ns) [36]. Sous l'effet d'un processus de type explosif d'un petit volume de métal de la cathode, ces cellules produisent directement un plasma constitué d'électrons et de particules de vapeur ionisées. Ces deux théories sont encore débattues dans la littérature. Selon Anders et Anders [37], les deux mécanismes pourraient se succéder. Une première phase d'émission explosive pourrait être suivie d'une seconde phase plus longue durant laquelle l'évaporation du métal entrerait en jeu. L'évaporation du métal serait favorisée par l'élévation de la température du métal au niveau du spot consécutive au processus explosif.

Le modèle de vaporisation est un mécanisme auto-entretenu. Un spot cathodique a pourtant une durée de vie limitée. L'extinction d'un spot est généralement expliquée comme étant le fruit de l'érosion progressive de la cathode au niveau du spot. Cela conduit à la formation d'un cratère et à l'accroissement de la surface d'échange entre le métal et le plasma au niveau du spot. Il s'ensuit une baisse du flux d'énergie surfacique, qui obère la capacité du spot à s'auto-entretenir et conduit à son extinction [38].

I.1.2. Mouvement d'un spot isolé

Dans cette sous-section, nous décrivons le mouvement d'un spot dans le cas d'un arc à très faible courant, constitué d'un seul spot.

I.1.2.1. Mouvement aléatoire

En l'absence d'influence extérieure, un SC isolé produit un jet de plasma isotrope dans la direction azimutale [39] qui tend à créer dans son voisinage les conditions favorables à

l'apparition d'un nouveau spot. Aussi, lorsqu'un SC isolé s'éteint sur une cathode propre [40], il est remplacé par un nouveau spot, apparaissant dans son voisinage dans une direction aléatoire. La disparition du SC et l'apparition d'un nouveau SC sur un site voisin peuvent être interprétées comme le mouvement discret d'un SC unique. En l'absence de toute influence extérieure, le mouvement d'un spot isolé s'apparente à une marche aléatoire. L'équation décrivant la probabilité que le SC s'éloigne d'une distance r par rapport à sa position initiale en fonction du temps s'écrit :

$$p(r, t) = \frac{1}{4\pi Dt} e^{-\frac{r^2}{4Dt}} \quad (\text{I-1})$$

où D désigne le pseudo-coefficient de diffusion du spot. Les valeurs expérimentales de ce coefficient sont égales à $(2,3 \pm 0,6) 10^{-3} m^2/s$ pour le cuivre [41] et $(4 \pm 1) 10^{-3} m^2/s$ pour le CuCr [42]. Ce coefficient est défini de la manière suivante :

$$D = \frac{s^2}{4\tau_{spot}} \quad (\text{I-2})$$

où s est la distance entre deux sites d'établissement successifs du spot et τ_{spot} est le temps de séjour du spot sur un site. La distance moyenne parcourue par un spot cathodique à un instant donné par rapport à sa position initiale se détermine à partir du moment d'ordre 1 de l'équation (I-2):

$$\langle r_{spot} \rangle = \sqrt{\pi Dt} \quad (\text{I-3})$$

La vitesse apparente d'un SC peut alors être estimée à partir de la relation suivante :

$$v_{spot} = \frac{d\langle r_{spot} \rangle}{dt} = \sqrt{\frac{\pi D}{4t}}$$

Cette vitesse apparente décroît en fonction du temps. Le Tableau I-2 illustre quelques valeurs caractéristiques de cette vitesse pour des électrodes en Cu et CuCr. Au cours d'une onde de courant de $10 ms$, un SC sur une cathode en CuCr est susceptible de s'éloigner de seulement $1 mm$ par rapport à sa position initiale sous l'effet de son mouvement aléatoire.

Tableau I-2 : Vitesse apparente moyenne d'un spot sur une cathode en cuivre et en CuCr en fonction du temps.

Echelle de temps	Cu	CuCr
<i>ms</i>	<i>m/s</i>	<i>m/s</i>
0,1	4.2	1.8
1	1.3	0.6
10	0.4	0.2

I.1.2.2. Influence d'un champ magnétique transverse

Lorsqu'il est soumis à un champ magnétique transverse, un spot cathodique est sujet à un mouvement dirigé qui s'additionne à sa marche aléatoire. Si l'intensité de ce champ magnétique transverse est suffisamment faible ($< 1 T$) le mouvement est orienté dans la direction opposée à celle donnée par la force de Lorentz ($-\vec{J}_{spot} \wedge \vec{B}_{TMF}$). Ce mouvement est alors appelé « mouvement rétrograde » [43].

Découvert depuis plus d'un siècle, l'origine de ce phénomène est longtemps restée très discutée, mais des observations faites par Jüttner et Kleberg [44] ont montré qu'en présence d'un champ magnétique transverse un spot émet des jets de plasma orientés préférentiellement dans la direction rétrograde, ce qui favoriserait l'apparition de nouveaux spots dans cette direction (Figure I-2). Cette observation peut être interprétée en analysant l'effet sur le confinement du plasma de la superposition du champ magnétique transverse et du champ magnétique azimuthal auto-induit par le spot (Figure I-3). En effet, du côté rétrograde, les deux champs magnétiques sont dans le même sens et s'additionnent, tandis qu'ils s'opposent de l'autre côté. Cette asymétrie du champ magnétique autour du spot provoque un gradient de champ magnétique dans le sens rétrograde et une force de pression magnétique dans le sens opposé qui oriente les jets de plasma. En conséquence, le nouveau SC se forme préférentiellement sous l'un de ces jets. Il en résulte un mouvement qui n'est pas réellement rectiligne, mais en forme de « zigzag », comme le montre la Figure I-4.

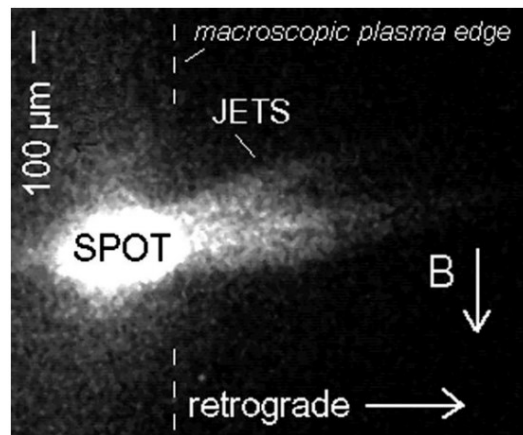


Figure I-2 : Photographie d'un spot cathodique de 20 A soumis à un TMF sur une surface de cuivre [44].

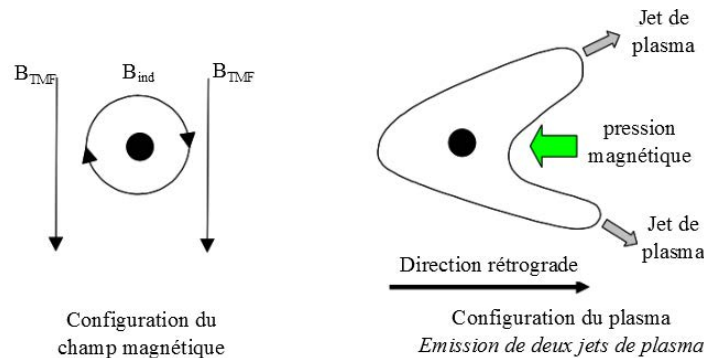


Figure I-3 : Schéma représentant la configuration du champ magnétique et la configuration du plasma au niveau d'un spot [25].

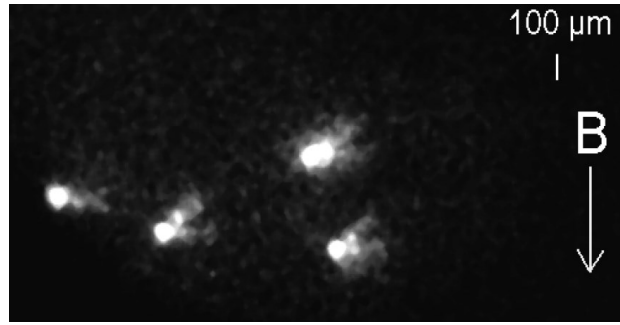


Figure I-4 : Superposition de quatre photographies espacées de $50 \mu s$ d'un spot cathodique sur une surface de cuivre [25].

La vitesse du mouvement rétrograde d'un spot isolé croît linéairement avec l'intensité du champ magnétique transverse jusqu'à $\sim 100 mT$, avec un coefficient de proportionnalité qui varie suivant le matériau de la cathode, l'intensité du spot et la longueur d'arc [45]. A partir de $5 mT$, cette vitesse devient généralement supérieure à la vitesse aléatoire du spot calculée après $1 ms$ dans le Tableau I-2 [45]. Au-delà de $100 mT$, la vitesse du spot tend à devenir indépendante de l'intensité du champ magnétique transverse. Enfin, lorsque l'intensité du champ magnétique transverse atteint $\sim 1 T$, le sens du mouvement rétrograde s'inverse et redevient direct sous l'effet de l'inclinaison du jet cathodique induit par les forces de Lorentz [43].

I.1.2.3. Déviation Robson

Lorsque le champ magnétique imposé comporte à la fois une composante axiale et une composante transverse, la direction du mouvement rétrograde est déviée suivant un angle φ_r appelé angle de Robson [46]. Ce dernier s'exprime en fonction des composantes axiale et transverse du champ magnétique et d'un coefficient η dépendant du matériau de l'électrode (égal à 0,5 pour le cuivre pur et à 0,8 pour le CuCr30 [47]):

$$\varphi_r = \eta \arctan B_{AMF}/B_{TMF} \quad (I-4)$$

Comme le montre la Figure I-5, cette déviation angulaire résulte de l'interaction entre la composante tangentielle de la densité de courant portée par le jet de plasma et la composante axiale du champ magnétique [11].

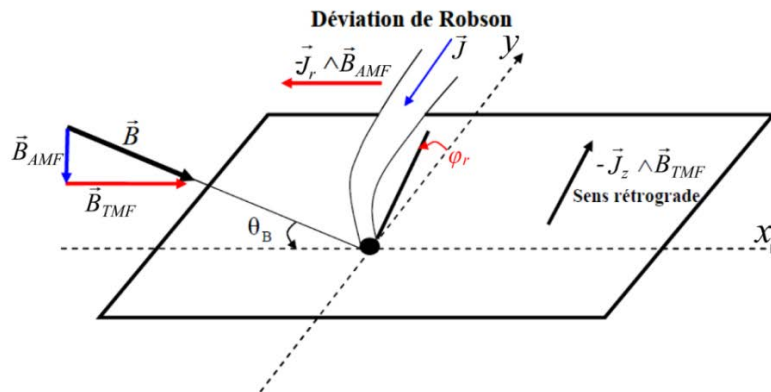


Figure I-5 : Schéma explicatif de la déviation Robson [48].

I.1.3. Comportement collectif

Lorsque le courant d'arc est supérieur au courant porté par un spot unique, l'arc est constitué d'un ensemble de spots. Le comportement collectif des spots découle pour partie des mécanismes décrits dans la section précédente.

I.1.3.1. En l'absence d'un AMF

Lorsque deux spots sont présents sur la surface de la cathode, le champ magnétique azimuthal auto-induit par l'un des spots est ressenti par l'autre spot comme un champ magnétique transverse, ce qui se traduit par une action répulsive et réciproque de l'un des spots sur l'autre. Cette observation peut être généralisée pour un plus grand nombre de spots.

De manière générale, l'apparition d'un nouveau SC suite à une augmentation du courant d'arc ne se fait pas de manière aléatoire sur la cathode, mais par division d'un spot déjà existant [24]. En conséquence, les SCs tendent à apparaître de manière groupée. Il a été observé que les spots tendent, comme le montre la Figure I-6.a, à former un anneau qui grossit au cours du temps sous l'effet des forces de répulsion mutuelle entre spots [49]. Pour des forts courants d'arc, la structure annulaire laisse place à une répartition plus homogène des spots (Figure I-6.b), ces derniers se déplaçant toujours préférentiellement dans la direction radiale vers le bord de la cathode sous l'effet des forces répulsives [50].

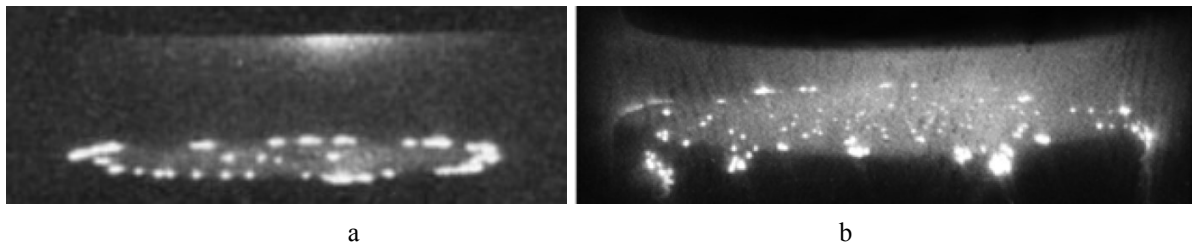


Figure I-6 : Photographie de la répartition des spots à la surface de la cathode : (a) courant de 5,3 kA et cathode en cuivre de diamètre 50 mm [51]; (b) courant de 6,5 kA et cathode en cuivre de diamètre 30 mm [50].

I.1.3.2. En présence d'un AMF

En présence d'un champ magnétique axial, le mouvement répulsif des SCs dirigé vers le bord de la cathode est dévié de cette direction sous l'effet de la déviation Robson. Il s'ensuit que chacun des spots suit une trajectoire en forme de spirale [52]. La norme de la vitesse du spot n'étant pas modifiée par la déviation Robson, la composante radiale de la vitesse est donc réduite par rapport au cas sans AMF, comme le montre la Figure I-7 [53].

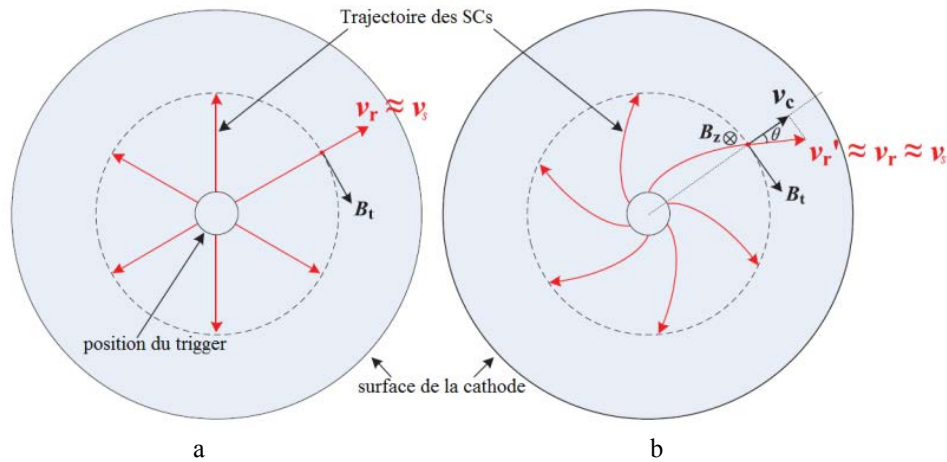


Figure I-7 : Trajectoire des spots: (a) sans AMF, (b) avec AMF sur une électrode de 20 mm de rayon au cours d'arcs amorcés à l'aide d'un trigger situé au centre de l'électrode [53].

L'AMF a donc un effet modérateur sur la vitesse d'extension de la zone occupée par les spots. Cependant, Song *et al.* [53] ont montré que la déviation Robson ne peut pas expliquer à elle seule la totalité du ralentissement observé expérimentalement. Ces auteurs ont mis en avant le fait que ce ralentissement pourrait être pour partie lié à un accroissement de la densité du plasma au-dessus de la zone occupée par les spots, qui favoriserait l'apparition de nouveaux spots à l'intérieur de cette zone. Au-delà de plusieurs centaines de mT , des études réalisées en courant continu et avec une distance inter-électrodes constante montrent que les forces répulsives et les mécanismes modérateurs de l'expansion liés à la présence de l'AMF peuvent s'équilibrer, le rayon de la zone occupée par les spots n'évoluant plus et restant inférieur au rayon de l'électrode [54].

Certains travaux ont étudié l'influence d'un profil d'AMF non uniforme dans la direction radiale sur la répartition des SCs et la distribution de la densité de courant à la surface de la cathode. Ces travaux s'appuient sur une méthode de traitement des images de la cathode développée par Afanas'ev *et al.* [55] permettant une détection automatique des spots. Cette méthode est basée sur la détection, la sélection puis le calcul de la densité de contours d'iso-intensité lumineuse. La distribution de la densité de courant cathodique est obtenue dans une seconde étape sur la base d'un pavage de Voronoï de la surface de la cathode, en divisant l'intensité du spot par l'aire du polygone dans lequel il se trouve. Chaly *et al.* [56] ont étudié l'effet sur les spots cathodiques d'un arc en courant continu, de différents types de profils radiaux d'AMF (convexes ou concaves), générés en superposant au champ magnétique produit par les contacts un AMF externe produit à l'aide de bobines de Helmholtz. Ils ont montré que lorsque l'AMF est intense au centre de l'électrode (cas d'un profil convexe ou d'un profil concave avec un offset³ élevé), la densité de courant cathodique est maximale sur l'axe de symétrie. En revanche, un profil concave avec une intensité de l'AMF faible sur l'axe de symétrie permet une meilleure uniformité radiale de la densité de courant. Shi *et al.* [57] ont obtenu des résultats similaires pour une impulsion de courant alternatif (Figure I-8). Ils ont observé par ailleurs dans le cas d'un profil d'AMF concave que lorsque l'intensité de

³ Offset : La forme du profil d'AMF reste identique d'un arc à l'autre, l'AMF ne différant qu'en décalant uniformément l'intensité (qu'en ajoutant un offset) de l'AMF.

l'AMF au centre devient très faible, le profil radial de la densité de courant présente un maximum désaxé par rapport au centre de la cathode.

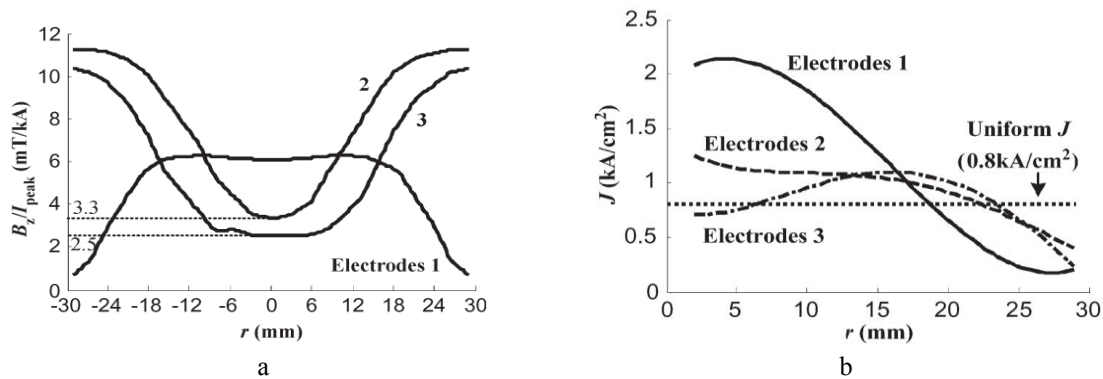


Figure I-8 : (a) Profils radiaux d'AMF produits par des électrodes de 58 mm de diamètre en CuCr30 espacées de 11 mm, (b) Profils radiaux de la densité de courant cathodique correspondant obtenus au moment du pic d'une impulsion de 10 ms avec une intensité pic de 15 kA [57].

I.2. L'arc sous vide et son contrôle par AMF

Le comportement de l'arc dans un disjoncteur sous vide dépend de nombreux paramètres, comme l'intensité du courant d'arc, la dimension et le matériau des contacts, l'intensité et la distribution de l'AMF éventuellement généré par les contacts, l'instant d'ouverture des contacts par rapport au zéro de l'onde de courant ou encore la vitesse de séparation des contacts [13]. Aussi, une grande partie des expérimentations mises en œuvre pour appréhender le comportement de l'arc ont été réalisées en réduisant le nombre de variables : par exemple en travaillant avec des contacts statiques, des impulsions de courant et des AMF d'intensité constante. Ces études ont permis de mettre en lumière une grande variété de comportement de l'arc. Dans cette section, nous présenterons les différents comportements d'un arc sous vide en fonction de la distance inter-électrodes et l'effet d'un AMF sur son comportement. Nous distinguerons les faibles distances inter-électrodes ($<10\text{ mm}$) sur lesquelles se sont concentrés la plupart des travaux de la littérature et les grandes distances inter-électrodes ($>10\text{ mm}$) encore faiblement étudiées.

I.2.1. Faibles distances inter-électrodes

I.2.1.1. Arc sans AMF

I.2.1.1.1 Régime diffus supersonique

La représentation la plus communément admise d'un arc en régime diffus est schématisée sur la Figure I-9 [58]. L'arc est pour la plus grande part de son volume constitué d'un plasma électriquement neutre s'écoulant de la cathode vers l'anode, bordé de deux zones de charge d'espace assurant la continuité du potentiel électrique entre les électrodes et le plasma [11]. La région à proximité immédiate de la cathode est le siège d'une hausse brutale du potentiel électrique. Les jets de plasma émis par les spots se mélangent près de la cathode pour former un plasma homogène, qui s'écoule de manière supersonique en direction de l'anode en traversant une zone dite hydrodynamique (aussi appelée colonne positive). Dans cette zone, le

potentiel électrique augmente lentement, ce qui fait que le champ électrique a pour effet d'attirer les électrons vers l'anode et a un effet répulsif sur les ions. A faible courant, l'anode est considérée comme passive. Le voisinage de l'anode est le siège d'une variation du potentiel électrique qui contrôle la densité de courant électronique transitant par la gaine anodique. En supposant que les électrons sont à l'équilibre thermodynamique local, la chute de potentiel anodique s'exprime en fonction de la densité de courant électronique imposée par le circuit j_{ea} et de la densité de courant électronique d'origine thermique $j_{th} = en_e \sqrt{k_b T_e / 2\pi m_e}$ [59] :

$$\varphi_a = \frac{k_b T_e}{e} \ln \frac{j_{ea}}{j_{th}} \quad (I-5)$$

Tant que $j_{ea} < j_{th}$ le saut de potentiel anodique reste négatif, ce qui est normalement le cas pour un arc en régime diffus.

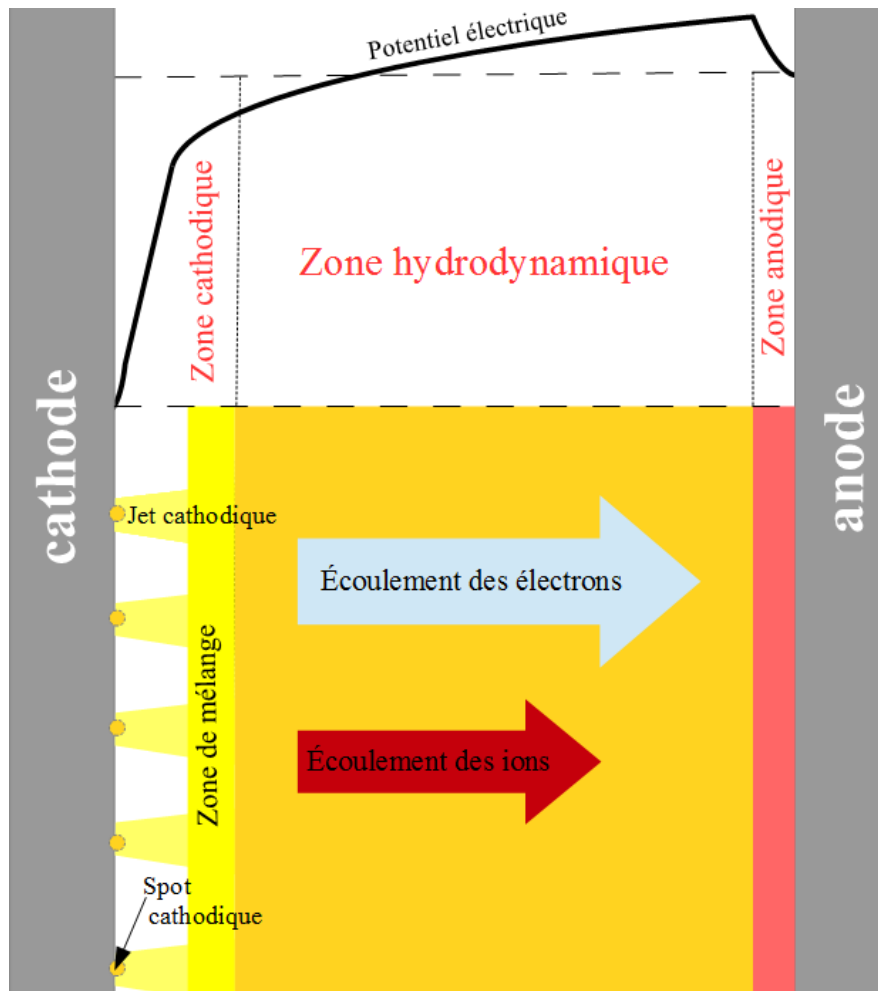


Figure I-9 : Représentation schématique de la structure du plasma d'arc en régime diffus et du profil du potentiel électrique dans l'espace inter-électrodes (échelles spatiales non respectées) [58].

I.2.1.1.2 Transition du régime diffus vers le régime concentré

A fort courant (lorsque la densité de courant dépasse quelques $10^6 A/m^2$ [58]), l'arc transite vers un régime d'arc concentré. Dans ce régime, la densité de courant au sein de la colonne

d'arc peut atteindre des valeurs très élevées (de l'ordre de 10^8 A/m^2 [60]). La très faible section de la colonne d'arc fait que la densité d'énergie transmise par l'arc à l'anode est beaucoup plus forte qu'en régime diffus. Le pied anodique de l'arc voit alors sa température augmenter et il apparaît à l'anode une région lumineuse (appelée spot anodique) émettant une importante quantité de vapeurs, qui en interagissant avec le plasma issu de la cathode produisent un plasma secondaire. Du côté cathodique, les spots sont regroupés sur une toute petite fraction de la cathode. Le régime concentré est ensuite stabilisé par les forces de Lorentz issues de l'interaction entre la forte densité de courant au sein de la colonne et le champ magnétique induit [13].

La transition entre le régime diffus et le régime concentré est un phénomène complexe, dont les causes sont encore discutées dans la littérature. Elle peut s'effectuer suivant deux mécanismes qui agissent éventuellement de manière combinée [61] : le premier mécanisme est associé à une « instabilité de la gaine anodique » et le second mécanisme est lié à des effets magnétohydrodynamiques.

- Le premier mécanisme est associé à une baisse de la densité du plasma au voisinage de l'anode, aussi appelée « pénurie d'ions » [62]. Deux phénomènes sont communément avancés pour expliquer la pénurie d'ions. Elle peut être liée à l'expansion radiale des jets de plasma émis par les spots cathodiques [63] qui fait que le plasma ne reste pas confiné dans l'espace inter-électrodes [64]. Elle peut aussi être le résultat de la présence de spots sur la surface latérale de la cathode qui émettent un jet de plasma dirigé hors de l'espace inter-électrodes [65]. Cette pénurie d'ions impacte la densité de courant électronique thermique au voisinage de l'anode, ce qui provoque une hausse et un changement de signe de la chute de potentiel dans la gaine anodique (elle devient positive). L'accroissement de la chute de potentiel anodique se traduit par un accroissement de l'énergie apportée à l'anode par le plasma et donc par une hausse de la température anodique [66]. Il s'ensuit une forte production de plasma secondaire au niveau de l'anode qui se traduit par un accroissement de la densité de plasma au voisinage de la cathode provoquant finalement la concentration des spots [66] et le passage à l'arc concentré [61].
- La transition du régime diffus vers le régime concentré peut intervenir également sous l'effet des forces de Lorentz produites par l'interaction du courant d'arc et du champ magnétique auto-induit. Ces forces sont responsables d'une constriction du plasma et de la densité de courant. Cela se traduit par une augmentation de la pression au cours de l'écoulement du plasma vers l'anode, ralentissant l'écoulement des ions et faisant chuter le nombre de Mach [58]. Lorsque le régime d'écoulement devient transsonique au voisinage de l'anode, une onde de choc caractérisée par une augmentation brutale de la densité et par une chute brutale de la vitesse ionique (Figure I-10.a) se forme. Le comportement de l'arc au moment du choc a été étudié par Schade [61] à l'aide d'un modèle transitoire de la zone d'écoulement hydrodynamique de l'arc. D'après ce modèle, l'onde de choc se déplace rapidement vers la cathode avec l'augmentation du courant. Le modèle prédit ensuite l'apparition d'un vortex donnant lieu à une chute localisée de la densité ionique au voisinage de l'anode et à une réduction du diamètre de l'arc. L'arc devient instable et la tension se met à croître brutalement, comme le

montre la Figure I-10.b. Selon Schade, cette succession de phénomènes est associée à la formation d'un spot anodique et au développement consécutif d'un arc concentré.

Le mécanisme prépondérant gouvernant la transition entre les régimes diffus et concentré dépend principalement du ratio entre le rayon des contacts et la distance inter-électrodes. Lorsque celui-ci est faible, la pénurie d'ions est très importante et la constriction de l'arc a lieu sous l'effet de la déstabilisation de la gaine anodique. *A contrario*, lorsque ce ratio est élevé, les effets magnétohydrodynamiques deviennent prédominants.

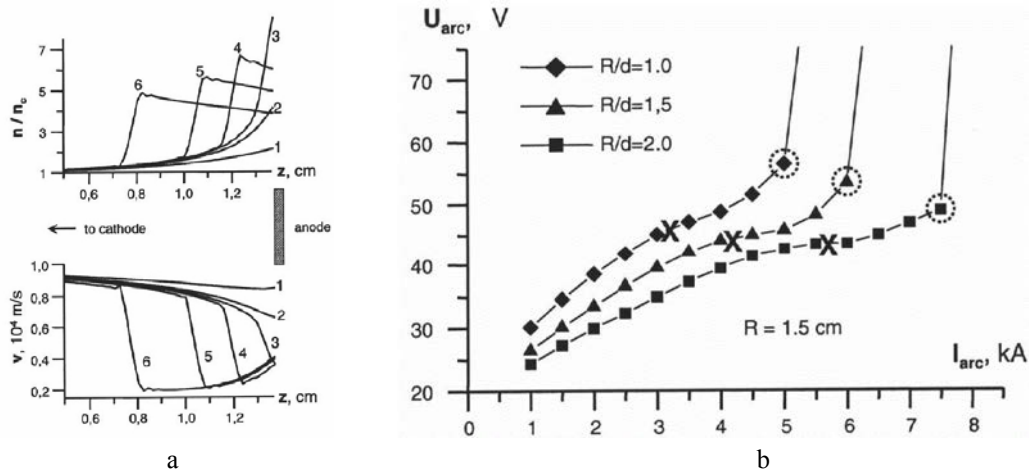


Figure I-10 : (a) Evolutions de la densité et de la vitesse ionique le long de l'axe de symétrie calculées en l'absence d'AMF à 6 instants espacés de $100 \mu s$ illustrant le déplacement d'une onde de choc de l'anode vers la cathode [61], (b) Evolution de la tension d'arc en fonction du courant d'arc entre deux électrodes en cuivre calculée pour différents ratios entre le rayon des électrodes et la distance inter-électrodes. La croix correspond au point d'apparition d'une onde de choc. Le cercle correspond au courant pour lequel le modèle n'admet plus de solution stable [61].

I.2.1.2. Actions de l'AMF sur l'arc

I.2.1.2.1 « Stabilisation » du régime diffus

La présence d'un AMF a pour effet d'augmenter le courant critique de transition du régime diffus vers le régime concentré [58].

En premier lieu, le champ magnétique axial limite le phénomène de pénurie d'ions à l'anode. L'AMF agit de deux manières différentes. Il limite tout d'abord l'établissement de SCs en périphérie et sur la paroi latérale de la cathode [54]. En outre, l'AMF permet d'éviter la fuite de plasma hors de l'espace inter-électrodes grâce à un mécanisme de confinement ambipolaire : les électrons étant confinés par effet cyclotron, les ions sont eux aussi maintenus dans l'espace inter-électrodes sous l'effet du champ électrique de rappel qui impose le maintien de l'électroneutralité du plasma [67].

Comme cela a été montré par plusieurs travaux de modélisation, l'AMF permet aussi de limiter la constriction du plasma et du courant au voisinage de l'anode [23, 68, 69]. Cela a pour effet de limiter l'énergie déposée par le plasma à l'anode, réduisant ainsi l'échauffement de l'anode.

I.2.1.2.2 Régimes de fonctionnement de l'arc en présence d'un AMF

Outre le fait d'augmenter le courant critique de transition du régime diffus vers le régime concentré, un champ magnétique axial provoque aussi, en plus des régimes de fonctionnement diffus et concentré décrits précédemment, l'apparition de nouveaux régimes de fonctionnement de l'arc (Figure I-11) : le régime d'arcs multiples, le régime diffus subsonique et le régime diffus colonnaire [58].

- Le régime d'arcs multiples, schématisé sur la Figure I-12.a, est présent pour des intensités de courant d'arc relativement faibles et des intensités de l'AMF élevées. La capacité de l'AMF à confiner le plasma est telle que les jets de plasma émis par chacun des spots cathodiques ne se mélangent pas et atteignent l'anode séparément [70].
- Contrairement au cas des arcs non contrôlés par un AMF (*cf.* I.2.1.1.2), les arcs diffus soumis à un AMF peuvent « supporter » la présence d'une onde de choc au voisinage de la cathode sans transiter vers un régime concentré. L'arc devient alors diffus subsonique. Son aspect est semblable à celui d'un arc diffus supersonique décrit précédemment, mais est caractérisé, du fait de l'onde de choc, par une vitesse ionique subsonique (de l'ordre de 500 m/s [71]).
- Le régime diffus colonnaire, schématisé sur la Figure I-12.b, est observé pour des densités de courant élevées. Il se présente sous la forme d'une colonne centrale très lumineuse, entourée d'un plasma plus sombre [72]. D'après Chaly *et al.* [73], ce régime serait lié à la présence sous la colonne d'un groupe de spots cathodiques relativement dense, peut-être produit par une augmentation locale de la densité de plasma. D'après Keidar et Taylor [74], la faible présence de SCs en périphérie de la cathode pourrait avoir pour cause l'instabilité du jet de plasma produit par de tels spots. En effet, sous l'influence du champ magnétique induit par la colonne centrale, le jet de plasma émis par un spot établi à l'extérieur de la colonne tend à s'incliner et à s'allonger. Cette élongation provoque une augmentation de la tension le long du jet, qui peut alors devenir instable.

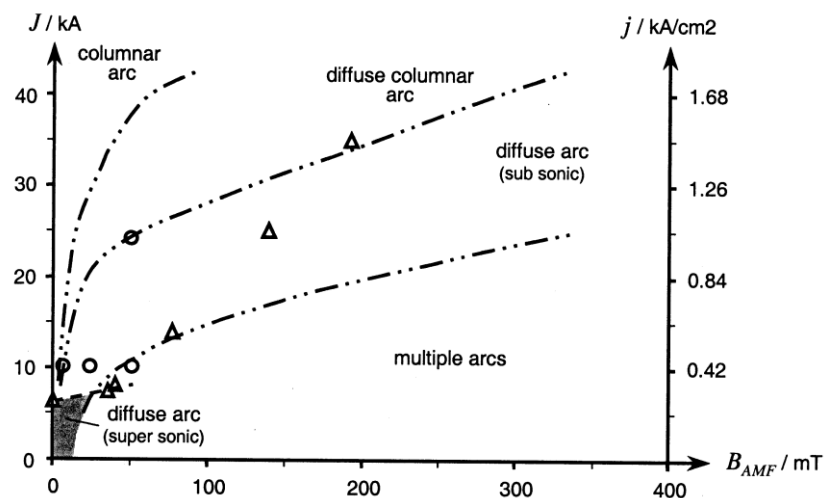


Figure I-11 : Domaine d'existence des différents régimes de fonctionnement de l'arc en fonction de l'intensité du champ magnétique axial et de la densité du courant d'arc. Résultats relatifs à des contacts en cuivre de $27,5\text{ mm}$ de rayon et espacés de 10 mm [58].

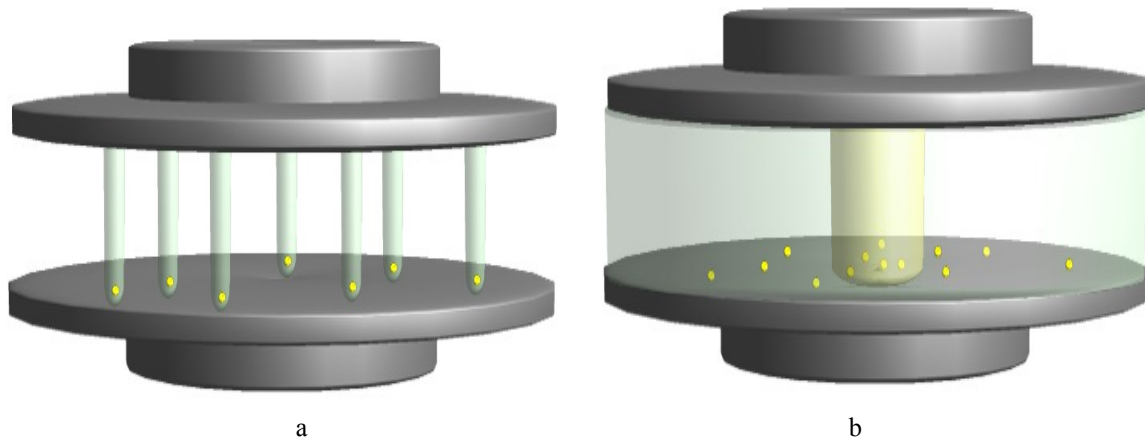


Figure I-12 : Représentation schématique (a) du régime d'arcs multiples et (b) du régime diffus colonnaire.

I.2.1.2.3 Influence d'un profil radial non uniforme de l'AMF

Dans la mesure où le rôle principal de l'AMF est de confiner le plasma dans l'espace inter-électrodes, son intensité à la périphérie des contacts joue un rôle prépondérant pour un contrôle optimal de l'arc. Shi *et al.* [57] ont étudié expérimentalement l'aspect de la colonne d'arc suivant l'intensité du courant (5 – 20 kA) en fonction des profils radiaux d'AMF présentés sur la Figure I-8.a. Comme illustré sur la Figure I-13, lorsque le profil de l'AMF est convexe le plasma est sujet à une constriction à l'anode importante, tandis que les arcs soumis à des profils d'AMF concaves sont caractérisés par une distribution du plasma beaucoup plus uniforme à l'anode. Les auteurs soulignent que la constriction plus forte du plasma dans le cas du profil convexe pourrait être au moins partiellement liée à la densité de courant cathodique plus élevée au niveau de l'axe de symétrie observée pour ce type de profil d'AMF (cf. Figure I-8.b).

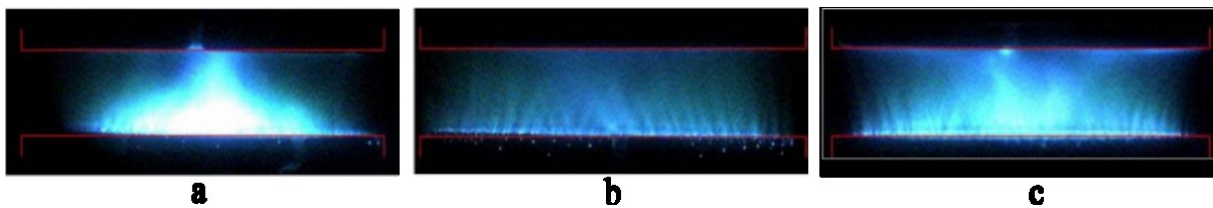


Figure I-13 : Aspect de la colonne d'arc au pic de courant à 20 kA produite entre des électrodes en CuCr30 de diamètre 58 mm et espacées de 11 mm en fonction des profils radiaux d'AMF présentés sur la Figure I-8.a : (a) AMF convexe (profil 1), (b) AMF concave et très intense au niveau de l'axe de symétrie (profil 2), (c) AMF concave et peu intense au niveau de l'axe de symétrie (profil 3) [57].

Dans l'optique de s'abstraire de l'influence de la distribution de la densité de courant cathodique, des simulations du comportement de la colonne d'arc ont été réalisées en imposant une densité de courant cathodique uniforme et en considérant différentes formes de profils d'AMF [69] présentés sur la Figure I-14.a. Il apparaît, comme le montre la Figure I-14.b, que les arcs soumis à un profil d'AMF concave présentent une constriction réduite de la colonne d'arc. En revanche, un profil d'AMF convexe se traduit par une constriction de la colonne d'arc plus importante et proche de celle d'un arc sans AMF. Il apparaît donc que les profils concaves d'AMF permettent une bien meilleure uniformisation de l'énergie apportée

par l'arc à l'anode, à la fois en assurant une meilleure répartition des spots cathodiques et en limitant la constriction de la colonne d'arc.

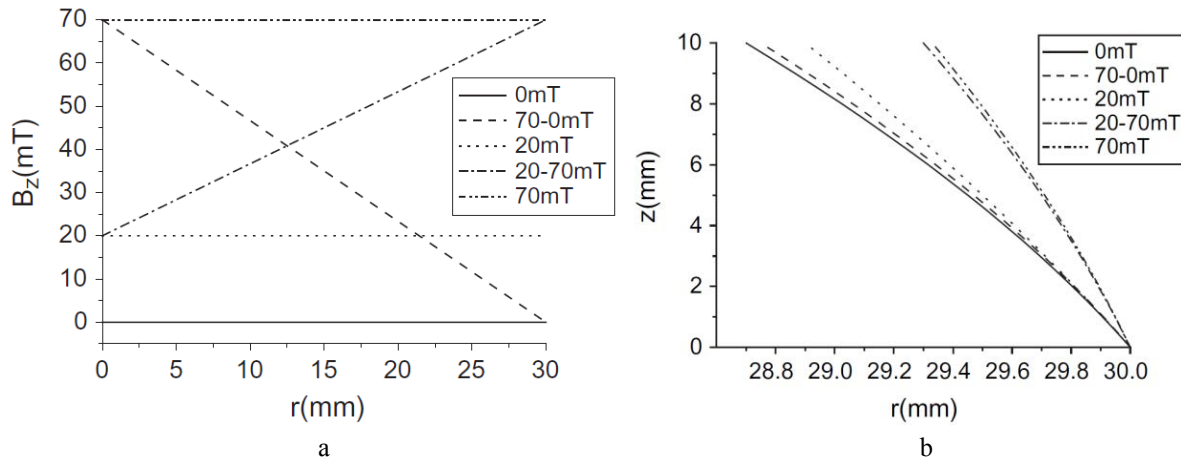


Figure I-14 : (a) Profils radiaux du champ magnétique axial imposé, (b) Enveloppe d'un arc de 10 mm de long de 8 kA soumis à différents profils d'AMF [69].

I.2.2. Grandes distances inter-électrodes

L'utilisation de la coupure sous vide pour des circuits Haute-Tension nécessite de mettre en œuvre des distances inter-électrodes nettement plus élevées ($>20\text{ mm}$) que celles appliquées en Moyenne-Tension. Cela a motivé depuis une dizaine d'années l'étude du comportement des arcs sous vide pour de grandes distances inter-électrodes [75]. Le comportement des arcs sous vide dans de telles conditions reste toutefois encore mal compris et les études expérimentales réalisées sur ce sujet, encore peu nombreuses, ont principalement un caractère phénoménologique. Ces études sont principalement le fruit du travail de chercheurs de l'Université de Xi'an (Chine) qui ont étudié le comportement d'arcs générés entre différentes paires de contacts statiques produisant un AMF auto-induit. Dans cette configuration, ils se sont principalement intéressés au comportement de la colonne d'arc [75, 76, 77, 78] et aux phénomènes anodiques [79] et ont très peu abordé les phénomènes cathodiques. Des études ont aussi été réalisées avec des contacts mobiles afin d'étudier l'évolution du régime d'arc à l'anode en fonction de l'intensité du courant et de la longueur d'arc [80].

I.2.2.1. Influence de l'augmentation de la longueur d'arc sur l'intensité de l'AMF

Dans le cas le plus fréquent où l'AMF est généré par les contacts eux-mêmes, l'augmentation de la distance entre les contacts a pour effet de fortement réduire l'intensité de l'AMF dans l'espace inter-électrodes, diminuant la capacité de l'AMF à contrôler l'arc [19]. Au fur et à mesure de l'ouverture des contacts, la baisse de l'intensité de l'AMF s'effectue en trois étapes, comme illustré par les résultats numériques présentés sur la Figure I-15 [81] :

- Lorsque les deux contacts sont très proches, immédiatement après l'ouverture des contacts, la totalité de l'arc ressent le champ magnétique produit par les deux contacts.
- Ensuite, à plus grande distance inter-électrodes (jusqu'à 20 mm), l'intensité du champ magnétique diminue mais reste uniforme dans la direction axiale.

- Enfin, pour les grandes distances inter-électrodes (au-delà de 20 mm), le champ magnétique produit par chaque contact devient négligeable au voisinage de l'autre contact. A ce stade, l'intensité de l'AMF reste relativement importante et constante au voisinage des contacts, mais décroît fortement au centre de l'espace inter-électrodes.

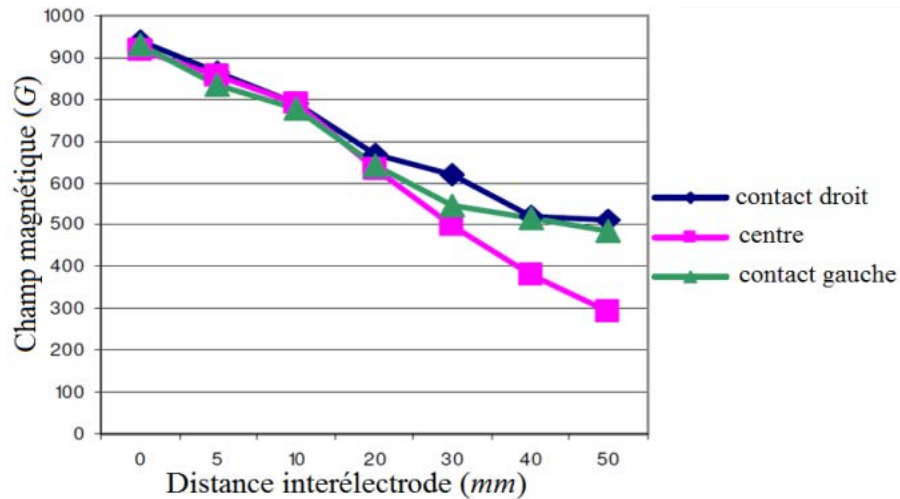


Figure I-15 : Simulation de la chute d'intensité de l'AMF au voisinage des contacts et au centre de l'espace inter-électrodes suivant la distance entre deux contacts en CuCr de 75 mm de diamètre [81].

Ce phénomène réduit considérablement la capacité de l'AMF à contrôler l'arc. De fait, le développement de disjoncteurs Haute-Tension à ampoule à vide passe en premier lieu par la possibilité de pouvoir générer un AMF suffisamment intense [20]. Pour pallier à cette baisse d'intensité de l'AMF à grande distance inter-électrodes, il peut être intéressant d'augmenter le diamètre des électrodes [78].

En outre, l'AMF est aussi fortement impacté par les courants de Foucault induits à l'intérieur des contacts. Cet effet se traduit par un affaiblissement de l'AMF et un déphasage de ce dernier par rapport au courant d'arc, qui est la plupart du temps plus important au centre des contacts [79] et accru par l'augmentation du diamètre des contacts [76] et est donc particulièrement important dans le cas des contacts de disjoncteurs Haute-Tension. Ce phénomène provoque ainsi une hétérogénéité radiale de l'AMF, qui, dans le cas d'un grand espacement entre les contacts, accentue la baisse de l'intensité de l'AMF au centre de l'espace inter-électrodes lors de la phase d'augmentation du courant. Lors de cette phase, le déphasage plus important au centre se traduit par une zone de très faible intensité du champ magnétique au centre de l'espace inter-contacts (Figure I-16.a). En revanche, lors de la phase de baisse du courant, l'effet contraire est observé et l'AMF reste relativement intense au centre de l'espace inter-contacts (Figure I-16.b).

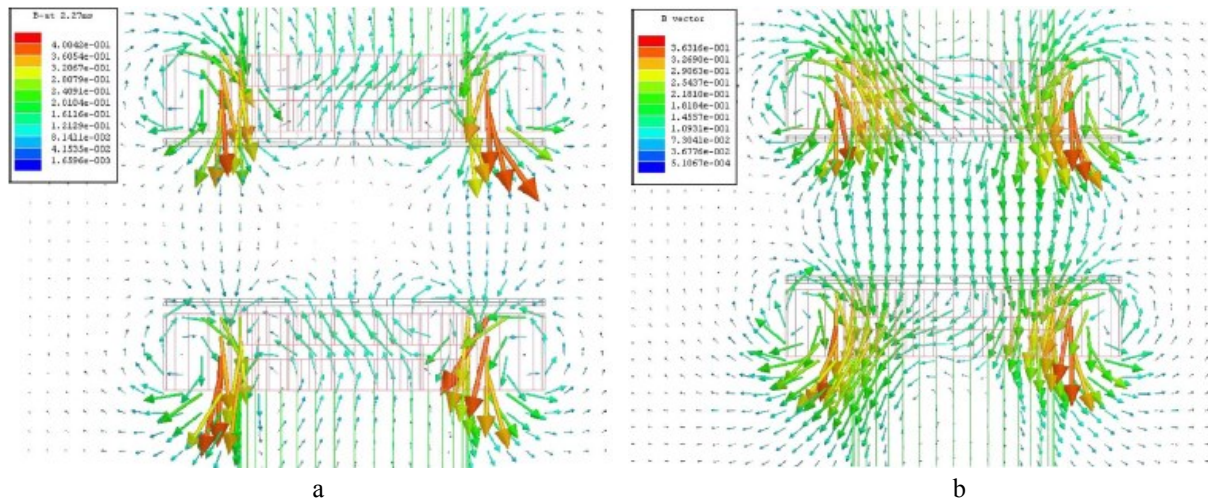


Figure I-16 : Distribution à deux instants de l'AMF généré par une paire de contacts de type "simple bobine" en CuCr30 de 100 mm de diamètre espacés de 40 mm et excités par une impulsion de courant alternatif à 50 Hz de 17 kA : (a) $t=2,3 \text{ ms}$, (b) $t=7,3 \text{ ms}$ [79].

I.2.2.2. Comportement de la colonne d'arc

Wang *et al.* [78] ont étudié le comportement d'un arc sous vide entre deux électrodes statiques de grandes dimensions (diamètre 105 mm). Ils ont observé que l'augmentation de la distance inter-électrodes (entre 10 et 40 mm) influe sur la forme de la colonne de plasma. Comme le montre la Figure I-17, une constriction du plasma de plus en plus importante au voisinage de l'anode a été observée avec l'augmentation de la longueur d'arc, donnant à l'arc une forme de plus en plus conique. Selon Wang *et al.*, cette constriction serait en partie liée à la chute de l'intensité de l'AMF au sein de l'espace inter-électrodes. A 40 mm, la constriction anodique de l'arc s'intensifie, conduisant à l'émergence au voisinage de l'anode d'une colonne de plasma lumineuse associée à l'apparition d'un spot anodique. En outre, les auteurs précisent qu'aux grandes distances inter-électrodes la colonne d'arc est très instable.

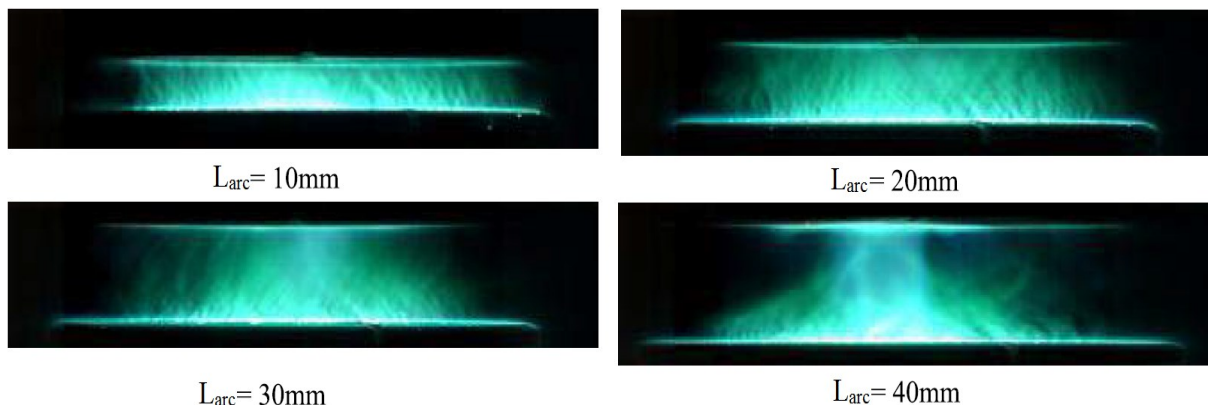


Figure I-17 : Formation d'une structure conique de la colonne d'arc avec l'augmentation de la distance inter-électrodes au moment du pic de courant pour un arc de 28,2 kA entre des contacts de 105 mm de diamètre en CuCr50 [78].

Le développement d'instabilités à grande distance inter-électrodes a été également observé par d'autres auteurs, qui décrivent des phénomènes de distorsion de la colonne d'arc caractérisés par des formes irrégulières de la colonne évoluant rapidement. Xiu *et al.* [77] ont

classé les distorsions de l'arc en deux catégories présentées sur la Figure I-18 : les distorsions « normales » et les distorsions « spirales ».

- La distorsion « normale » est caractérisée par une colonne d'arc de forme courbe et par un pied d'arc cathodique très mobile et souvent situé sur le bord du contact. La géométrie de l'arc évolue très rapidement mais le plasma n'a pas de mouvement de rotation
- La distorsion « spirale » est caractérisée par une distribution des spots relativement centrée par rapport à l'axe de symétrie des contacts et un plasma en rotation azimuthale pendant son transit vers l'anode. D'après Cheng et Wang [79], ce type de distorsion apparaît lors des premières *ms* consécutives à l'amorçage de l'arc au centre et est le fruit de la faible intensité de l'AMF au centre de l'espace inter-contacts.

Selon Xiu *et al.* [77] la cause de ces distorsions serait une instabilité d'origine magnétohydrodynamique, qui est susceptible d'apparaître si le critère suivant est vérifié :

$$B_{AMF} > \frac{m B_{\varphi} L_{arc}}{2\pi k R_{arc}} \quad (I-6)$$

Où m et k désignent respectivement l'ordre et le nombre d'onde de la perturbation et où B_{φ} est le champ magnétique azimuthal induit par le courant d'arc. D'après ce critère, divers paramètres peuvent favoriser l'apparition d'une distorsion :

- une augmentation de la distance inter-électrodes,
- une diminution du rapport B_{AMF}/B_{φ} , autrement dit une hausse de l'intensité du courant d'arc,
- une baisse du rayon de l'arc.

Les expériences réalisées par Xiu *et al.* [77] confirment l'action de chacun de ces paramètres.

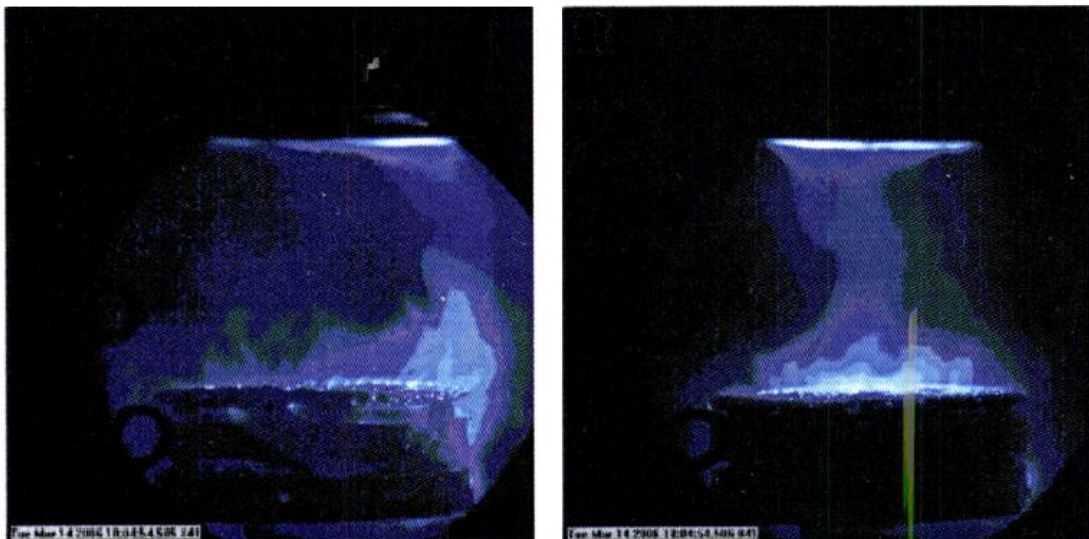


Figure I-18 : Distorsions d'arc entre deux électrodes en CuCr50 de 75 mm de diamètre de type « simple bobine » et espacés de 60 mm. Arc contrôlé par un AMF de $\sim 10 \text{ mT/kA}$ et alimenté par un courant de 11 kA. Gauche - distorsion « normale », droite – distorsion « spirale » [77].

A l'extrême, lorsque l'AMF devient trop faible pour contrôler l'arc, on peut observer une absence totale de confinement de l'arc [75]. L'arc n'est plus confiné dans l'espace inter-

électrodes et apparaît comme un halo diffus occupant la totalité de l'ampoule, avec une absence ou un nombre très réduit de spots présents sur la surface supérieure de la cathode (Figure I-19).

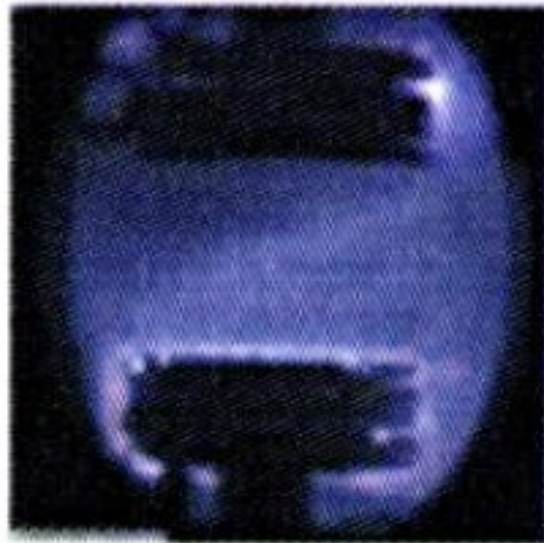


Figure I-19 : Arc non confiné entre deux électrodes en CuCr50 de 75 *mm* de diamètre de type « trois tiers de bobine », alimentées par un courant de 6,5 *kA* et espacées de 40 *mm* [77].

1.2.2.3. Phénomènes anodiques

Cheng et Wang [79] ont étudié l'apparence d'un arc généré à l'aide d'une demi-onde de courant de 17 *kA* entre deux contacts statiques (de type simple bobine) espacés de 40 *mm*. Durant les premiers instants de la décharge, alors que le courant est seulement de 1,3 *kA* (soit un courant pour lequel, dans le cas de faibles distances inter-électrodes, l'anode est habituellement passive), ils ont observé la présence à l'anode d'une région de métal fondu lumineuse située en bordure de l'anode, comme le montre la Figure I-20.a. Avec l'augmentation du courant (et donc aussi de l'intensité de l'AMF), les régions de métal fondu lumineuses deviennent dans une première phase plus nombreuses et de taille plus importante (Figure I-20.b), puis dans une seconde phase certaines de ces régions disparaissent pour former de petits « spots anodiques transitoires » (Figure I-20.c). Lors de la première phase, la colonne d'arc est instable et distordue, tandis que lors de la seconde phase, la colonne d'arc est stable et diffuse.

Yao *et al.* [80] ont étudié les différents régimes d'arc à l'anode à grande distance inter-électrodes (jusqu'à 60 *mm*) pour des électrodes en CuCr50 de 100 *mm* de diamètre (de type 2/3 de bobine), avec des courants atteignant 40 *kA*. Cette étude diffère cependant de l'étude de Cheng et Wang par l'utilisation de contacts mobiles. Les auteurs ont pu établir un diagramme d'état de l'anode en fonction des valeurs instantanées du courant d'arc et de la distance inter-électrodes. Il ressort de ce diagramme qu'à grande distance inter-électrodes, l'intensité critique d'apparition d'un spot anodique dépend peu de la distance inter-électrodes.

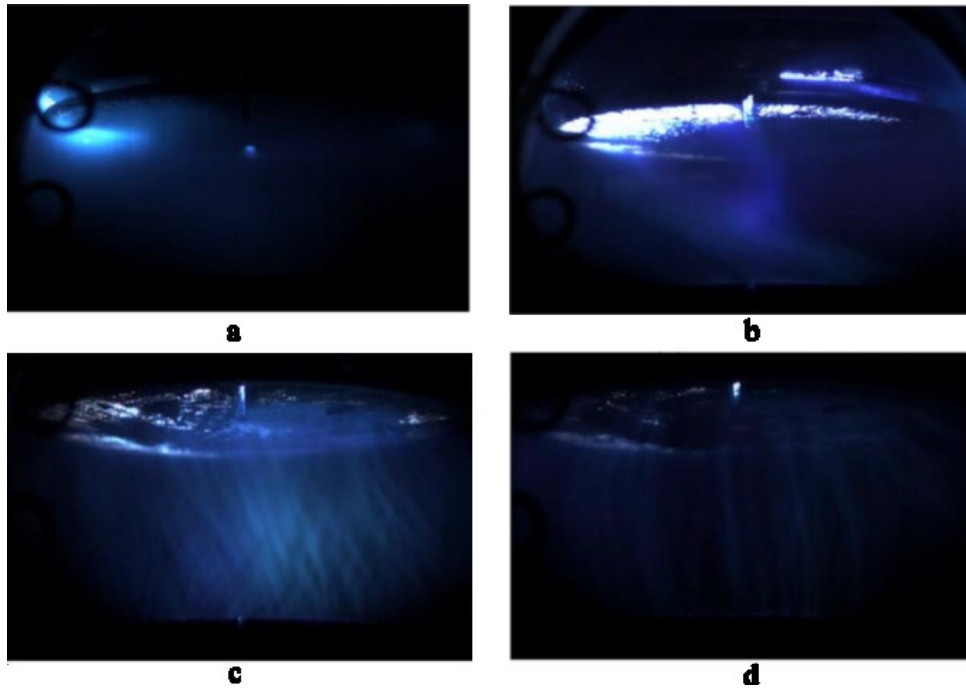


Figure I-20 : Photographies de l'anode au cours d'une impulsion de 17 kA entre deux contacts de 100 mm de diamètre en CuCr30 espacés de 40 mm à différents instants : (a) $0,25\text{ ms}$, (b) $2,5\text{ ms}$, (c) 5 ms et (d) 9 ms [79].

I.3. Modélisation

La modélisation des arcs sous vide est un élément essentiel à la compréhension de leur comportement. Cette modélisation est un problème complexe et il n'existe pas pour le moment de modèle unifié qui puisse permettre de simuler tous les régimes d'arc et les transitions entre ces différents régimes. S'il existe quelques modèles d'arc concentré [82], les modèles les plus nombreux traitent le cas d'un arc en régime diffus. Nous nous bornerons ici à présenter ce dernier type de modèle.

I.3.1. Modèles de l'arc sous vide en régime diffus

Dans cette revue bibliographique, nous avons identifié onze familles de modèle présentées dans le Tableau I-3. Ces modèles sont centrés sur la description du plasma dans la région d'écoulement hydrodynamique (Figure I-9) et utilisent presque tous pour cela une approche de modélisation de type fluide, souvent appelée modélisation magnétohydrodynamique (MHD). Cette approche ne s'applique pas à proximité des électrodes en raison des déséquilibres thermodynamiques locaux dont ces régions sont le siège. Les modèles MHD utilisent, pour rendre compte de l'influence des phénomènes se produisant au voisinage de la cathode, le plus souvent des données issues de la littérature, et plus rarement les résultats d'un modèle physique décrivant la production du plasma près de la cathode. La majorité des auteurs traite uniquement le cas d'une anode passive. Seuls trois groupes d'auteurs ont abordé le cas d'une anode active en considérant l'émission de vapeurs anodiques et leurs interactions avec le plasma issu de la cathode.

Tableau I-3 : Principaux travaux récents de modélisation d'un arc sous vide en régime diffus

Modèles	Région cathodique	Région d'écoulement hydrodynamique	Région anodique
Keidar <i>et al.</i> (1996-2009) [68, 83, 84, 85, 74]	Modèle 1D semi analytique (vaporisation)	Modèle MHD bi-fluide (2D axisymétrique, quasi-stationnaire, AMF, électrons et ions isothermes), régime supersonique $J_{\text{cath}} \sim 7.10^4 - 6.10^6 \text{ A/m}^2$	Anode passive
Chapelle (2001) [86]	Modèle 1D cinétique (vaporisation)	Modèle MHD bi-fluide (2D axisymétrique, quasi-stationnaire), régime supersonique $J_{\text{cath}} \sim 10^5 \text{ A/m}^2$	Anode passive
ABB (2003-2004) [58, 87]	Données de la littérature	Modèle MHD bi-fluide (2D axisymétrique, transitoire, AMF, rayonnement, magnétisation des électrons), régimes supersonique et subsonique, $J_{\text{cath}} \sim 3.10^6 - 2,5.10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive/ Anode active (2D)
Londer et Ul'yanov (1999-2009) [88, 89, 90, 91, 92]	Données de la littérature	Modèle MHD bi-fluide (1D/2D axisymétrique, quasi-stationnaire, AMF), régimes supersonique et subsonique, $J_{\text{cath}} \sim 10^6 - 10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive/ Anode active (1D)
Xi'an University (2005-2015) [69, 93, 94, 95, 96]	Données de la littérature	Modèle MHD bi-fluide (2D axisymétrique/3D, quasi-stationnaire, AMF), régimes supersonique et subsonique, $J_{\text{cath}} \sim 10^6 - 2.10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive/ Anode active (3D)
SIEMENS (2008-2014) [97, 98, 21]	Données de la littérature / Modèle 0D (vaporisation)	Modèle MHD bi-fluide (3D, transitoire, AMF, rayonnement, grande distance inter-électrodes) régimes supersonique et subsonique, $J_{\text{cath}} \sim 10^6 - 10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive
Jadidian (2009-2010) [99, 100]	Données de la littérature	Modèle MHD bi-fluide (2D axisymétrique, transitoire, rayonnement, AMF) régimes supersonique et subsonique, $J_{\text{cath}} \sim 10^6 - 5.10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive
Langlois (2010) [23]	Données de la littérature	Modèle MHD bi-fluide (2D axisymétrique, quasi-stationnaire, AMF), régimes supersonique et subsonique, $J_{\text{cath}} \sim 6.10^5 - 10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive
Xiang <i>et al.</i> (2014) [101]	Données de la littérature	Modèle MHD bi-fluide (2D axisymétrique, quasi-stationnaire, AMF, écoulement turbulent), régimes supersonique et subsonique, $J_{\text{cath}} \sim 10^6 - 5.10^6 \text{ A/m}^2$	Anode passive
Shmelev et Uimanov (2014) [102]	Données de la littérature + description partielle par le modèle hybride	Modèle hybride PIC-fluide (2D, transitoire, AMF) régimes supersonique, subsonique et d'arcs multiples, $J_{\text{cath}} \sim 5.10^6 \text{ A/m}^2$	Anode passive
Han <i>et al.</i> (2016) [103]	Données de la littérature	Modèle MHD bi-fluide (2D axisymétrique, quasi-stationnaire, AMF, grande distance inter-électrodes), régime subsonique, $J_{\text{cath}} \sim 8.10^6 \text{ A/m}^2$	Anode passive

1.3.1.1. Modèles magnétohydrodynamiques

La totalité des modèles MHD utilisés pour simuler la région d'écoulement hydrodynamique s'appuie sur une description bi-fluide du plasma (ions et électrons) et utilise les équations de conservation de matière, de quantité de mouvement et d'énergie établies par Braginskii [104]. Le système des équations MHD est généralement transformé en effectuant une réduction magnétohydrodynamique (qui consiste à sommer les équations de transport de quantité de mouvement associées aux ions et aux électrons), en négligeant le terme d'inertie dans l'équation relative aux électrons. Cette dernière hypothèse permet également de réécrire l'équation de conservation de la quantité de mouvement électronique sous la forme d'une loi d'Ohm généralisée du plasma.

Le premier modèle présenté dans le Tableau I-3 a été développé à l'Université de Tel-Aviv [68]. Il s'agit d'un modèle 2D-axisymétrique et en régime quasi-stationnaire, qui prend en compte l'effet d'un AMF. La position de la frontière libre du plasma est calculée par le modèle. S'il représente une avancée importante dans le domaine de la modélisation de l'arc diffus, ce modèle contient encore nombre d'approximations, notamment le fait de considérer les ions et les électrons comme isothermes et de négliger l'effet du champ magnétique induit. Plus récemment, sur la base de ce modèle, les auteurs se sont intéressés au cas d'un arc diffus colonnaire, en étudiant la stabilité d'un jet de plasma émis par un spot cathodique éloigné de la colonne de plasma centrale [74].

Le second modèle présenté dans le Tableau I-3 [86] a été développé pour décrire le comportement d'un arc sous vide dans un procédé de refusion métallurgique. Il s'agit à nouveau d'un modèle 2D-axisymétrique en régime quasi-stationnaire. Le modèle inclut les équations de conservation de l'énergie des ions et des électrons. Toutefois, la vitesse des électrons est supposée proportionnelle à celle des ions. Par ailleurs, ce modèle ne prend pas en compte les effets de l'induction magnétique propre du plasma.

La quasi-totalité des modèles, qui ont été développés par la suite, s'inspirent des travaux de Schade et Shmelev [58]. Ces auteurs ont proposé en 2003 un modèle 2D-axisymétrique en régime transitoire, qui intègre le calcul des températures électronique et ionique et rend compte des effets de l'induction magnétique propre du plasma et d'un AMF externe. Concernant le champ magnétique propre du plasma, sa composante azimutale est obtenue à l'aide de l'équation d'induction magnétique, tandis que ses composantes radiale et axiale sont obtenues par l'intermédiaire du potentiel vecteur magnétique azimutal. Le modèle de Schade et Shmelev tient compte de la magnétisation des électrons et fait intervenir un terme de transfert radiatif. Enfin, à la différence des modèles précédents, ce modèle est capable de traiter non seulement le régime diffus supersonique mais aussi le régime diffus subsonique. La Figure I-21 illustre un exemple de résultats de ce modèle montrant l'onde de choc formée lors de la transition entre ces deux régimes.

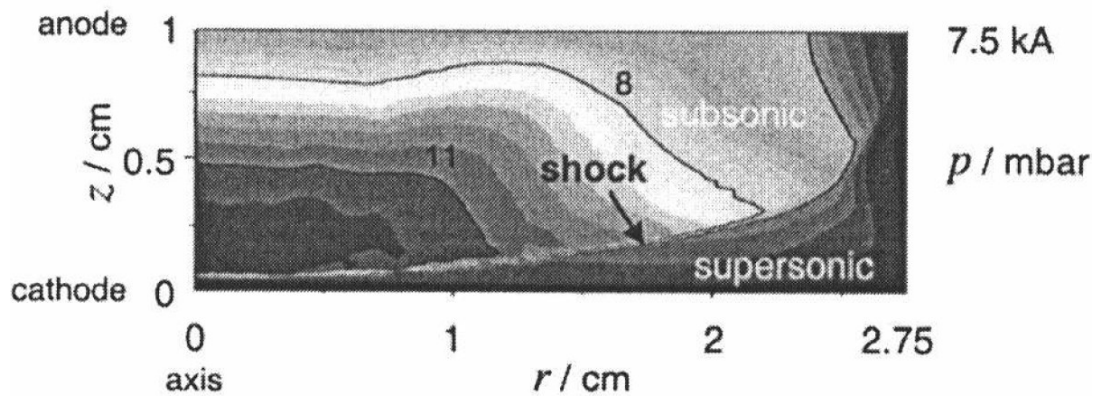


Figure I-21 : Carte de la pression ionique faisant apparaître une onde de choc, calculée pour un arc de $7,5\text{ kA}$ contrôlé par un AMF de 5 mT/kA [58].

Les travaux de Londer et Ul'yanov concernent eux aussi à la fois les régimes diffus supersonique et diffus subsonique. Ces auteurs ont développé plusieurs modèles fondés sur une géométrie 1D ou 2D axisymétrique en considérant ou non les variations des températures électronique et ionique [89]. La principale particularité du modèle 2D est de proposer une reformulation mathématique des équations de la MHD suivant une approche lagrangienne. Cette reformulation a permis à ces auteurs de mettre en évidence l'existence de singularités dans leur système d'équations, permettant d'établir la vitesse critique de transition entre les régimes supersonique et subsonique [91].

Depuis plus d'une décennie, plusieurs modèles successifs ont été proposés par Wang *et al.* à l'Université de Xi'an pour décrire la région d'écoulement hydrodynamique de l'arc. Tous leurs travaux ont été développés à partir du logiciel ANSYS Fluent. Wang *et al.* ont d'abord présenté en 2005 une modélisation 2D axisymétrique traitant du régime diffus supersonique, étendue par la suite en 2007 au régime diffus subsonique. Leur modèle intègre les équations de conservation d'énergie des ions et des électrons. La frontière latérale du plasma est traitée comme une frontière libre mobile. A noter que contrairement au modèle de Schade et Shmelev [58], Wang *et al.* ont choisi dans cette première version de leur modèle de calculer la composante axiale du champ magnétique induit à l'aide de la loi de Biot et Savart et de négliger la composante radiale du champ magnétique induit. Ce modèle 2D a été utilisé pour étudier l'effet sur la constriction du courant à l'anode de différents profils radiaux (uniforme ou non uniforme) de l'intensité de l'AMF. Certains des résultats de cette étude ont été présentés dans le paragraphe I.2.1.2.3. En 2012, une version 3D du modèle a été publiée [94], qui a été utilisée pour étudier le comportement d'un arc sous vide soumis à un profil d'AMF réaliste produit par des contacts commerciaux [95].

Un modèle 3D, développé à l'intérieur du logiciel ANSYS CFX, avait déjà été présenté en 2008 par Hartmann *et al.* de la société Siemens [97]. Ce modèle dans ses développements les plus récents a été utilisé pour simuler le comportement de l'arc pour de très grande distance inter-électrodes (40 mm) soumis à un profil radial d'AMF non uniforme [21]. Les transferts radiatifs sont pris en compte à l'aide d'un modèle de rayonnement de type P1.

Le modèle présenté par Jadidian en 2009 [99] a été développé à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics. C'est un modèle 2D-axisymétrique non stationnaire utilisant comme variables

principales le potentiel électrique et le potentiel vecteur magnétique pour modéliser les phénomènes électromagnétiques. Ce modèle se distingue par le domaine de calcul considéré. Il ne simule pas uniquement le plasma à l'intérieur de l'espace inter-électrodes, mais l'ensemble d'une ampoule à vide (Figure I-22), incluant les contacts ainsi qu'une bobine chargée de générer un AMF très intense (jusqu'à $\sim 10\text{ T}$). Cette bobine est susceptible en outre d'être la source d'un plasma secondaire.

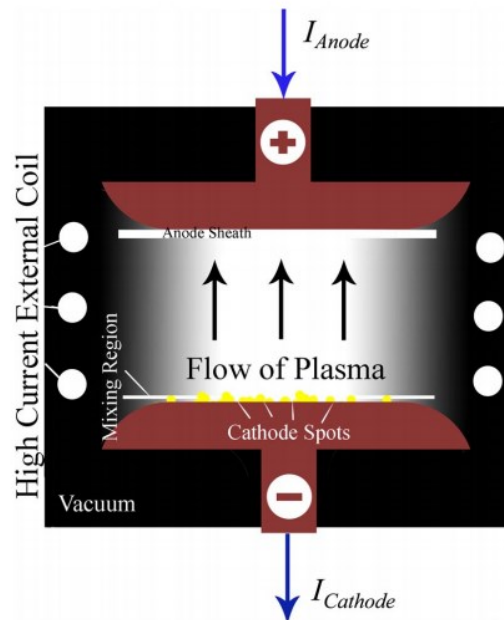


Figure I-22: Schéma du domaine de calcul considéré dans le modèle de Jadidian [99].

En 2010, Langlois a développé sous le logiciel ANSYS Fluent un modèle 2D axisymétrique qui s'apparente à celui de Wang *et al.* [69]. Cependant, à la différence de ce dernier modèle, le travail de Langlois tient compte de la composante radiale du champ magnétique induit. Par ailleurs, s'inspirant de l'approche suivie par Londer et Ul'yanov [91], Langlois calcule le champ magnétique induit dans le plan (r,z) à l'aide d'une formulation analytique de la loi de Biot et Savart s'appuyant sur des intégrales elliptiques.

En 2014, Xiang *et al.* [101] ont présenté à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics un modèle 2D axisymétrique en régime quasi-stationnaire, ayant pour principale spécificité d'inclure un modèle de turbulence $k-\varepsilon$, qui selon les auteurs est indispensable lorsque le régime d'écoulement des ions est supersonique.

Enfin, très récemment en utilisant un modèle similaire à la version 2D-axisymétrique du modèle de Wang *et al.* [69] mais ne prenant en compte que la composante azimutale du champ magnétique induit et considérant la frontière latérale du plasma fixe, Han *et al.* [103] ont simulé l'écoulement du plasma d'arc pour de grandes distances inter-électrodes (comprises entre 10 mm et 50 mm). Certains des résultats obtenus par ces auteurs sont présentés sur la Figure I-23. Cette figure permet d'observer que la constriction du courant à l'anode augmente avec la longueur d'arc.

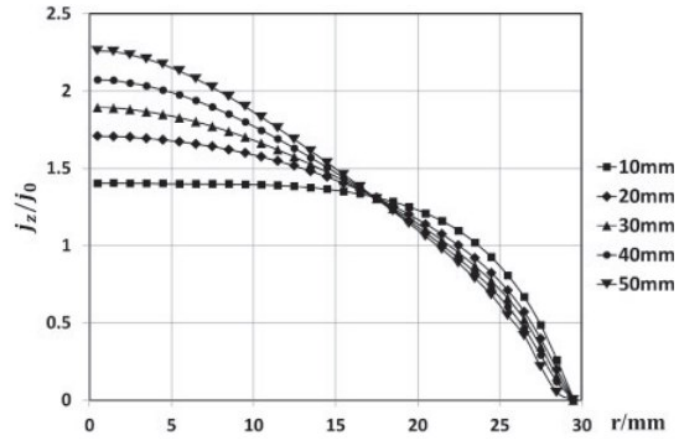


Figure I-23 : Profil radial de la densité de courant sur la frontière anodique calculé pour plusieurs distances inter-électrodes pour un arc d'intensité 15 kA contrôlé par un AMF de 60 mT entre deux contacts de 30 mm de diamètre [103].

I.3.1.2. Modèle hybride

En 2015, une nouvelle approche de modélisation, radicalement différente, a été proposée par Shmelev et Uimanov [102]. Il s'agit d'un modèle 2D-axisymétrique en régime transitoire dans lequel les électrons sont décrits comme un fluide et sont régis par les mêmes équations de conservation que dans un modèle MHD. Pour décrire les ions, les auteurs font appel à une description particulière utilisant la méthode PIC (Particle In Cell). Les ions sont décrits comme des macro-particules, représentant chacune un certain nombre d'ions. La dynamique de ces macro-particules est régie par la deuxième loi de Newton :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{r}_i}{dt} &= \vec{V}_i \\ m_i \frac{d\vec{V}_i}{dt} &= -\frac{\vec{\nabla} P_e}{n_e} + \frac{\vec{J} \wedge \vec{B}}{n_e} \end{aligned} \quad (\text{I-7})$$

Cette méthode a l'avantage de pouvoir simuler avec un modèle unique à la fois l'expansion des jets de plasma émis par les spots cathodiques, la zone de mélange des jets et la région d'écoulement hydrodynamique.

Le modèle a été testé avec deux types de conditions aux limites cathodiques. Dans un premier cas, les auteurs ont imposé un flux d'ions uniforme sur toute la frontière cathodique. Comme dans le modèle MHD de Schade et Shmelev [58], les auteurs ont réussi à mettre en évidence l'existence d'une onde de choc associée au passage du régime supersonique vers le régime subsonique. Cependant, le modèle hybride permet de mettre en évidence qu'au niveau du choc, une partie des ions est renvoyée à la cathode. Dans le second type de conditions aux limites cathodiques, le flux ionique imposé n'est plus uniforme sur la frontière comme le montre la Figure I-24, mais a une forme de « peigne » censé modéliser l'inhomogénéité de courant due aux spots. Pour de faibles intensités de l'AMF, les jets de plasma se mélangent à proximité de la cathode. Dans le cas de la Figure I-24.a, la fin de la région de mélange coïncide avec la position de l'onde de choc associée au passage du régime supersonique vers le régime subsonique. Lorsque l'AMF est plus intense, le mélange des jets se fait à une

distance plus importante de la cathode (Figure I-24.b). Pour des intensités d'AMF plus élevées encore, les jets ne se mélangent plus et atteignent l'anode séparément (Figure I-24.c), signe que l'on a atteint le régime d'arcs multiples.

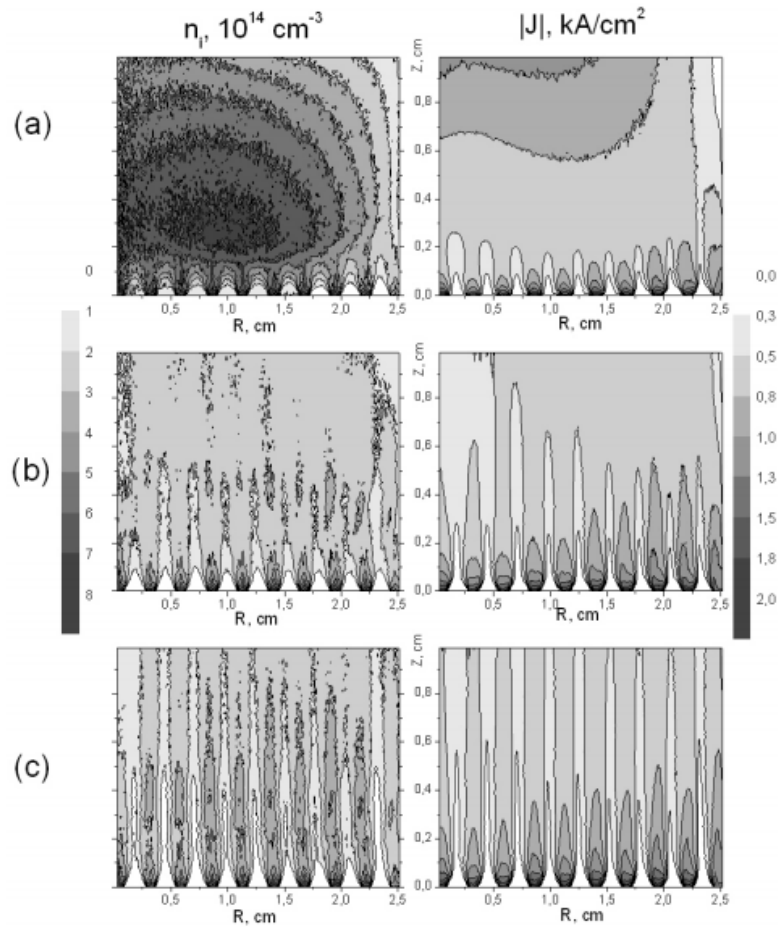


Figure I-24 : Cartes de la densité ionique (gauche) et de la densité de courant (droite) pour un courant d'arc de 10 kA et un AMF de : (a) 50 mT , (b) 100 mT , (c) 150 mT [102].

I.3.2. Prise en compte des phénomènes cathodiques

I.3.2.1. Utilisation de données tirées de la littérature

La manière la plus simple de fixer les conditions aux limites cathodiques d'un modèle MHD de la zone d'écoulement hydrodynamique consiste à utiliser des données issues de la littérature, généralement d'origine expérimentale, décrivant les paramètres du plasma en sortie de la région cathodique. Cette approche est utilisée par la plupart des auteurs comme le montre le Tableau I-3. Il est à noter que le nombre et le type de paramètres du plasma devant être imposés comme conditions aux limites sur la frontière cathodique dépendent du régime d'écoulement (supersonique ou subsonique) des ions sur cette frontière.

Lorsque le régime d'écoulement est supersonique, cinq informations sont requises, à savoir la densité de courant, la vitesse et la pression ionique et les températures ionique et électronique. La densité de courant est souvent supposée uniforme. Dans le cas contraire, son profil radial est supposé de forme convexe, sur la base de résultats expérimentaux obtenus par exemple en

utilisant la méthode de détection de spots d'Afanas'ev *et al.* [55]. Les températures ionique et électronique et la vitesse ionique sont généralement supposées uniformes. Enfin, la pression ionique est fixée à l'aide de la valeur du taux d'érosion ionique mesurée au niveau d'un spot.

Lorsque le régime d'écoulement est subsonique, seules deux variables associées à l'écoulement des ions doivent être spécifiées. Dans la plupart des modèles, les auteurs imposent, en plus de la densité de courant et de la température électronique, la pression totale ionique et la température totale ionique [69, 101, 105], qui sont des grandeurs qui ont la particularité d'être conservées au travers d'un choc [106]. D'autres auteurs choisissent d'imposer les flux globaux de courant et d'énergie et l'égalité des températures ionique et électronique sur la frontière cathodique [58, 100].

I.3.2.2. Modélisations de la production du plasma dans la région cathodique

Afin de s'affranchir du manque d'informations sur les paramètres du plasma au voisinage de la cathode disponibles dans la littérature, certains auteurs ont proposé de déterminer les données requises par le modèle MHD à partir d'une modélisation de la production du plasma dans la région cathodique. Trois travaux de ce type, tous basés sur un processus de production du plasma résultant d'un mécanisme d'évaporation du métal au niveau d'un spot cathodique (cf. section I.1.1), ont été proposés et sont décrits dans la suite de cette section.

Beilis [107] a proposé un modèle 1D basé sur une division du domaine adjacent à la surface de la cathode en quatre régions distinctes représentées sur la Figure I-25. Les différentes régions définies sont une zone de charge d'espace et d'écoulement balistique des particules, une couche de Knudsen qui correspond à la zone de relaxation des particules lourdes, une zone de relaxation des électrons et une zone d'expansion du jet de plasma dans laquelle ce dernier peut être décrit par un modèle fluide. Le modèle de Beilis s'appuie sur des bilans globaux de matière, de quantité de mouvement et d'énergie à travers chacune de ces différentes zones avec des hypothèses sur la forme des fonctions de distribution des vitesses de chaque espèce de particules sur les frontières de chaque région.

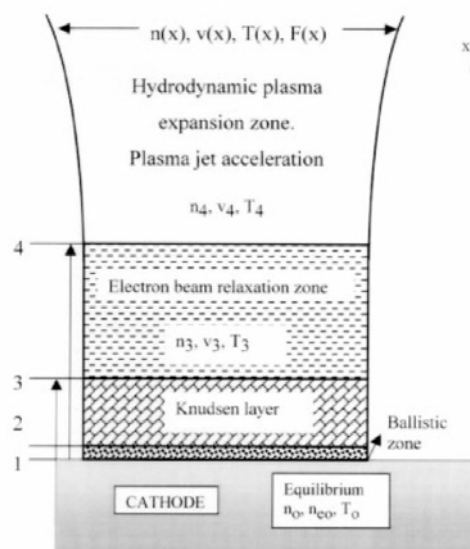


Figure I-25: Schéma du découpage de la région cathodique à la base du modèle de Beilis [108].

En 2001, Chapelle *et al.* ont présenté un modèle cinétique 1D de la région cathodique. Ce modèle décrit la génération du plasma à partir des équations de Boltzmann-Vlasov et Poisson, qui sont simulées à l'aide d'une méthode numérique particulière (PIC-Monte Carlo). Le modèle rend compte notamment des processus d'ionisation de recombinaison résultant des collisions entre les électrons et les particules lourdes (neutres et ions). Le modèle permet, à l'aide de trois paramètres d'entrée (température et densité de la vapeur métallique et densité de courant électronique à la cathode) d'avoir accès à tous les paramètres du plasma nécessaires en entrée du modèle de la région hydrodynamique, ces paramètres étant calculés en intégrant les trois premiers moments des fonctions de distribution des différentes espèces.

Les chercheurs de la société Siemens en collaboration avec Benilov à l'université de Madère, ont présenté un modèle 0D en régime quasi-stationnaire de la région cathodique, qui s'appuie principalement sur l'équation de bilan global d'énergie des électrons [109]. Le bilan d'énergie rend compte des flux énergétiques suivants :

- l'énergie apportée à la région cathodique par les électrons émis par la cathode ;
- le travail des électrons à travers la gaine de charge d'espace ;
- l'énergie apportée à la cathode par les électrons thermalisés retournant à la cathode ;
- l'énergie des électrons sortant de la gaine en direction de l'anode ;
- l'énergie perdue par les électrons du fait des ionisations.

Ces différents termes sont explicités à l'aide de développements analytiques ou de résultats de simulations numériques décrivant l'ionisation à proximité de la cathode des particules de vapeur [110]. Le modèle dépend en définitive de seulement deux paramètres : la chute de potentiel à proximité de la cathode et la température de la surface de la cathode. Il permet de calculer la température électronique, la densité de courant, le taux d'érosion ionique, le degré d'ionisation ou encore la proportion d'ions retournant à la cathode.

Ce modèle 0D de la région cathodique a été associé récemment à un modèle de spot cathodique, basé sur une géométrie 2D-axisymétrique [111]. Dans ce modèle de spot, la cathode est considérée de très grande dimension devant la taille du spot. La température au sein de la cathode est calculée à l'aide de l'équation de transfert thermique et le potentiel électrique à l'aide de l'équation de conservation du courant. En plus des résultats fournis par le modèle 0D listés ci-dessus, l'association des deux modèles permet de déterminer le rayon du spot, la température de surface du spot mais aussi le profil de densité de courant émis par ce dernier. L'ensemble de ces résultats a notamment été utilisé par Wenzel *et al.* [21] pour évaluer les conditions aux limites requises par leur modèle MHD sur la frontière cathodique. Ce modèle a aussi servi à étudier les paramètres du plasma produit par un spot sur une surface en CuCr [112]. Enfin, les derniers développements de ce travail de modélisation ont concerné la prise en compte de la fusion du métal et de l'hydrodynamique du métal liquide au niveau d'un spot [113], en vue de simuler la projection dans l'espace inter-électrodes de gouttelettes métalliques en périphérie du spot.

I.3.3. Prise en compte des phénomènes anodiques

I.3.3.1. Gaine anodique

Dans le cas d'un plasma neutre en contact avec une paroi conductrice, la continuité du potentiel électrique impose l'existence d'un phénomène d'écrantage assuré par l'existence d'une charge surfacique sur la paroi qui contrôle le débit des différentes espèces chargées et qui se traduit par l'apparition d'une zone de charge d'espace appelée « gaine » de signe opposé à celle de la surface [114]. Du fait de la non neutralité du plasma dans la gaine, cette dernière ne peut pas être traitée avec les équations de la magnétohydrodynamique. Dans les modèles MHD d'arc sous vide, la gaine anodique est généralement prise en compte au travers de bilans globaux faisant intervenir le débit électronique et le flux d'énergie électronique arrivant à l'anode.

La gaine anodique impose aussi une condition sur la vitesse ionique en entrée de la gaine, qui doit être supérieure ou égale à la vitesse de Bohm [115]. En régime supersonique, ce fait n'a aucune incidence sur l'écoulement des ions en amont de la gaine anodique. En régime subsonique, il est en revanche nécessaire d'imposer une condition sur l'écoulement des ions. Une partie des auteurs choisit de situer la frontière de leur modélisation de la zone d'écoulement hydrodynamique au niveau de l'entrée de la gaine. Ainsi, Wang *et al.* [94] imposent un nombre de Mach égal à 1, tandis que Han *et al.* [103] imposent une pression qui permet de vérifier cette condition. Une méthode utilisée pour fixer cette condition sur la pression ionique a été détaillée par Langlois [23]. Elle repose sur l'écriture de bilans globaux de matière et d'énergie des ions au travers de la gaine anodique et d'une région de transition entre la zone d'écoulement hydrodynamique et la gaine appelée pré-gaine.

I.3.3.2. Vapeur métallique anodique

Comme le montre le Tableau I-3, la plupart des auteurs traitent uniquement le cas d'une anode passive, c'est-à-dire non émettrice de particules. Aux fortes intensités du courant d'arc, l'augmentation du flux d'énergie transmis par l'arc à l'anode se traduit par un échauffement important de cette dernière, qui entraîne à son tour une forte émission de vapeur métallique à la surface de l'anode. Seul un faible nombre d'auteurs ont tenté de prendre en compte, à l'intérieur d'un modèle MHD de la zone d'écoulement hydrodynamique, ce phénomène et l'interaction des vapeurs anodiques avec le plasma créé à la cathode. La prise en compte de ce phénomène est complexe, car elle implique en principe d'intégrer au modèle des jeux d'équations de conservation supplémentaires pour décrire la population de particules neutres anodiques et celles des ions anodiques formés à partir de ces particules neutres, qui ne sont pas nécessairement à l'équilibre avec les ions cathodiques.

Une première approche, proposée par Londer et Ul'yanov [88], a consisté à considérer que l'ionisation des vapeurs anodiques est instantanée, ce qui conduit à une modélisation à 3 fluides (les ions cathodiques, les ions anodiques et les électrons). Les auteurs ont ainsi développé un modèle 1D en régime quasi-stationnaire en considérant une population d'électrons isothermes. Ce modèle reste cependant limité par son incapacité à prendre en compte le flux d'ions anodiques retournant vers l'anode. Ces mêmes auteurs [116] ont donc

par la suite proposé une nouvelle version du modèle toujours 1D, mais prenant en compte un quatrième fluide représentant les particules neutres. Dans cette version, l'équation de conservation de l'énergie relative aux électrons est résolue. Les particules neutres sont supposées isothermes et de vitesse uniforme en vertu de l'hypothèse selon laquelle le libre parcours moyen des neutres entre deux collisions est grand devant le libre parcours moyen d'ionisation. Les auteurs ont ainsi été en mesure de montrer que l'ionisation des neutres est quasi-complète à moins de 1 mm de l'anode.

En 2004, Schade et Shmelev [87] ont présenté une variante de leur modèle MHD de la zone d'écoulement hydrodynamique prenant en compte l'émission de vapeurs anodiques. Pour ce faire, ils ont ajouté dans leur modèle en plus des électrons et des ions cathodiques un troisième fluide représentant les particules de vapeur anodique considérées comme isothermes (leur température étant égale à la température de l'anode). Les ions formés par ionisation de ces vapeurs sont considérés comme étant instantanément thermalisés avec les ions issus de la cathode, ce qui permet de ne considérer qu'une seule population d'ions. Les équations de conservation relatives aux particules de vapeur sont couplées aux équations descriptives des ions et des électrons par l'intermédiaire de termes « source » liés aux phénomènes d'ionisation et de recombinaison.

Les résultats de ce modèle tendent à montrer, comme ceux de Londer et Ul'yanov, que l'ionisation de la vapeur anodique est totale à moins d'un millimètre de la surface de l'anode. Il ressort aussi qu'au-delà d'une densité de courant d'environ 1.4 kA/cm^2 (soit un courant de 32 kA dans les conditions étudiées par les auteurs), le flux net d'émission de vapeur anodique devient très important et dépasse très largement le flux d'ions issus de la cathode (Figure I-26.a). Ceci se traduit par une hausse très importante de la pression ionique au voisinage de l'anode (Figure I-26.b).

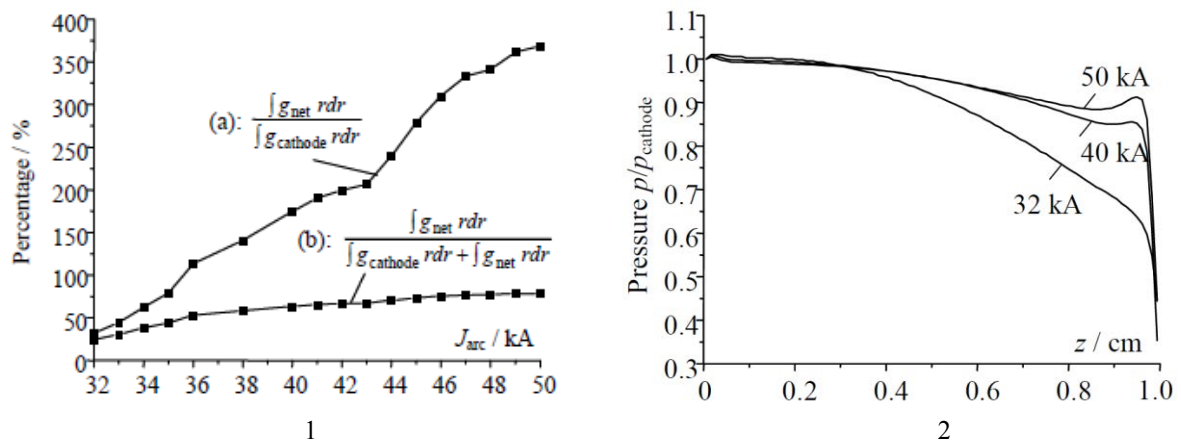


Figure I-26 : (1) Variations en fonction du courant d'arc du flux net d'émission de vapeur anodique rapporté (a) au flux d'ions cathodiques, (b) à la somme du flux d'ions cathodiques et du flux net d'émission à l'anode, (2) Variations le long de l'axe de symétrie de la pression ionique rapportée à la pression des ions sur la frontière cathodique [87].

Enfin, un dernier travail traitant le cas d'une anode active est celui de Wang *et al.* [96]. Ce travail s'appuie sur le modèle MHD 3D développé par ces auteurs. Ce modèle est utilisé dans une première étape pour simuler le plasma inter-électrodes sans tenir compte des vapeurs

anodiques. Le flux de chaleur transmis par le plasma à l'anode est calculé et est utilisé comme condition à la limite d'un modèle transitoire décrivant les transferts thermiques dans l'anode. Ce modèle thermique permet de calculer la température de surface de l'anode, et ainsi de définir le flux d'évaporation de Langmuir. Dans une dernière étape, l'écoulement du plasma inter-électrodes est à nouveau simulé à l'aide du modèle MHD 3D, en tenant compte cette fois-ci de la présence de vapeurs anodiques. Les particules de vapeur sont considérées comme immédiatement ionisées dès leur entrée dans le domaine de calcul. Les ions produits sont à l'équilibre avec les ions cathodiques. Les résultats de ce modèle ont montré qu'à fort courant certaines portions de l'anode émettent davantage de vapeur que d'autres. Par ailleurs, lorsque l'émission de vapeur à l'anode est très intense, une fraction du plasma inter-électrodes est susceptible de s'écouler en direction de la cathode.

I.4. Synthèse

Le comportement d'un arc sous vide dépend fortement de la distance inter-électrodes, de l'intensité du courant d'arc et de l'intensité du champ magnétique axial éventuellement imposé. Si les arcs sous vide ont été très étudiés depuis plus de cinquante ans, les travaux expérimentaux concernant les grandes distances inter-électrodes (plusieurs *cm*) sont beaucoup plus restreints et beaucoup plus récents. L'observation marquante de ces travaux concerne l'existence sous certaines conditions de phénomènes de distorsion, qui semblent être en partie le fruit de l'allongement de l'arc. Ces distorsions sont des phénomènes évoluant rapidement dans le temps et sont caractérisés par des formes très irrégulières de la colonne d'arc. L'ensemble de ces expériences a été réalisé entre des contacts générant des AMFs auto-induits dont l'intensité décroît avec l'augmentation de la distance inter-électrodes. En conséquence, il reste pour l'instant difficile de déterminer les rôles respectifs de l'allongement de l'arc et de la baisse de l'AMF dans l'apparition des distorsions.

La plupart des modèles d'arcs développés concernent le régime diffus (supersonique et subsonique) et s'appuient sur une modélisation magnétohydrodynamique de la colonne de plasma. Les modèles ayant été utilisés pour simuler des arcs à grandes distances inter-électrodes sont encore peu nombreux [21, 103]. Si la modélisation MHD des arcs sous vide commence à être bien maîtrisée (grand nombre de phénomènes pris en compte, géométrie 3D...), la prise en compte dans ces modélisations du comportement des spots cathodiques et des paramètres du plasma au voisinage de la cathode reste encore souvent imparfaite. Si des progrès récents ont été réalisés (cf. les travaux de Benilov), des travaux apparaissent en particulier encore nécessaires afin de mieux caractériser la distribution spatiale des spots et la densité de courant cathodique à la surface de la cathode, qui sont des paramètres d'entrée essentiels des modèles MHD. Dans le cas de grandes distances inter-électrodes, la littérature ne fournit en particulier aucune donnée quantitative sur ces distributions. Ce point sera abordé au cours des travaux expérimentaux présentés dans la suite de ce manuscrit.

Chapitre II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

En vue d'effectuer différents types d'expérimentations ayant trait à l'étude des arcs sous vide, SuperGrid-Institute (SGI) a développé une maquette démontable d'ampoule à vide. Cette maquette a été conçue pour supporter l'implantation d'un grand nombre de diagnostics et pour être relativement modulaire. La mise en œuvre des expériences nécessite le recours à un laboratoire prestataire fournissant des plages d'essais de durée limitée. Les expériences sont donc organisées en campagnes d'essais de un à trois jours précédées par une phase de préparation. Il est à noter que cette phase de préparation, qui comporte des opérations de curage, d'installation et de réglage des nouveaux contacts et de mise sous vide, auxquelles se sont souvent ajoutés la réparation ou le remplacement de matériel défectueux, peut prendre plusieurs semaines.

Deux types d'essais ont été menés au cours de ce travail :

- des essais dits « dynamiques », au cours desquels un arc est amorcé, comme dans les disjoncteurs réels, par la séparation des contacts et où l'arc est contrôlé par un AMF auto-généré par le passage du courant dans les contacts. Ce type d'essai a principalement eu pour objet la prise en main de la maquette et le test de nouvelles géométries de contacts.
- des essais dits « statiques » au cours desquels la distance entre les contacts reste fixe. L'arc est amorcé à l'aide d'une électrode auxiliaire et est contrôlé par un AMF externe généré par des bobines de Helmholtz. Ce type d'essai permet l'étude du comportement de l'arc pour différentes conditions (intensités du courant et de l'AMF, distance inter-électrodes), en faisant varier un seul paramètre à la fois.

Les campagnes d'essais dynamiques ne sont pas détaillées dans le présent manuscrit et ont fait l'objet de la rédaction d'un document spécifique [117]. Elles s'effectuent à l'aide d'un protocole d'essai standard bien maîtrisé par le laboratoire d'essai et par le personnel de SuperGrid. En revanche, les campagnes d'essais statiques, qui seront l'objet du Chapitre III, ont nécessité le développement de dispositifs et d'un protocole d'essai spécifique.

II.1. La maquette d'essai

La maquette a été conçue pour visualiser et étudier le comportement d'arcs électriques de vapeurs métalliques sous vide. Elle a été dimensionnée pour accepter des impulsions de courant de 40 kA et des tensions de 72 kV .

La maquette (Figure II-1) est disposée sur un châssis et comporte une chambre à vide cylindrique dans laquelle est généré l'arc. Cette chambre, fabriquée en acier 304L, a un rayon de 214 mm et une hauteur de 428 mm . Elle dispose des ports suivants.

- Sur sa face latérale, cinq ports peuvent accueillir soit un hublot (en pyrex ou en saphir) pour visualiser l'intérieur de l'enceinte avec une caméra, soit un autre dispositif comme l'électrode d'amorçage pour les essais statiques. Sur la face latérale se trouvent aussi deux ports spécifiques sur lesquels sont montés un analyseur de gaz

résiduel et une jauge de vide. Enfin, un dernier port connecte la chambre avec le système de pompage.

- Sur chacune des faces inférieure et supérieure est disposé un port équipé d'un hublot en saphir pour l'utilisation d'un pyromètre infrarouge. Sur ces deux faces sont aussi aménagées des ouvertures pour les traversées isolées servant à alimenter l'arc en courant.

Le système de pompage est composé de deux pompes :

- Une pompe primaire, qui est une pompe sèche, assure une descente en pression depuis la pression atmosphérique jusqu'à $\sim 1 Pa$.
- Une pompe cryogénique assure ensuite la descente jusqu'à un niveau de vide de quelques $10^{-7} Pa$. Cette pompe se met en marche après un cycle de réfrigération qui dure plusieurs heures et qui fait descendre sa température jusqu'à $18 K$. Elle est asservie à la mesure de pression et s'arrête si la pression dans l'enceinte est trop élevée.

Lors des campagnes dynamiques, un organe de manœuvre à air comprimé aidé d'un ressort facilitant l'accélération initiale permet le déplacement du contact inférieur à une vitesse pouvant atteindre $3 m/s$.

L'intérieur de la maquette est conçu pour accueillir un écran cylindrique en inox amagnétique placé en face du port de pompage afin de protéger la pompe des projections de métal générées pendant les tirs. Des écrans isolants sont fixés sur les parois supérieure et inférieure de l'enceinte afin de protéger les traversées aériennes des projections de gouttelettes et de vapeur métallique émises par les contacts pendant la phase d'arc. Les contacts sont disposés aux bouts des traversées et peuvent être changés à l'aide d'un système de fixation.

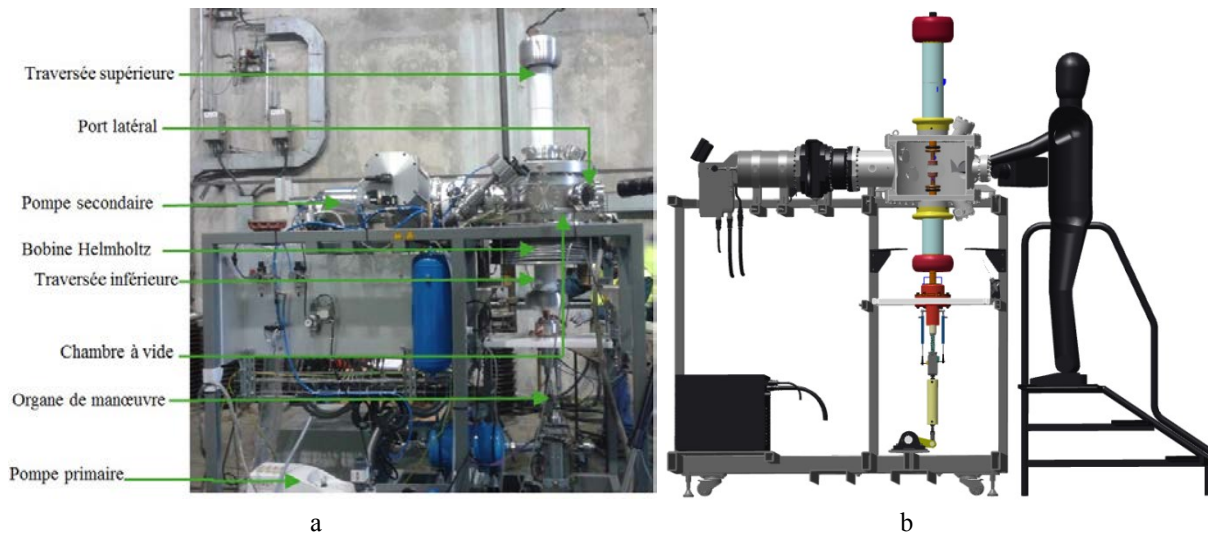


Figure II-1: Photographie et schéma de la maquette en cours d'essai au CERDA

II.2. Le laboratoire d'essai

Les essais effectués avec la maquette démontable de SuperGrid-Institute sont réalisés au laboratoire d'essai de General Electric-Grid Solutions à Villeurbanne (laboratoire CERDA),

qui fournit la source d'alimentation électrique nécessaire pour générer les arcs ainsi que le matériel de mesure et d'acquisition de données.

- **Alimentation** : le courant d'arc est généré par un alternateur produisant un courant pouvant atteindre 50 kA à 50 Hz . Des courants plus élevés peuvent être atteints en jouant sur l'asymétrie courant/tension. La tension d'excitation dépend des couplages du laboratoire. Plus la valeur de courant maximale souhaitée lors d'une campagne est élevée, plus la tension maximale sera faible. Mais en tout état de cause, elle reste élevée devant la tension d'arc. Comparée aux travaux de la littérature utilisant une décharge capacitive pour générer l'arc, l'utilisation d'un laboratoire de puissance induit un certain nombre d'avantages :
 - Mise à disposition d'une source idéale de courant du fait de la tension élevée.
 - Des valeurs de courant d'arc très élevées peuvent être atteintes.

Toutefois, plusieurs inconvénients liés à la lourdeur du dispositif doivent être mentionnés :

- L'enclenchement d'un tir nécessite la manœuvre de pièces mécaniques lourdes qui peut rendre les réglages relativement longs. La grande complexité du laboratoire rend les pannes et les dysfonctionnements fréquents.
 - Le temps limité de mise à disposition du laboratoire peut empêcher en cas d'incidents durant la campagne de réaliser l'ensemble des tirs prévus initialement.
- **Baie d'acquisition** : La majorité des données mesurées, à l'exception des images de la caméra rapide, est enregistrée pendant les tirs via la baie d'acquisition du CERDA, avec des fréquences d'acquisition pouvant aller de 40 kHz à 50 MHz . Les mesures de courant et de tension sont généralement effectuées à 1 MHz .

II.3. Instruments de mesure et de diagnostic

II.3.1. Caméra rapide Photron FASTCAM SA5

Principal outil de visualisation, cette caméra fournit des images en niveaux de gris dans le domaine visible du spectre lumineux, avec une résolution d'image allant jusqu'à 1 MPixel . Avec cette résolution, la vitesse d'acquisition maximale de la caméra est égale à 7500 fps . Pour atteindre des vitesses d'acquisition plus élevées, il est nécessaire de diminuer la résolution de l'image. La caméra peut ainsi atteindre une vitesse d'acquisitions de 10^6 fps si l'on se contente d'une résolution d'image de quelques milliers de pixels. Au vu des dimensions de l'arc et de la distance d'observation minimale, nous avons sélectionné une fréquence d'acquisition allant de 15000 à 30000 fps suivant la taille des contacts et la distance inter-électrodes. Le temps de pose de la caméra peut descendre jusqu'à 369 ns . La majorité des tirs, notamment lors des campagnes statiques, a été visualisée avec le temps de pose minimal. Cependant, lors des tirs à faible courant des premières campagnes, nous avons utilisé des temps de pose plus élevés pour l'adapter à une luminosité plus faible de l'arc. Nous n'avons pas eu besoin d'utiliser de filtre de réduction de la luminosité. Enfin les images

fournies par la caméra contiennent 1024 niveaux de gris, ce qui permet d'observer des phénomènes avec de fortes variations de luminosité aussi bien spatiales que temporelles.

II.3.2. Caméra rapide Olympus i-SPEED 3

Lors de certaines campagnes, nous avons eu recours à une caméra i-SPEED 3 prêtée par l'ARC, laboratoire de recherche de Grid Solutions à Villeurbanne. Cette caméra possède une résolution de 1,3MPx. Elle peut être utilisée avec cette résolution pour des fréquences d'acquisition n'excédant pas 2000fps. Elle fournit des images en 256 niveaux de gris et a un temps de pose minimal de 1 μ s.

II.3.3. Jauge de vide

La jauge de vide est conçue pour pouvoir mesurer la pression à l'intérieur de l'enceinte. Elle sert principalement à asservir le système de pompage et à s'assurer que la pression avant et entre chaque tir est suffisamment basse. Sa fréquence d'acquisition étant nettement trop faible et sa sensibilité au champ magnétique perturbant transitoirement son signal, elle n'était pas utilisable pour mesurer la pression pendant un tir.

II.3.4. Mesures de courant et de tension

II.3.4.1. Shunt de courant

Instrument de mesure standard pour la mesure de courant, il s'agit simplement d'un élément de très faible impédance dont la résistance est connue. Le courant est obtenu en mesurant la tension aux bornes du shunt.

II.3.4.2. Bobines de Rogowski

Les bobines de Rogowski sont des enroulements électromagnétiques permettant la mesure de la dérivée temporelle du courant dans un conducteur. Le courant est donc connu en intégrant le signal de sortie de la bobine de Rogowski, ce qui permet d'éliminer une grande partie du bruit. Avec les bobines que nous avons utilisées lors de ces expériences, ce bruit est encore réduit du fait de l'utilisation d'une paire de bobines avec des enroulements opposés, ce qui permet d'additionner les signaux tout en soustrayant les bruits. Le système permet de mesurer des variations de courant inférieures à 1A et ce, avec des fréquences d'acquisition supérieures à 1MHz, ce qui est très utile pour l'étude de l'amorçage ou des phénomènes post-arc. Il est en revanche peu précis pour connaître la valeur réelle du courant sur le reste de l'onde pendant la phase d'arc, notamment la valeur du courant pic. En effet, le signal comporte un offset qui varie légèrement au cours du temps. L'intégration de cette variation de l'offset engendre une erreur sur la mesure du courant.

II.3.4.3. Mesures de tension

Tous les instruments de mesure utilisés, que ce soient les ponts diviseurs capacitifs du laboratoire d'essai, ou bien des sondes résistives Tektronix P6015A fournies par SGI, divisent la tension pour qu'elle soit ramenée à des valeurs mesurables par la baie d'acquisition du laboratoire d'essai ($\pm 150V$). Pour ce qui est des sondes Tektronix qui servent principalement

à mesurer la tension d'arc, elles acceptent une tension crête maximale de 40 kV pendant 100 ms , une tension permanente de 20 kV_{rms} et ont un facteur de division de 1000. Les autres diviseurs ont des facteurs de division qui sont choisis en fonction des besoins.

II.4. Aspects du dispositif spécifiques aux essais statiques

II.4.1. Electrodes

Les contacts sont de simples pièces de cuivre recuit, cylindriques et creuses sur lesquelles ont été brasées des plaquettes en CuCr25 d'un diamètre de 70 mm (Figure II-2). Lors de la première campagne d'essais, réalisée sans champ magnétique axial, le diamètre extérieur des contacts était de 74 mm de sorte qu'un rebord de cuivre de 2 mm dépassait de la surface en CuCr25. Lors des campagnes suivantes, les contacts ont été retaillés pour avoir un diamètre extérieur identique à celui de la plaquette en CuCr25 de manière à éliminer le rebord.



Figure II-2 : Contacts utilisés lors de la première campagne d'essais statiques

II.4.2. Mécanisme d'amorçage

Les contacts étant statiques et la tension d'alimentation de la maquette restant trop basse pour pouvoir provoquer une décharge même avec une distance inter-électrodes de seulement 10 mm [118], il est nécessaire de disposer d'un dispositif auxiliaire pour amorcer l'arc. Dans la bibliographie, nombre de procédés sont envisagés et utilisés pour réaliser cet amorçage. Par exemple, les chercheurs de Xi'an [119] ont utilisé un dispositif d'amorçage dans lequel une électrode auxiliaire à pointe de tungstène est insérée à l'intérieur d'un trou aménagé au centre de la cathode. Cette électrode est isolée de la cathode par une gaine en céramique. Une étincelle générée par une haute tension entre la cathode et l'électrode auxiliaire permet l'amorçage.

II.4.2.1. Dispositif d'amorçage

L'équipe de SuperGrid-Institute s'est inspirée de ce principe pour réaliser son dispositif d'amorçage. Dans notre maquette (Figure II-3), une électrode auxiliaire de 6 mm de diamètre est implantée sur l'un des ports latéraux de la maquette. Sa pointe de 2 mm de diamètre en cuprotungstène est disposée à proximité immédiate du bord du contact inférieur, si possible très légèrement en-dessous de la surface du contact afin de limiter les risques de perturbation de l'arc. L'électrode est alimentée par une source de tension de 20 kV générant une impulsion de 20 μ s et d'intensité 135 mA.

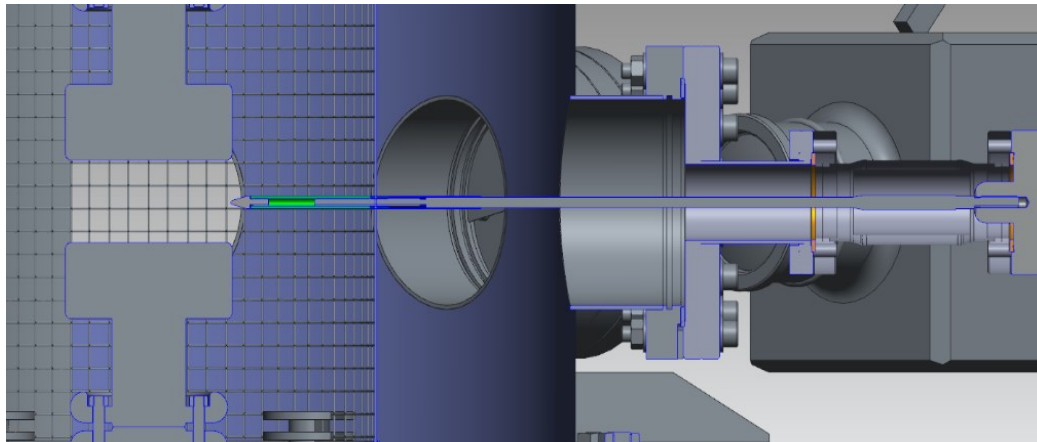


Figure II-3 : Schéma de l'implantation de l'électrode.

II.4.2.2. Positionnement de l'électrode auxiliaire

Afin de déterminer la distance maximale autorisée entre la pointe de l'électrode auxiliaire et le contact inférieur pour avoir un claquage avec notre source de tension, un essai préalable a été réalisé dans une véritable ampoule à vide (non équipée de l'électrode auxiliaire d'amorçage) en faisant varier manuellement la distance entre les contacts. Lors de cet essai, la distance maximale de claquage entre les deux contacts s'est avérée être de 1 mm. Dans notre maquette, la distance maximale de claquage s'est toutefois révélée être beaucoup plus faible (en dessous de 70 μ m⁴). En effet, contrairement aux mécanismes de claquage dans les gaz, l'amorçage dans le vide est lié à des phénomènes essentiellement surfaciques. Aussi, la distance maximale de claquage tend à décroître avec la diminution de la surface de l'électrode [120]. Il est à noter que l'amorçage de l'arc est un point délicat de la mise en œuvre des expériences. La faible puissance de la source de tension utilisée au cours de ce travail, associée aux difficultés rencontrées pour bien maîtriser le positionnement de l'électrode d'amorçage, ont causé de nombreux échecs d'amorçage.

II.4.3. Bobine de Helmholtz

La bobine de Helmholtz consiste en une paire de solénoïdes de ~270 mm de rayon, de 16 spires chacun et espacés de ~420 mm, placés à l'extérieur de l'enceinte. Une mesure du champ magnétique axial produit par ce dispositif dans l'enceinte a été réalisée dans un laboratoire du CERDA destiné normalement à tester l'échauffement des appareillages

⁴ Mesure réalisée à l'aide d'une cale.

électriques (Figure II-4). Ce laboratoire dispose d'une alimentation pouvant produire sur de longues périodes un courant alternatif à 50 *Hz* de très forte intensité en très basse tension de sécurité. Nous avons utilisé une tension atteignant 19,3 *V*, ce qui a permis de générer un courant de 131 *A*. Le rapport entre l'intensité du courant et la tension ainsi que le déphasage entre les deux signaux nous ont permis de mesurer les caractéristiques suivantes du jeu de bobines :

- $R_{\text{bobines}} = 77,0 \text{ m}\Omega$,
- $L_{\text{bobines}} = 399 \mu\text{H}$.

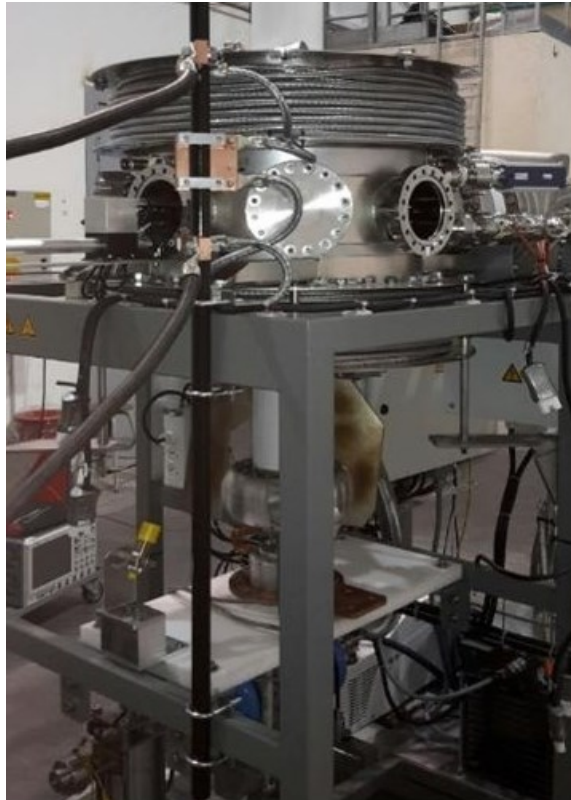


Figure II-4 : Maquette portant la bobine de Helmholtz pendant l'expérience de mesure du champ magnétique au laboratoire d'échauffement du CERDA.

L'intensité de l'AMF a été mesurée avec un gaussmètre Bell 5180/P1 muni d'une sonde à effet Hall. Cette sonde a été montée sur une table de positionnement mono-axe. Le champ magnétique et le déphasage de ce dernier par rapport au courant bobine ont été mesurés en faisant varier la position radiale de la sonde. Cette mesure a été réalisée avec les contacts pleins utilisés pour les essais statiques avec un écartement de 25 *mm*.

Comme le montre la Figure II-5, au-delà de 60 *mm*, le champ magnétique axial et son déphasage par rapport au courant injecté dans la bobine ne sont que faiblement variables. Il apparaît en revanche clairement que ces deux variables sont fortement influencées par la présence des contacts. En effet, entre le bord et le centre de l'espace inter-électrodes, l'intensité de l'AMF chute de 44 % tandis que le déphasage augmente de 1,8 *ms*. Dans la suite de ce chapitre, nous donnerons systématiquement la valeur calculée de l'intensité de l'AMF au bord de l'espace inter-électrodes, à partir du facteur de conversion $B_{AMF} = 17,1 \text{ [mT/kA]} \times I_{bob}$.

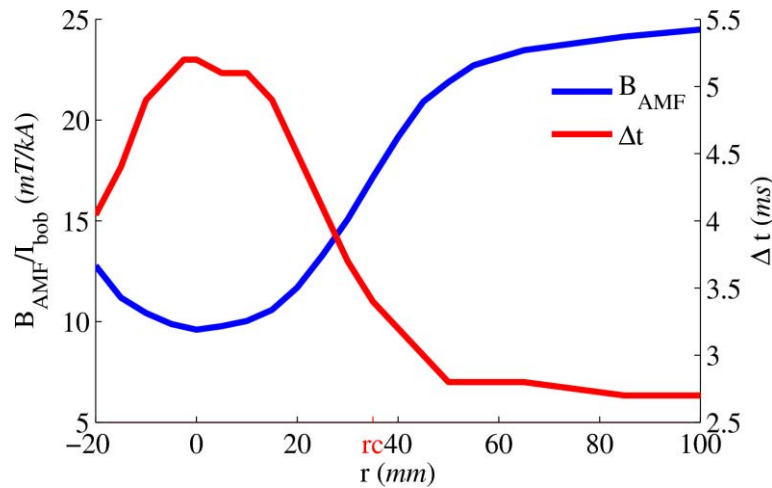


Figure II-5 : Profils radiaux du champ magnétique généré par la bobine de Helmholtz et du retard du champ magnétique par rapport au courant bobine mesurés dans le plan situé à équidistance des contacts.

II.5. Protocole d'essai des campagnes statiques

II.5.1. Circuit d'essai

Lors des campagnes d'essais statiques avec AMF, la maquette d'ampoule à vide est insérée dans un montage électrique semblable à celui présenté sur la Figure II-6. La maquette et la bobine de Helmholtz sont alimentées par deux alternateurs auxquels elles sont connectées par des circuits électriques indépendants. Le réglage de la tension appliquée dans les deux circuits est assuré à l'aide de modifications des circuits en amont des transformateurs. Le circuit alimentant l'arc sera appelé circuit primaire, tandis que celui alimentant la bobine sera appelé circuit secondaire. Différentes mesures de tension et de courant sont effectuées. Les plus importantes sont indiquées sur la Figure II-6⁵. La mesure de la tension U_{bob} du circuit secondaire est effectuée à l'aide d'un diviseur de tension et la mesure du courant I_{bob} à l'aide d'un shunt de courant. La mesure de la tension d'arc U_{arc} s'effectue en soustrayant à la valeur de U_{amont} , mesurée par une sonde Tektronix, la tension U_{aval} , obtenue à l'aide d'un pont diviseur de tension. Les différentes intensités de courant mesurées sur le circuit primaire (I_{arc} , I_{BT} et I_{cuve}) le sont à l'aide de shunts. En outre, la mesure de I_{arc} est doublée par une mesure réalisée à l'aide de bobines de Rogowski. La mesure de I_{BT} , située en aval du retour de terre, nous permet de mesurer l'intensité du courant réellement injectée dans le circuit et traversant l'électrode supérieure. I_{arc} correspond à l'intensité du courant traversant l'électrode inférieure tandis que I_{cuve} est l'intensité des fuites de courant au niveau des parois de l'enceinte. De fait, les différentes intensités de courant respectent la relation : $I_{BT} = I_{arc} + I_{cuve}$. U_{trig} , qui est la tension du dispositif d'amorçage, est mesurée à l'aide d'une sonde Tektronix. Cette mesure permet de s'assurer du bon fonctionnement du générateur ainsi que du bon positionnement temporel de l'impulsion de tension. Elle renseigne aussi sur la présence ou l'absence de l'étincelle d'amorçage.

⁵ D'autres mesures de tensions sont effectuées qui n'ont un intérêt que dans le diagnostic de certaines pannes.

Une première campagne d'essais, qui avait pour but de tester l'efficacité du dispositif d'amorçage, a en outre été réalisée sans alimentation de la bobine de Helmholtz. Au cours de cette campagne, les mesures de I_{BT} et de I_{cuve} n'étant pas encore assurées, nous n'avons eu aucune information sur l'importance des fuites de courant.

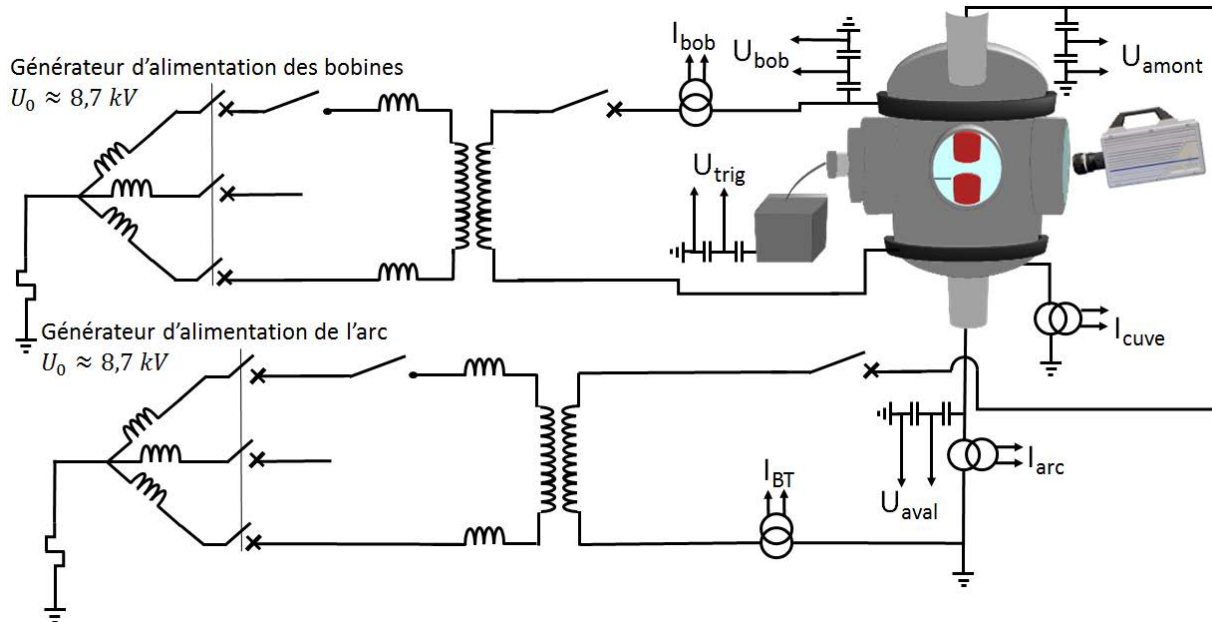


Figure II-6 : Schéma électrique des campagnes d'essais statiques avec AMF.

II.5.2. Déroulement des essais

Le protocole développé en collaboration avec le CERDA pour réaliser nos campagnes d'essais statiques avec AMF s'appuie sur un fonctionnement des alternateurs en mode désynchronisé.

Avant un essai, aussi appelé un « tir », les disjoncteurs auxiliaires des deux circuits sont fermés tandis que les interrupteurs des deux alternateurs sont en position ouverte. Le tir commence par la fermeture de l'interrupteur du circuit primaire, ce qui permet, comme le montre la courbe bleu sur la Figure II-7, l'application d'une différence de potentiel entre les contacts qui reste cependant insuffisante pour amorcer l'arc. Ensuite, l'interrupteur du circuit secondaire est abaissé, ce qui provoque l'alimentation des bobines. Comme le montre la courbe verte, l'onde de courant injectée dans les bobines est relativement longue (14ms) de manière à s'assurer de l'existence d'un AMF suffisamment intense pendant toute la durée de l'arc. L'arc est ensuite amorcé au moment du pic de tension entre les contacts, ce qui permet de générer une onde de courant d'une durée d'environ 10ms . Le sens du courant d'arc est réglé de telle manière que la cathode soit en position inférieure. Le déphasage entre les pics de courant des deux circuits est d'environ $3,4\text{ms}$ de manière à assurer un déphasage nul entre le pic du courant d'arc et le pic d'intensité de l'AMF en bordure de l'espace inter-électrodes (cf. Figure II-7) et de s'approcher ainsi des conditions dans un disjoncteur réel. Dans ces derniers, l'AMF induit par les contacts présente en effet un déphasage faible au bord de l'espace inter-électrodes et maximum au centre. Enfin les interruptions de courant dans les

circuits primaire et secondaire sont successivement assurées par l'ouverture des deux disjoncteurs auxiliaires.

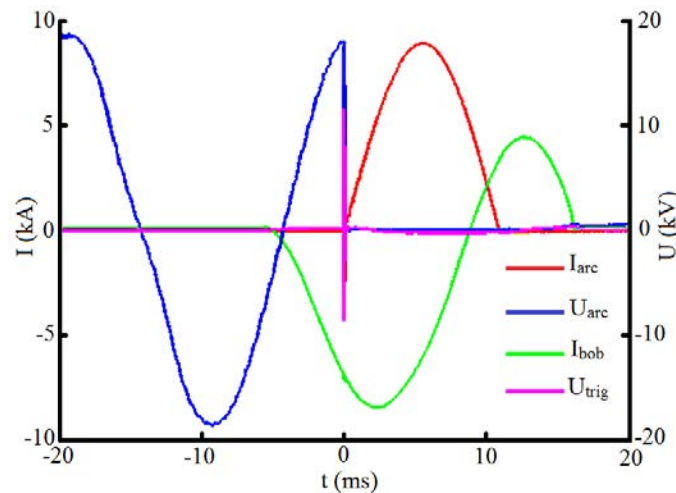


Figure II-7 : Exemple de signaux de tension et d'intensité au cours des essais statiques avec AMF.

Dans tous les essais, une caméra rapide Fastcam SA5 était pointée vers l'électrode inférieure. Lors des essais réalisés avec un AMF, nous avons par ailleurs utilisé une deuxième caméra (SA5 ou Olympus) dirigée vers l'électrode supérieure. Ces deux caméras ont été déclenchées de manière synchronisée avec l'amorçage de l'arc.

II.5.3. Problèmes rencontrés

Du fait du grand nombre d'éléments originaux mis en œuvre dans ce protocole d'essai, les différentes campagnes d'essais ont été l'objet d'un grand nombre de dysfonctionnements. Parmi ceux-ci, deux dysfonctionnements majeurs ont été particulièrement limitants quant au nombre de tirs effectivement réalisés :

- Du fait de la faible tension de l'impulsion générée par le dispositif d'amorçage, nous avons été contraints de positionner l'électrode auxiliaire à une distance très réduite de la cathode ($\sim 50 \mu m$). En pratique, il s'est avéré difficile de maîtriser précisément le positionnement de l'électrode auxiliaire, cette dernière pouvant facilement, du fait par exemple d'une vibration de la maquette, soit s'éloigner au-delà de la distance maximale de claquage, soit entrer en contact avec la cathode, empêchant dans les deux cas la génération de l'étincelle d'amorçage. En outre, la puissance relativement réduite de l'étincelle a rendu parfois difficile l'amorçage de l'arc. Pour remédier à ce problème, il est envisagé à l'avenir de s'équiper d'un nouveau générateur d'impulsion plus puissant.
- Les forces de Lorentz s'exerçant sur les bobines lorsque celles-ci sont alimentées se traduisent par une force d'attraction pouvant, comme il est possible de s'en rendre compte sur la Figure II-8, se traduire, lorsque l'amplitude maximale du courant est importante ($\sim 12 kA$), par un affaissement, voir un déchirement des gaines en acier des bobines. Pour remédier à ce problème, des simulations électromécaniques ont été réalisées par les équipes de SuperGrid, qui ont abouti au développement d'un nouveau socle des bobines significativement renforcé.

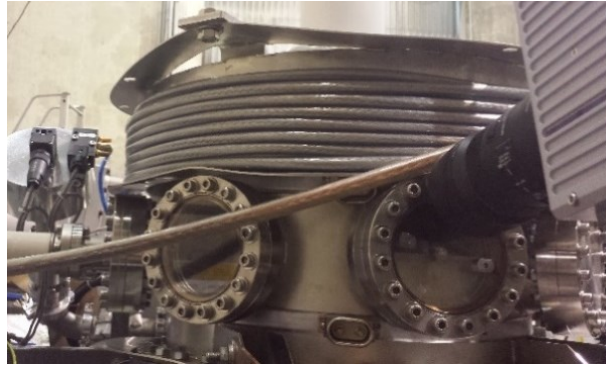


Figure II-8 : Dégâts sur la bobine de Helmholtz après deux impulsions de courant à $\sim 15 \text{ kA}$.

D'autres dysfonctionnements moins problématiques ont aussi eu lieu:

- Nous avons fait face à la mise hors service de la jauge de vide sous l'effet du champ magnétique généré par les bobines de Helmholtz. Le fonctionnement de la pompe secondaire étant asservi à la mesure de la pression, cela a eu pour conséquence un arrêt de la pompe, provoquant la perte du vide à l'intérieur de l'enceinte. Ce problème a été aisément résolu par l'ajout d'une rallonge (dont nous avons établi la longueur à l'aide d'une modélisation magnétique effectuée à l'aide du logiciel COMSOL-Multiphysics®) entre l'enceinte et la jauge de vide afin d'éloigner cette dernière des bobines.
- Le mécanisme de déclenchement de la caméra rapide s'est avéré parfois capricieux, entraînant un déclenchement tardif de la caméra.
- Les arcs générés à fort courant et à grande distance inter-électrodes ($>30 \text{ mm}$) ont donné lieu à des fuites de courant importantes. Pour limiter ces fuites, les isolants supportant l'écran évoqué dans la section II.1 ont été revus et allongés.

II.6. Méthode numérique d'analyse des images de la cathode

Au cours de ce travail, une méthode numérique de traitement des images de la cathode a été mise en place afin d'étudier la répartition des spots cathodiques et d'évaluer la distribution de la densité de courant à la surface de la cathode. Cette méthode s'appuie sur les travaux d'Afanas'ev *et al.* [55]. Elle se décompose en trois étapes, que nous avons mises en œuvre à l'aide du logiciel OCTAVE. Les spots cathodiques sont tout d'abord détectés, puis leurs coordonnées sont transformées pour tenir compte de la déformation de l'image induite par l'inclinaison de la caméra. Enfin, le profil radial moyen de la densité de courant cathodique est calculé.

II.6.1. Détection des spots

La méthode de détection des spots s'applique à une image chargée sous OCTAVE en 256 niveaux de gris sous la forme d'une matrice renvoyant pour chaque pixel la valeur de l'intensité lumineuse correspondante. Les images enregistrées par la caméra rapide comportent 1024 niveaux de gris, il est donc tout d'abord nécessaire de convertir les images à traiter en des images en 256 niveaux de gris.

- La détection des spots commence par le calcul des contours d'iso-intensité lumineuse de l'image. Cette étape s'effectue à l'aide d'une fonction native d'OCTAVE *contourc*, qui permet de détecter sur une image l'ensemble des iso-contours correspondant à des valeurs choisies d'intensité. La fonction renvoie un tableau contenant le nombre de points du polygone formé par chaque contour ainsi que les coordonnées (x,y) de ces points et l'intensité lumineuse associée à chaque contour dans l'intervalle $[[0,255]]$ (correspondant aux 256 niveaux de gris). Le tableau obtenu contient un nombre de contours qui peut être très élevé lorsque l'intensité du courant est la plus forte (jusqu'à 100000 contours). Cette étape est de loin la plus coûteuse en temps de calcul, aussi elle doit être strictement limitée à la zone de l'image correspondant à la cathode.
- Les contours sont ensuite sélectionnés en fonction de leur intensité et de leur longueur. Les contours correspondant à des intensités trop faibles (<10) sont éliminés. Ensuite, les contours sont sélectionnés en fonction de leur longueur, en ne conservant que ceux dont la taille est susceptible de correspondre au contour d'un spot cathodique. Dans la pratique, seuls les contours composés de 5 à 40 points sont conservés.
- Enfin, à l'aide d'une fonction d'OCTAVE, sont calculées les positions des centroïdes de chacun des contours précédemment retenus. Les pixels, sur lesquels se trouve un nombre de centroïdes dépassant un certain seuil, sont retenus⁶. Ces pixels forment des groupes connexes, qui peuvent être déterminés à l'aide de la fonction OCTAVE *bwconncomp*. Les coordonnées des spots détectés sont en définitive les centroïdes de ces groupes connexes.

Plusieurs essais ont été effectués pour tester le bon fonctionnement de la méthode de détection. Nous avons testé une image contenant 19 spots cathodiques (Figure II-9.a), sur laquelle la détection numérique n'a fait aucune erreur. Nous avons testé ensuite une image contenant 67 spots (Figure II-9.b), sur laquelle 4 faux positifs ont été détectés. Un ultime comptage sur une image comprenant 680 spots a été réalisé (Figure II-9.c). 26 faux négatifs et 16 faux positifs ont été comptabilisés.

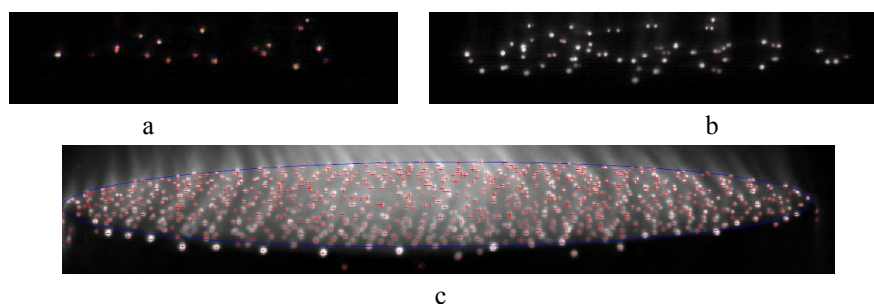


Figure II-9 : Détection des spots cathodique pour des images comprenant (a) 19 spots (b) 67 spots et (c) 680 spots

⁶Le seuil généralement choisi est de 6 centroïdes par pixel. Cependant, lorsque la mise au point de la caméra n'est pas optimale, certains spots peuvent apparaître flous, comme par exemple au premier plan de la Figure II-9, ce qui les rend difficiles à détecter. Pour atténuer ce problème, le seuil peut être abaissé dans les régions de moins bonne netteté de l'image. Dans la pratique, on fait varier linéairement le critère de 3 centroïdes au premier plan de l'image à 6 à l'arrière-plan.

II.6.2. Transformation projective des coordonnées des spots

La deuxième étape du traitement d'images consiste à corriger l'image afin de retrouver l'aspect circulaire de la cathode, qui est déformée à cause de l'angle de vue de la caméra. Pour ce faire, il est nécessaire d'appliquer aux coordonnées de chaque pixel de l'image une application projective. Cette transformation des coordonnées fait intervenir une matrice 3x3 $(h_{ij})_{i,j \in \llbracket 1,3 \rrbracket^2}$ contenant 8 coefficients indépendants ($h_{33} = 1$ pour les transformations projectives entre deux plans). La connaissance de ces coefficients permet de calculer les coordonnées (x', y') des pixels de l'image circulaire, à partir des coordonnées (x, y) des pixels de l'image déformée à l'aide des formules suivantes [121].

$$\begin{cases} x' = \frac{h_{11}x + h_{12}y + h_{13}}{h_{31}x + h_{32}y + 1} \\ y' = \frac{h_{21}x + h_{22}y + h_{23}}{h_{31}x + h_{32}y + 1} \end{cases} \quad (\text{II-1})$$

Il est possible, en connaissant la position de quatre points dans les deux référentiels de calculer la valeur des coefficients h_{ij} . Malheureusement, il n'existe sur une image elliptique aucun point de repère susceptible de servir de contrainte pour le calcul de ces coefficients. Pour remédier à cela, après une campagne, un contact est replacé devant la caméra avec le même angle de vue que lors des tirs de ladite campagne. Le contact est ensuite recouvert d'une feuille quadrillée qui permet de trouver des points de repère pour calculer les coefficients de la matrice (Figure II-10).

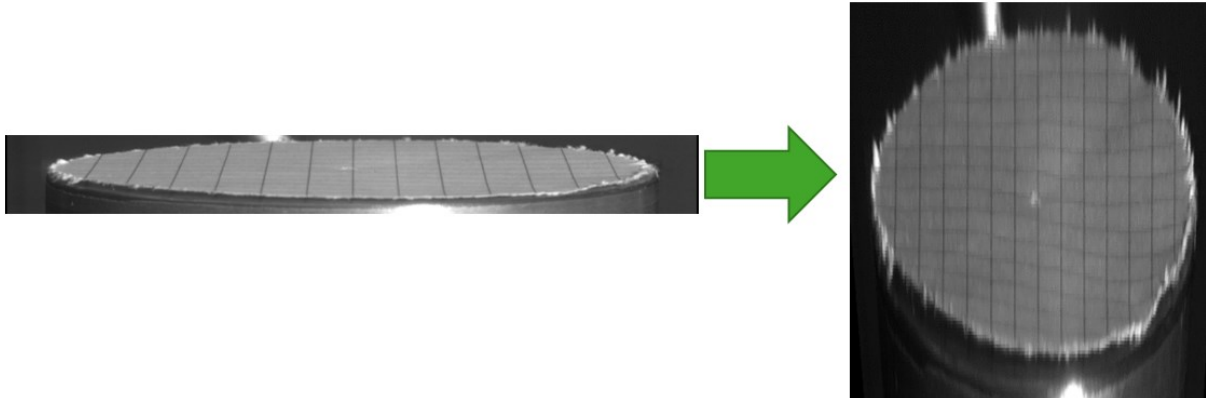


Figure II-10 : Transformation de l'image de la cathode.

La matrice de transformation est appliquée aux coordonnées de chaque spot, ainsi qu'aux coordonnées des points définissant le contour de la cathode sur l'image originale. Les paramètres de l'ellipse définissant le contour de l'électrode sont dans un premier temps approchés à l'aide d'un algorithme de minimisation (Levenberg-Marquadt) puis sont affinés manuellement en superposant l'ellipse du contour avec l'image originale. Le contour de la cathode obtenu après transformation, du fait des nombreuses sources d'erreur possibles, n'est pas un cercle parfait, mais une ellipse d'excentricité $e < 0,4$ (contre $e \sim 0,99$ avant la transformation). Une dernière correction est apportée, en circularisant l'ellipse, par le recalcul des coordonnées de ses points en imposant que leur distance au centre du cercle corresponde au demi petit axe de l'ellipse. De même, les coordonnées des spots sont modifiées pour que

leur distance au centre du cercle soit ramenée au demi petit axe de l'ellipse homothétique à celle décrivant le contour de la cathode et passant par ce spot.

II.6.3. Profil radial de la densité de courant cathodique

Afin d'évaluer la distribution de la densité de courant, un pavage de Voronoï de la surface de la cathode reconstruite, semblable à celui présenté sur la Figure II-11, est effectué autour des spots détectés. La densité de courant sur chaque pavé est supposée proportionnelle à l'inverse de la surface du pavé. Pour finir, un profil radial moyen de la densité de courant est calculé en faisant la moyenne azimutale des profils radiaux de la densité de courant calculés pour un grand nombre de positions angulaires (360). Le profil ainsi trouvé est ensuite normalisé pour faire correspondre son intégrale au courant I_{arc} mesuré à cet instant. Cependant, certaines surfaces, notamment celles qui correspondent à des spots ayant deux très proches voisins, sont très petites, si bien que les densités de courant qui leur sont associées s'avèrent extrêmement élevées. Ceci se traduit sur le profil radial de la densité de courant par la présence sporadique de pics très intenses. Pour corriger ce défaut, une moyenne harmonique, qui sous-estime l'importance de ces mesures extrêmes, a été préférée à une moyenne algébrique pour le calcul du profil radial moyen de la densité de courant.

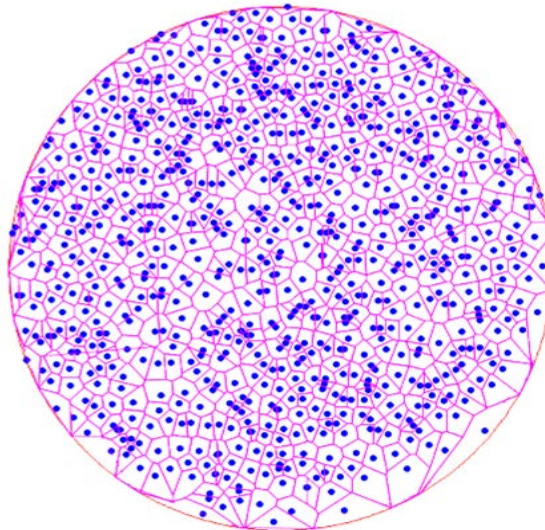


Figure II-11 : Exemple de pavage de Voronoï autour des spots détectés sur la Figure II-9.c.

Chapitre III. RESULTATS

EXPERIMENTAUX

En utilisant le dispositif décrit dans le Chapitre II, quatre campagnes d'essais statiques ont été réalisées. Tandis que la première campagne a été effectuée sans utiliser d'AMF, les trois campagnes suivantes ont été réalisées en présence d'un AMF. Au cours de ces différentes campagnes, 34 tirs ont été réalisés. Cependant, du fait des difficultés évoquées dans la section II.5.3, seuls 13 d'entre eux, présentés dans le Tableau III-1 se sont révélés être pleinement exploitables et seront utilisés dans cette étude. L'ensemble des mesures des intensités du courant et du champ magnétique présentées dans ce tableau et dans la suite du chapitre sont exprimées en termes d'amplitudes maximales. Au cours de ce chapitre, nous commencerons par présenter les paramètres opératoires des différents tirs exploitables. Une seconde section sera consacrée à l'aspect de la colonne d'arc. Nous nous intéresserons ensuite à la répartition des spots cathodiques et à la distribution de la densité de courant cathodique. Enfin, nous décrirons brièvement certains phénomènes anodiques observés en présence d'un AMF.

III.1. Expériences réalisées

La première campagne réalisée sans AMF a donné lieu à 11 tirs avec des distances inter-électrodes de 10, 20 et 40 mm. Cette campagne a malheureusement été l'objet de différents dysfonctionnements. L'enregistrement de la caméra ne s'est pas déclenché au moment voulu lors de la moitié des tirs. Par ailleurs, nous avons observé à plusieurs reprises une perte plus ou moins importante du confinement de l'arc dans l'espace inter-électrodes, sans qu'il ait été possible de quantifier les fuites de courant associées du fait de l'absence de mesure des courants I_{cuve} et I_{BT} lors de la première campagne. Seuls deux tirs, les tirs 1 et 2 du Tableau III-1, respectivement effectués avec des distances inter-électrodes de 10 et 20 mm, ont été retenus.

La deuxième campagne a donné lieu à 18 tirs avec un AMF dirigé vers la cathode d'intensité maximale allant de $\sim 80 mT$ sur l'axe de symétrie à $\sim 143 mT$ en périphérie de l'espace inter-électrodes. Des distances inter-électrodes de 10, 20 et 30 mm ont été utilisées. Les 6 tirs effectués à 10 mm se sont avérés inexploitables à la suite d'une remontée de pression au sein de la chambre à vide pendant le tir. En outre, 2 tirs à 30 mm ont été retirés de l'étude du fait d'importantes fuites de courant. En définitive, 10 tirs ont été retenus : les tirs 3 à 8 réalisés avec une distance inter-électrodes de 20 mm ainsi que les tirs 10 à 13 avec une distance inter-électrodes de 30 mm (cf. Tableau III-1).

Les campagnes 3 et 4 avaient été conçues pour étudier le comportement de l'arc pour de grandes distances inter-électrodes et à très fort courant ($> 40 kA$). Ces deux campagnes ont été marquées par une grande difficulté à amorcer l'arc. De plus, comme expliqué dans la sous-section II.5.3, la très forte intensité du courant injecté dans les bobines a provoqué des dommages importants, conduisant à l'interruption prématurée des campagnes. En définitive,

seuls 5 tirs ont été effectivement réalisés et un seul tir, le tir 9 du Tableau III-1 réalisé avec un AMF dirigé vers l'anode, s'est révélé être exploitable. Un tir considéré comme exploitable est un tir ayant donné lieu à l'amorçage d'un arc dont les intensités du courant et de l'AMF ont pu être enregistrées et dont l'évolution a été filmée à l'aide de la caméra rapide.

Tableau III-1 : Paramètres opératoires des tirs exploitables effectués pendant les campagnes statiques. T_{arc} désigne la durée de l'impulsion de courant injectée dans le circuit et U_{app} désigne la tension pic de cette même onde de courant (mesurée sur U_{amont}).

Tir	Camp.	L_{arc}	I_{arc}	I_{BT}	I_{cuve}	T_{arc}	U_{app}	B_{AMF} (centre)	B_{AMF} (bord)	$B_{AMF}I_{arc}$ (bord)
		mm	kA	kA	kA	ms	kV	mT	mT	mT/kA
1	1	10	1,6	??	??	9,5	20,2	0	0	0
2	1	20	17,4	??	??	9,5	23,6	0	0	0
3	2	20	4,9	4,9	0,0	6,2	18,0	-80	-143	29.2
4	2	20	17,2	17,3	0,7	13,7	18,0	-80	-143	8.3
5	2	20	25,7	29,0	3,6	11,8	18,7	-80	-143	5.6
6	2	20	26,7	28,7	2,2	9,9	18,7	-80	-143	5.4
7	2	20	31,1	32,8	2,7	10,8	18,7	-80	-143	4.6
8	2	20	36,3	37,2	3,1	11,7	18,8	-80	-143	3.9
9	4	20	43,3	46,5	4,2	10,9	38,2	151	269	6.2
10	2	30	8,9	8,9	0,0	10,9	18,7	-82	-146	16.1
11	2	30	13,0	13,0	3,9	10,9	18,2	-81	-144	11
12	2	30	18,0	18,1	0,4	10,9	18,2	-80	-143	7.9
13	2	30	24,9	26,6	0,6	10,9	18,2	-79	-141	5.7

III.2. Etude des régimes d'arc

III.2.1. En l'absence d'AMF

Le premier tir sans AMF (tir 1 du Tableau III-1) a été réalisé avec une distance inter-électrodes de 10mm et un courant d'intensité relativement faible ($I_{arc}=1,6kA$). Lors de ce tir, l'arc a conservé un aspect diffus pendant toute la durée du tir. Conformément aux observations présentées dans le chapitre bibliographique (cf. I.1.3.1), les spots apparaissent en groupe, puis se repoussent en formant une structure à peu près annulaire et disparaissent en atteignant le bord de la cathode (Figure III-1). Ce comportement est la conséquence des forces de répulsion mutuelle s'exerçant entre les spots.

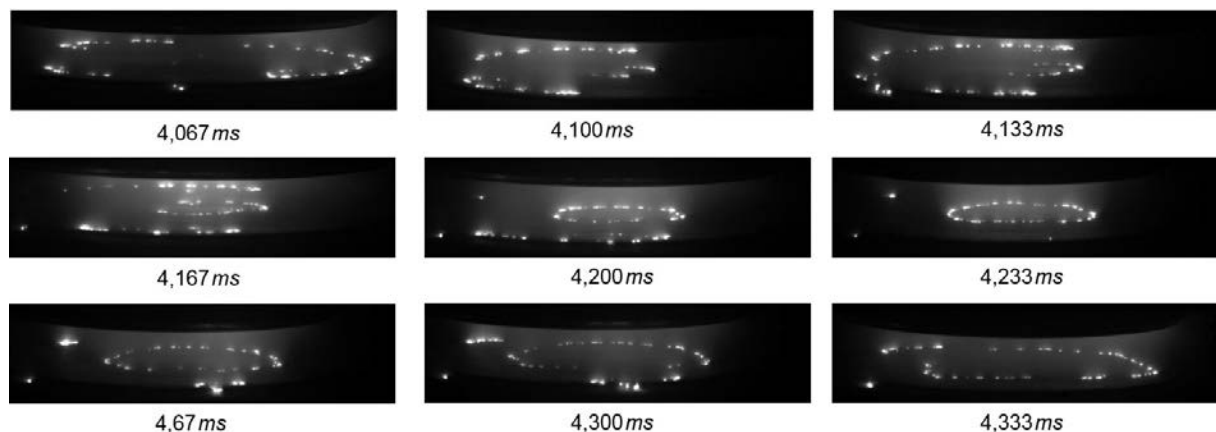


Figure III-1 : Diffusion des spots sur la cathode à faible courant et en l'absence d'AMF lors du tir 1. Les images présentées correspondent à un courant d'arc variant entre 1,2 et 1,4 kA. $L_{arc}=10\text{ mm}$. Temps de pose $T_p=4,63\text{ }\mu\text{s}$.

Le deuxième tir sans AMF (tir 2 du Tableau III-1) a été réalisé avec une distance inter-électrodes de 20 mm. Du fait de la forte intensité du courant ($I_{arc}=17,4\text{ kA}$), nous avons observé plusieurs régimes d'arc différents. Quatre plages de temps peuvent être distinguées.

- Jusqu'à 0,8 ms ($I_{arc} < 4,6\text{ kA}$), la colonne d'arc est diffuse. Les spots sont très mobiles et forment des groupes qui apparaissent et disparaissent de manière sporadique. Une tache lumineuse très mobile est présente sur l'anode. Cette tâche, visible sur le bord supérieur gauche de l'anode sur la Figure III-2.a, correspond probablement à un footpoint⁷.
- De 0,8 ms jusqu'à 1,8 ms, la tache lumineuse à l'anode se fige et gagne en intensité pour aboutir à la formation d'un spot anodique, tandis que les spots cathodiques se concentrent sous cette zone (Figure III-2.b).
- A 1,8 ms ($I_{arc}=9,0\text{ kA}$), la colonne d'arc se concentre brutalement et prend la forme d'une colonne très lumineuse qui s'élargit au fur et à mesure de l'augmentation de l'intensité du courant. Les spots cathodiques situés sous la colonne concentrée ne sont plus visibles et seul un petit nombre de spots subsiste ailleurs sur la surface cathodique (Figure III-2.c).
- A partir de 8,3 ms ($I_{arc}=7,4\text{ kA}$), l'arc retrouve un régime diffus, mais des volutes de plasma issues de l'anode subsistent un certain temps avant de se dissiper progressivement (Figure III-2.d). Ce type de régime d'arc correspond probablement au régime de « panache anodique » (« anode plume » en anglais) qui a été décrit récemment dans la littérature [122]. Ce régime se produit souvent à la suite d'un régime de spot anodique et a été observé principalement pour des contacts en CuCr25. En outre, durant cette dernière plage de temps, la cathode est émettrice d'une importante quantité de gouttelettes métalliques jusqu'à l'interruption totale de l'arc.

⁷ Le terme de « footpoint » désigne un phénomène d'activité anodique qui se différencie du « spot anodique » par une grande mobilité ainsi que par une intensité lumineuse et une érosion induite plus réduite [14].

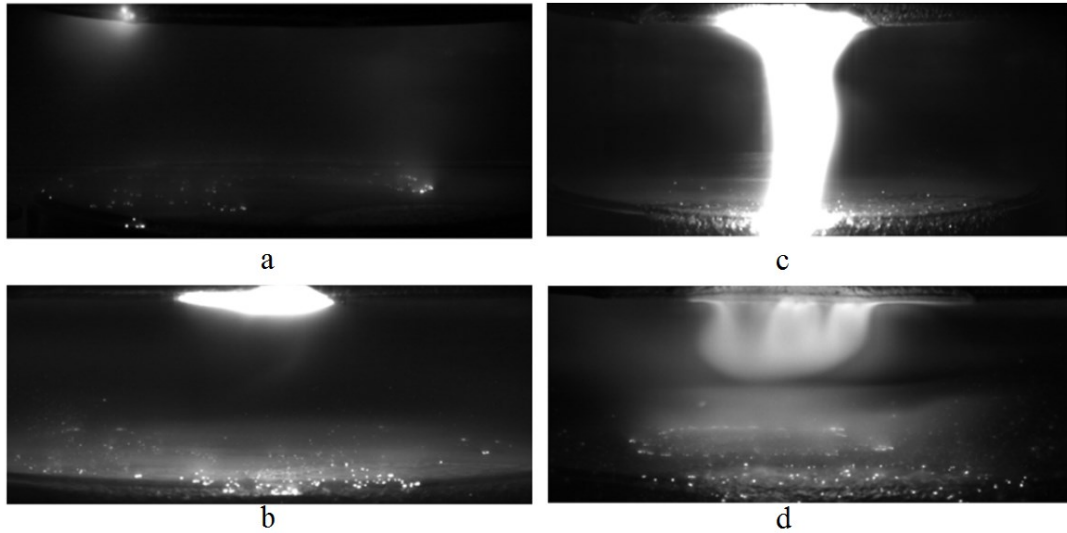


Figure III-2 : Images de l'arc au cours du tir 2 : (a) $I_{\text{arc}}=5 \text{ kA}$ et $t=0.6 \text{ ms}$, (b) $I_{\text{arc}}=7 \text{ kA}$ et $t=1.5 \text{ ms}$, (c) $I_{\text{arc}}=14 \text{ kA}$ et $t=3 \text{ ms}$, (d) $I_{\text{arc}}=5.5 \text{ kA}$ et $t=8.3 \text{ ms}$. $B_{\text{AMF}}=0 \text{ mT}$, $L_{\text{arc}}=20 \text{ mm}$ et $T_p=1 \mu\text{s}$.

Les signaux de la tension et de l'intensité du courant d'arc enregistrés lors du tir 2 sont présentés sur la Figure III-3. L'évolution de I_{arc} présente un profil légèrement irrégulier pendant la phase de hausse de l'intensité du courant, qui est la conséquence de l'existence de fuites de courant par les parois de l'enceinte. En outre, après l'interruption de l'arc ($t \sim 9.5 \text{ ms}$), le courant mesuré n'est pas nul et décroît suivant une loi exponentielle décroissante. Des études ultérieurement menées par SuperGrid ont permis de rattacher cette observation à un phénomène de décharge capacitive des pièces isolantes situées dans l'enceinte, la charge de ces pièces résultant des fuites de courant pendant la phase d'arc. Les signaux de tension enregistrés durant chacune des quatre plages de temps définies ci-dessus ont des allures très différentes. Lors de la première phase, le bruit de tension est extrêmement élevé ($>5 \text{ kV}$). Lors de la seconde phase, il chute fortement ($\sim 40 \text{ V}$), puis il remonte à quelques centaines de volts lors de la troisième phase associée à un arc concentré. Enfin, le bruit de tension retombe à 20 V lors de la quatrième phase.

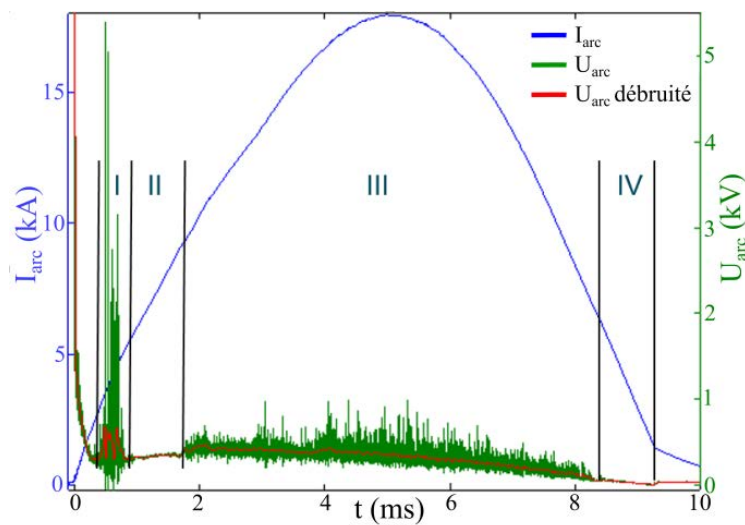


Figure III-3 : Signaux de tension et d'intensité du courant lors du tir 2. Découpage des signaux en quatre phases correspondant aux quatre régimes d'arc décrits sur la Figure III-2.

Les bruits haute-fréquence de tension mesurés durant les phases I et III sont bien plus élevés que ceux décrits dans la littérature [123, 124]. Cela s'explique peut-être par l'interaction entre le plasma et les écrans isolants utilisés dans notre dispositif [125]. Cette interaction se traduit par l'accumulation de charges statiques à la surface du diélectrique, à laquelle succèdent des décharges microsecondes.

Les observations faites sur la Figure III-2 sont en accord avec la description du déroulement de la transition entre les régimes diffus et concentré présentée dans le chapitre bibliographique (*cf. I.2.1.1*). Cette transition s'amorce par l'apparition d'un spot anodique, conduisant à une augmentation localisée de la densité de plasma à la surface de la cathode se traduisant par la concentration des spots. Du fait de la distance inter-électrodes élevée utilisée lors du tir 2, l'apparition du spot anodique lors de ce tir est sans doute principalement causée par le mécanisme de « pénurie d'ions », ce que semblent confirmer l'existence de fuites de courant ainsi que la présence d'un footpoint avant l'apparition du spot anodique. En effet, d'après Kong *et al.* [123], le phénomène de pénurie d'ions aura tendance à produire d'abord un footpoint tandis que le mécanisme lié aux effets magnétohydrodynamiques conduit directement à l'apparition d'un spot anodique.

III.2.2. En présence d'un AMF

III.2.2.1. Distance inter-électrodes de 20 mm

En présence d'un AMF, l'arc présente un comportement sensiblement différent de celui en l'absence d'AMF décrit ci-dessus. Lors des 7 tirs réalisés avec une distance inter-électrodes de 20 mm, nous avons observé que la colonne d'arc peut évoluer de deux manières différentes. Nous décrivons dans la suite ces deux comportements en prenant pour exemple les tirs 5 et 8. Pour ce faire, nous nous appuyons sur les Figures III-4 et III-5, qui présentent pour ces deux tirs respectivement les mesures au cours du temps des différentes intensités de courant mesurées, de la tension d'arc, de l'intensité de l'AMF et de la luminosité globale de l'arc. Ce dernier paramètre est calculé en sommant sur chaque image vidéo la luminosité des pixels de l'image contenus dans un rectangle compris entre le bord inférieur de l'électrode supérieure et le bord supérieur de l'électrode inférieure de manière à ne prendre en compte ni les spots cathodiques, ni la surface latérale de l'anode.

L'observation de la Figure III-4 permet de mettre en évidence lors des deux tirs une différence notable entre le courant I_{BT} et le courant I_{arc} (cette différence étant à peu près égale au courant I_{cuve}), principalement au cours de la phase d'augmentation du courant de l'arc. Cela est le signe de fuites de courant significatives, liées à l'établissement de spots sur les parois intérieures de l'enceinte. Ce comportement se retrouve lors de la quasi-totalité des tirs et est sans doute pour partie la conséquence de la répartition des spots en périphérie de la cathode lors des premiers instants suivants l'amorçage de l'arc. Cette répartition est susceptible d'engendrer d'importantes fuites de plasma hors de l'espace inter-électrodes qui pourraient faciliter l'apparition de spots sur l'enceinte. Contrairement aux observations faites sur la Figure III-3, l'évolution de U_{arc} sur la Figure III-4 est caractérisée par un pic initial de tension durant environs 1 ms. Ce pic n'excède pas quelques dizaines volts. A ce pic de tension,

succède une évolution régulière très peu bruitée de la tension, qui est avant tout influencée par l'impédance des traversées de courant de la maquette.

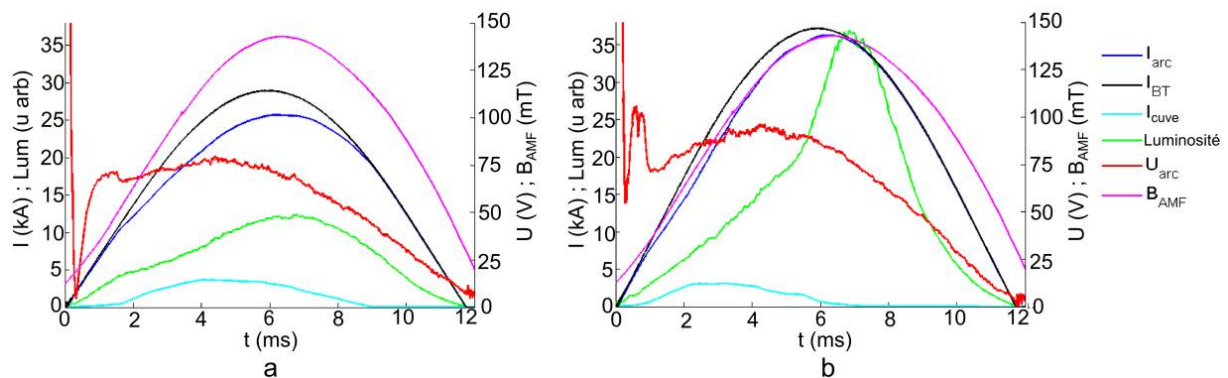


Figure III-4 : Evolutions au cours du temps de I_{arc} , I_{BT} , I_{cuve} , U_{arc} , B_{AMF} en bordure de l'espace inter-électrodes et de la luminosité globale de l'arc lors des tirs (a) 5 et (b) 8.

Comme le montre la Figure III-5.a, immédiatement après l'amorçage de l'arc, les spots cathodiques sont localisés à la périphérie de la cathode et occupent seulement une fraction de la circonférence de la cathode. Entre 1 et 6 ms, la zone occupée par les spots s'étend vers le centre de la cathode. Au pic de courant, la surface de la cathode est presque totalement recouverte de spots. Les jets de plasma émis par les spots sont clairement discernables au voisinage de la cathode. Entre 7 et 11 ms, pendant la phase de diminution du courant, la densité de plasma dans la colonne d'arc diminue progressivement et la luminosité de l'arc décroît. En outre à partir de 10 ms, les jets de plasma sont de nouveau visibles jusqu'au voisinage de l'anode.

Comme le montre la Figure III-5.b, l'évolution de l'apparence de l'arc à plus fort courant est significativement différente. Jusqu'à 3 ms, le développement de l'arc reste similaire à celui observé sur la Figure III-5.a. A partir de 4 ms, une colonne de plasma relativement lumineuse peut être distinguée à peu près au centre de l'espace inter-électrodes. Jusqu'aux environs du pic de courant, le diamètre et la luminosité de la colonne tendent à augmenter. L'arc se présente ainsi sous la forme d'une colonne centrale lumineuse entourée d'un halo de plasma diffus plus sombre, ce qui correspond à la description faite dans le chapitre bibliographique (cf. I.2.1.2.2.) d'un arc diffus colonnaire. Au voisinage de la cathode, les jets de plasma ont une forte inclinaison azimuthale et se mélangent très rapidement. A 8 ms, la colonne centrale voit sa luminosité décliner rapidement tout en conservant un rayon constant. A partir de 9 ms, l'arc est de nouveau complètement diffus et son évolution s'apparente alors à celle décrite pour le tir 5.

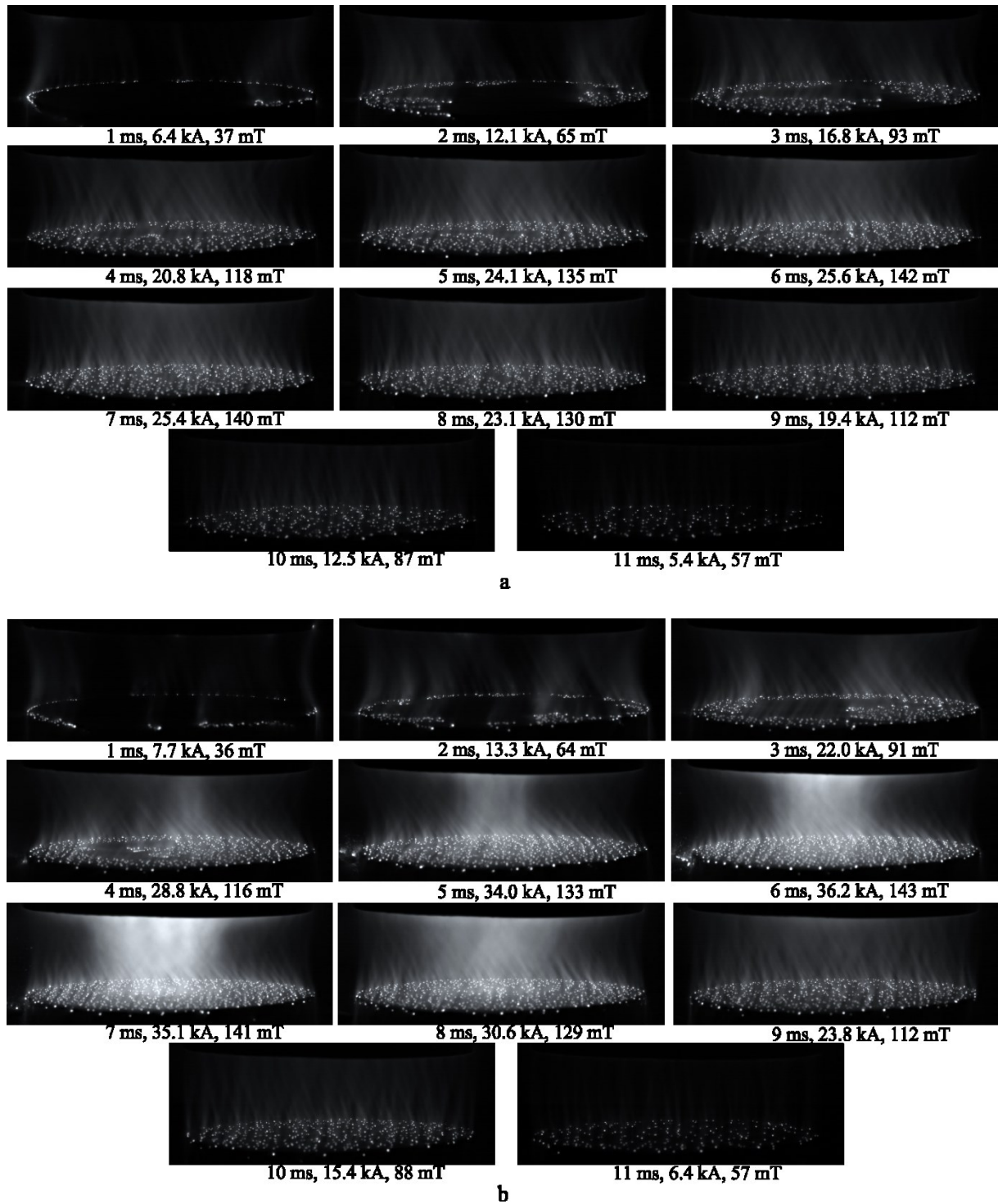


Figure III-5 : Images de l'arc pendant les tirs (a) 5 avec $I_{arc}=25,7\text{ kA}$ et $B_{AMF}=143\text{ mT}$ et (b) 8 avec $I_{arc}=36,3\text{ kA}$ et $B_{AMF}=143\text{ mT}$. $L_{arc}=20\text{ mm}$ et $T_p=369\text{ ns}$.

La Figure III-6 présente des images de l'apparence de l'arc au pic de courant pour l'ensemble des tirs réalisés avec $L_{arc}=20\text{ mm}$. Trois régimes d'arc différents peuvent être observés. A faible courant ($4,9\text{ kA}$, cf. Figure III-6.a), l'arc fonctionne en régime d'arcs multiples. L'arc est composé d'un ensemble de jets de plasma qui atteignent l'anode sans se mélanger. Pour des courants intermédiaires compris entre $17,2\text{ kA}$ et $31,1\text{ kA}$ (Figure III-6.b-e), l'arc est diffus. Avec l'augmentation du courant, le mélange des jets de plasma tend à s'opérer plus près de la cathode. Les jets de plasma ont de plus une inclinaison azimutale orientée dans le sens

antihoraire et qui tend à s'accroître avec le courant. Enfin, pour un courant de 36,3 kA (Figure III-6.f), l'arc adopte un régime diffus colonnaire. Il est à noter que l'arc reste diffus lors du tir 9 bien que le courant d'arc lors de ce tir (43,3 kA) soit supérieur à celui du tir 8 (36,3 kA) caractérisé par un régime diffus colonnaire (cf. I.2.1.1.2). Cela vient de la plus forte intensité de l'AMF utilisée lors du tir 9. En outre, il est intéressant de remarquer que l'inclinaison des jets de plasma lors du tir 9 est, contrairement aux autres tirs, orientée dans le sens horaire.

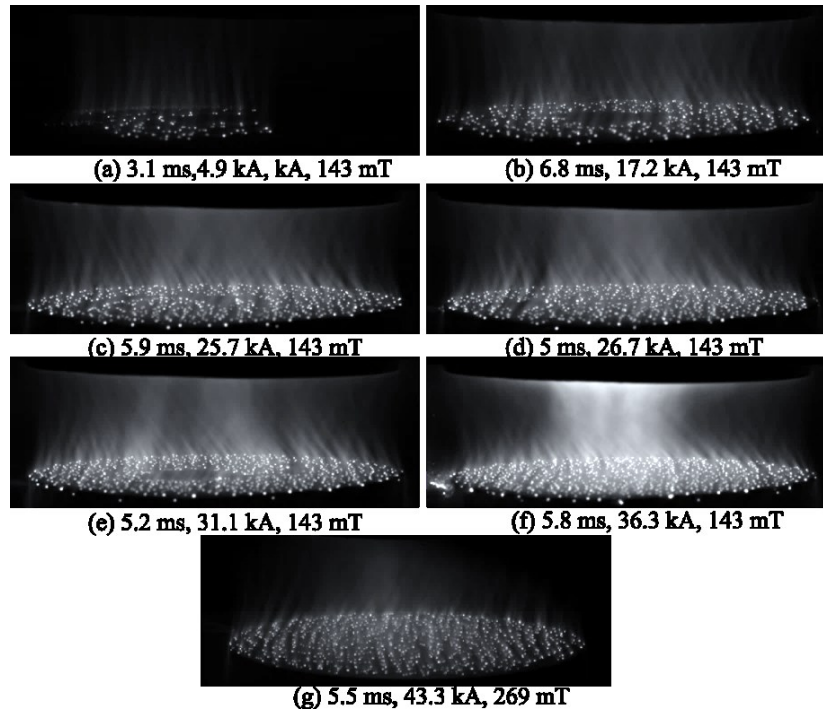


Figure III-6 : Images de l'arc au pic de courant pour les tirs (a) 3, (b) 4, (c) 5, (d) 6, (e) 7, (f) 8 et (g) 9. $L_{arc}=20\text{ mm}$ et $T_p=369\text{ ns}$.

Enfin, une étude de la luminosité globale de l'arc a été effectuée au moment du pic de courant sur les tirs 3 – 8. Comme le montre la Figure III-7, tant que l'arc reste diffus, la luminosité globale de l'arc au pic de courant augmente linéairement avec I_{arc} . En revanche, lorsque l'arc devient diffus colonnaire, la luminosité augmente brutalement (de 115 % par rapport à la valeur prévue par la loi de régression linéaire déterminée dans le cas du régime diffus). L'évolution linéaire de la luminosité de l'arc avec l'intensité du courant en régime diffus et sa forte hausse en régime diffus colonnaire ont déjà été décrites par Taylor [126].

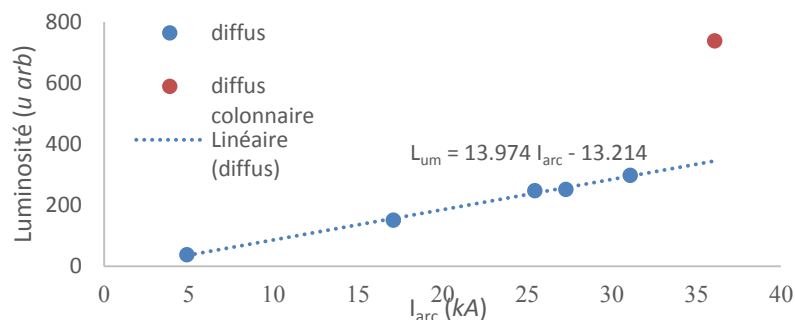


Figure III-7: Luminosité globale de l'arc au pic de courant lors des tirs réalisés avec $L_{arc}=20\text{ mm}$ en fonction du courant d'arc.

III.2.2.2. Distance inter-électrodes de 30 mm

Les quatre tirs réalisés avec une distance inter-électrodes de 30 mm couvrent une plage de courant allant de 8,9 kA à 24,9 kA et ont été effectués sous un AMF d'environ 143 mT. Durant ces quatre tirs, le seul régime d'arc observé est le régime diffus (Figure III-8). Nous avons observé en outre que la colonne d'arc est composée de jets de plasma qui sont orientés dans le même sens que lors des tirs à 20 mm de la campagne 2 présentés sur la Figure III-6. La colonne d'arc semble par contre plus homogène au voisinage de l'anode à 30 mm qu'à 20 mm. Cette dernière observation s'explique probablement par le fait que les jets de plasma ont plus de temps pour se mélanger au cours de leur transit dans l'espace inter-électrodes.

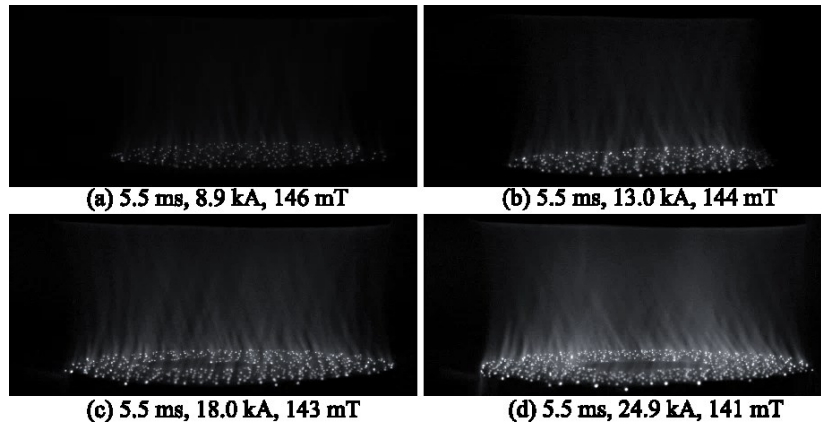


Figure III-8 : Images de l'arc au pic de courant pour les tirs (a) 10, (b) 11, (c) 12 et (d) 13. $L_{arc}=30\text{ mm}$ et $T_p=369\text{ ns}$.

La luminosité globale de l'arc évolue, comme dans la section précédente, linéairement avec la hausse du courant (Figure III-9). Cette linéarité de la luminosité de l'arc en régime diffus est conforme aux observations de Taylor [126].

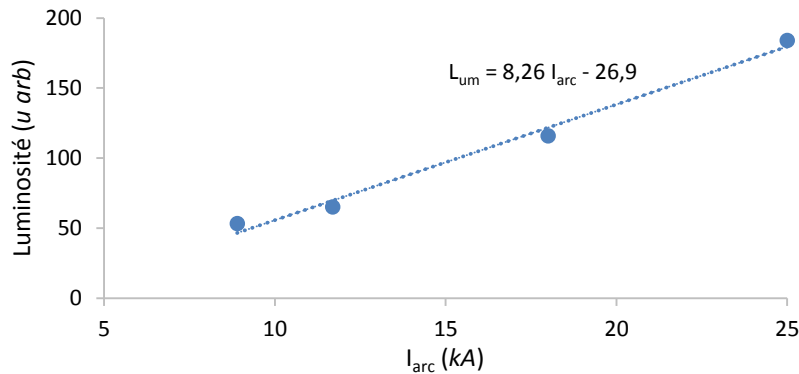


Figure III-9 : Evolution de la luminosité globale de l'arc au pic de courant en fonction du courant d'arc pour les tirs 10 – 13 avec $L_{arc}=30\text{ mm}$.

III.2.2.3. Discussion

La Figure III-10 représente l'évolution du régime de fonctionnement de l'arc en fonction des valeurs instantanées des intensités du courant d'arc et de l'AMF lors des tirs 7 – 9. Il s'agit des tirs effectués avec une distance inter-électrodes de 20 mm pour lesquels les plus fortes intensités de courant ont été utilisées. Lors de la phase d'augmentation du courant pendant le

tir 8, la transition du régime diffus vers le régime diffus colonnaire se produit pour un courant de $27,9\text{ kA}$ et un AMF de 111 mT , tandis que la transition inverse du régime diffus colonnaire vers le régime diffus lors de la décroissance du courant s'effectue pour un courant de $29,5\text{ kA}$ et un AMF de 127 mT . En supposant que le seuil de courant associé à cette transition varie linéairement avec l'intensité de l'AMF, la loi de régression suivante peut être obtenue : $I_{trans} = 0,1 [\text{kA.mT}^{-1}] B_{AMF} + 17 [\text{kA}]$. Ainsi pour un AMF de 100 mT : $I_{trans} = 27\text{ kA}$. Pour cette même intensité d'AMF et pour une distance de 10 mm et des contacts de diamètre 55 mm , Schade *et* Shmelev [58] donnent $I_{trans} \sim 29\text{ kA}$, ce qui est relativement proche. Précisons que la première transition (diffus vers diffus colonnaire) s'effectue alors que les spots n'occupent pas encore la totalité de la surface de la cathode, ce qui pourrait influencer sur l'instant précis du changement de régime.

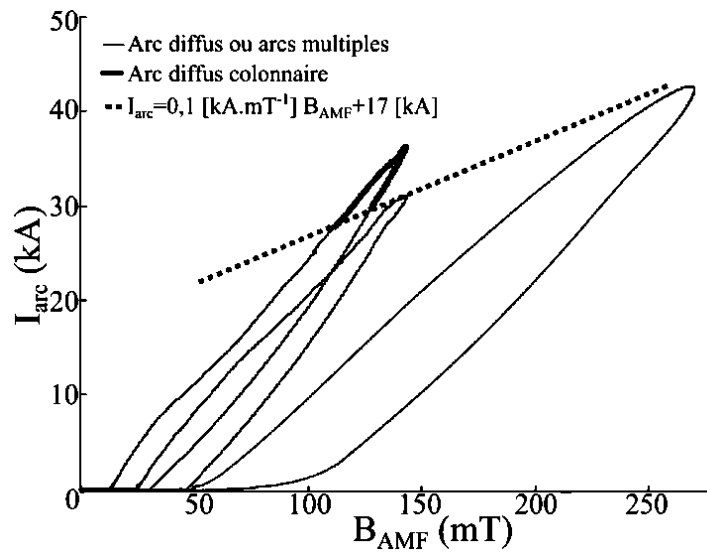


Figure III-10 : Régimes d'arc en fonction des intensités instantanées de l'AMF et du courant d'arc pour les tirs 7-9 ($L_{arc} = 20\text{ mm}$).

Sur les Figures III-6 et III-8, nous avons observé une inclinaison azimutale des jets de plasma émis par les spots, orientée différemment selon que l'AMF est dirigé vers l'anode (cas des tirs 3-8 et 10-13) ou vers la cathode (cas du tir 9). Comme discuté par Jia *et al.* [127], la direction des jets est contrôlée par celle du champ magnétique global résultant de la superposition de l'AMF et du champ magnétique azimutal auto-induit par l'arc. L'inclinaison du champ magnétique global selon la direction de l'AMF est illustrée sur la Figure III-11. Les inclinaisons des jets observées sur les Figures III-6 et III-8 sont cohérentes avec les inclinaisons du champ magnétique global montrées sur la Figure III-11. Par ailleurs, l'augmentation de l'inclinaison des jets observée avec la hausse de l'intensité du courant s'explique par l'augmentation de l'intensité du champ magnétique induit, provoquant une inclinaison plus prononcée du champ magnétique global.

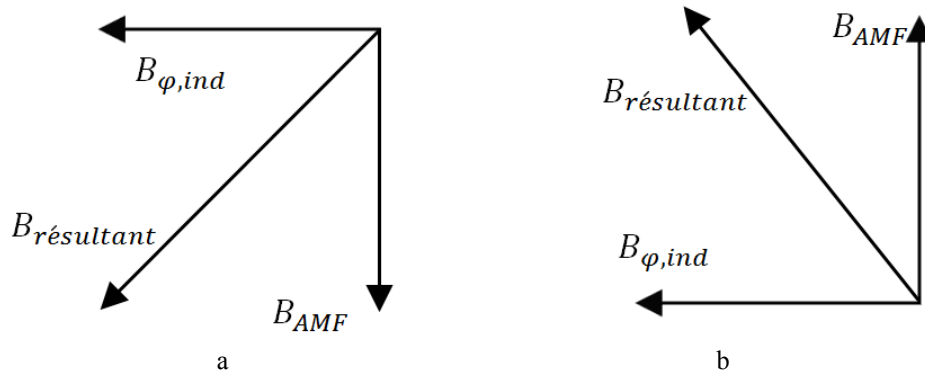


Figure III-11 : Résultante du champ magnétique induit par le courant de l'arc et de l'AMF en face avant de la cathode (a) tirs 3-8 et 10-13 ; (b) tir 9.

III.3. Dynamique et répartition des spots cathodiques soumis à un AMF

III.3.1. Observations sur la dynamique des spots

Dans nos expériences, les spots apparaissent en premier lieu sur la surface latérale de la cathode à cause du système d'amorçage latéral (Figure III-12 à $0\mu s$). Ces spots tournent très rapidement autour de la cathode. Après un temps plus ou moins long n'excédant pas quelques dizaines de μs , certains spots atteignent la surface supérieure de la cathode (Figure III-12 à $200\mu s$) et deviennent quasiment immobiles. Lors de la majorité des tirs, quelques spots latéraux subsistent encore pendant quelques centaines de μs et continuent de tourner rapidement, provoquant l'apparition de nouveaux spots sur une plus large section de la circonférence de la cathode (de $400\mu s$ à $600\mu s$ sur la Figure III-12). A partir de $800\mu s$, les spots latéraux sont repoussés vers le bas de la surface latérale de la cathode et disparaissent rapidement du champ de vision de la caméra.

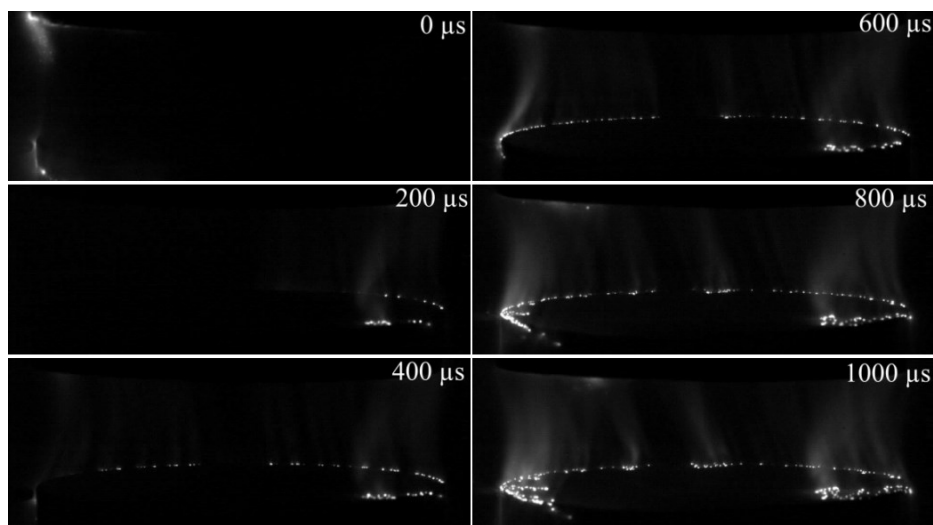


Figure III-12 : Images de l'arc toutes les $200\mu s$ consécutivement à l'amorçage de l'arc lors du tir 5. $T_p=369 ns$.

Le phénomène de rotation des spots latéraux s'explique par le fait qu'au moment de l'amorçage de l'arc un AMF de $\sim 20 mT$ est déjà présent au niveau de la périphérie de la cathode (cf. Figure II-5). Les spots sur la surface latérale ressentent cet AMF comme un champ transverse, qui leur confère un mouvement rétrograde les faisant tourner autour de la cathode. Avec l'augmentation du courant d'arc et donc du nombre de spots, les effets répulsifs entre spots deviennent plus importants, contribuant à repousser les spots latéraux vers le bas de la surface latérale du contact.

Par la suite, les spots diffusent vers le centre de la cathode à partir des zones sur lesquelles ils sont apparus lors de la phase précédente (Figure III-13). À cette diffusion s'ajoute un mouvement global de rotation des spots autour du centre de la cathode. Ce dernier mouvement ralentit, puis finit par s'interrompre lorsque le courant devient très faible. Cette rotation est orientée dans le sens antihoraire lors des tirs 3 – 8 et 10 – 13 et dans le sens horaire lors du tir 9, ce qui est cohérent avec le sens de la déviation Robson induite par l'orientation de l'AMF décrite au paragraphe I.1.2.3.

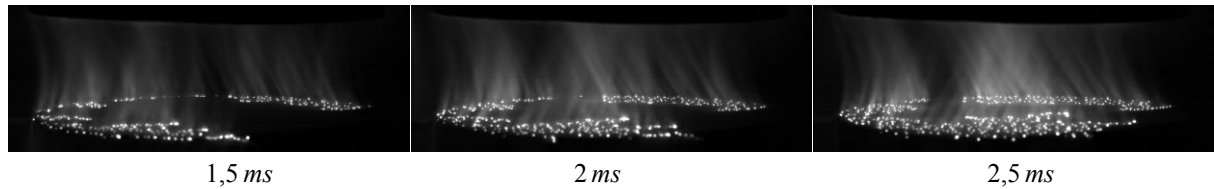


Figure III-13 : Diffusion des spots vers le centre de la cathode lors du tir 5. $T_p = 369 ns$.

III.3.2. Répartition des spots cathodiques et profil radial de la densité de courant cathodique

III.3.2.1. Cartographie de la répartition des spots cathodiques

La Figure III-14 présente les différents types d'évolution temporelle de la distribution des spots déterminés par traitement des images vidéo. Nous avons choisi de présenter les résultats sans faire de distinction entre les distances de 20 mm et 30 mm, car il s'avère que la distance inter-électrodes (dans cette plage de valeurs) n'a pas d'influence sur les résultats.

A faible courant ($< 13 kA$), comme le montre la distribution des spots du tir 3 présentée sur la Figure III-14.a (aussi représentative de la distribution des spots lors des tirs 10 et 11), les SCs forment un groupe compact n'occupant qu'une faible section de la cathode. La surface occupée par les spots croît pendant la phase de hausse du courant, mais au moment du pic d'intensité, les SCs n'occupent jamais la totalité de la surface supérieure de la cathode. Lors de la phase de baisse du courant, les contours de la surface occupée par les spots restent assez stables, la densité de spots y diminuant de manière relativement uniforme.

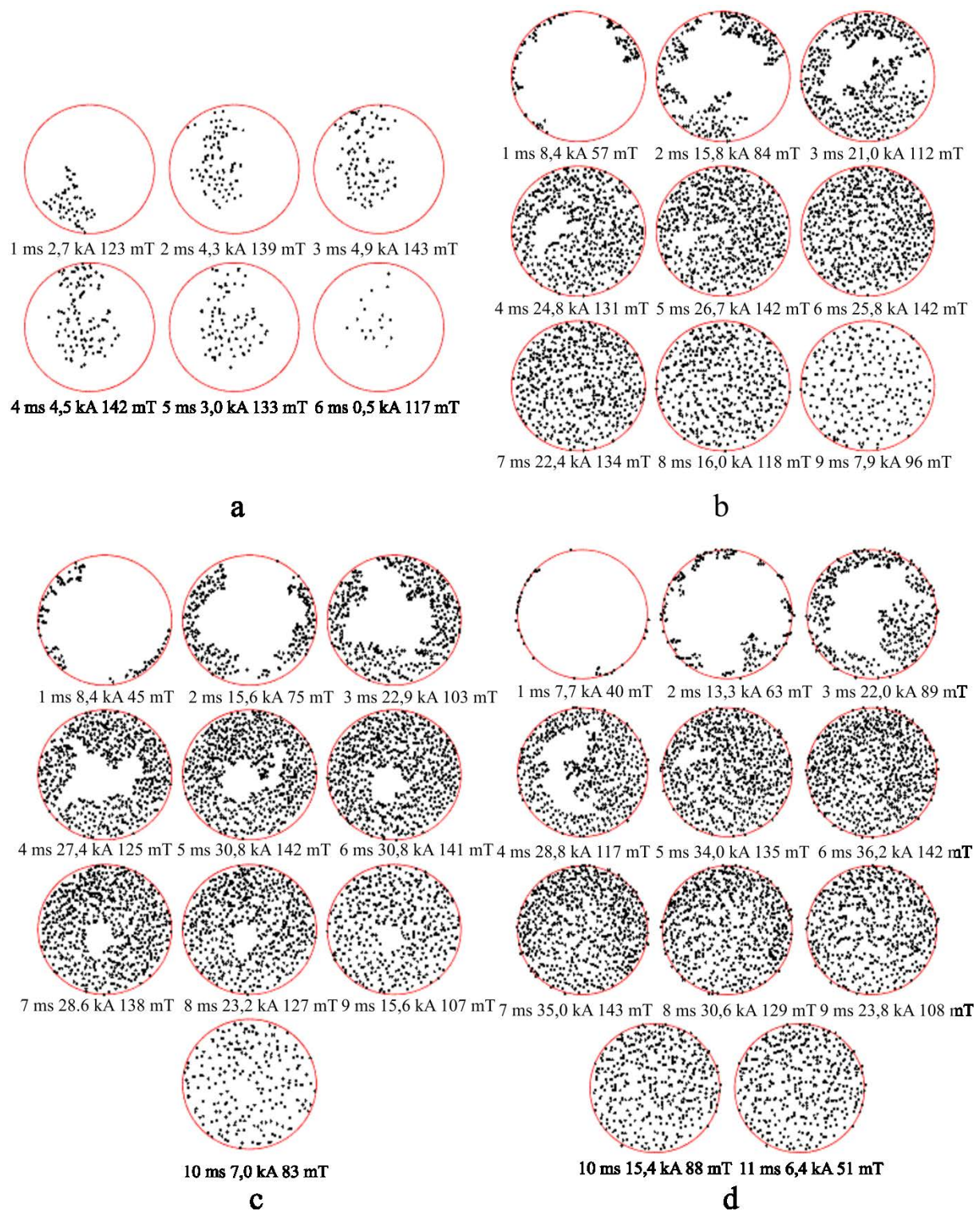


Figure III-14 : Evolution de la distribution des spots cathodiques toute les millisecondes lors des tirs (a) 3, (b) 6, (c) 7 et (d) 8.

Pour des valeurs de courant intermédiaires (entre 17 et 32 kA), deux types d'évolution de la distribution des spots ont été observés :

- Le premier type d'évolution a été observé lors du tir 6 (Figure III-14.b) et lors du tir 5. A $t=1\text{ ms}$, une fine bande de spots cathodiques occupe une large section de la périphérie de la cathode. Ensuite, les spots diffusent à la fois vers les zones inoccupées

de la périphérie de la cathode et vers le centre de cette dernière. Ceci conduit à une distribution de spots occupant la totalité de la circonférence de la cathode, au sein de laquelle subsiste une zone vide, décentrée par rapport à l'axe de symétrie de la cathode. Au moment du pic de courant, les SCs recouvrent la totalité de la cathode.

- Le second type d'évolution a été observé lors du tir 7 (Figure III-14.c) ainsi que lors des tirs 4, 10 et 11. La distribution des spots au bout de 1 ms est très similaire à celle observée sur la Figure III-14.b. Une diffusion progressive des spots le long de la circonférence et vers le centre de la cathode est à nouveau observable, conduisant à l'apparition d'une zone vide de spots à l'intérieur de la distribution (cette zone étant cette fois-ci relativement centrée par rapport à l'axe de symétrie de la cathode). Contrairement au cas de la Figure III-14.b, bien que l'aire de la zone vide se réduise avec l'augmentation du courant, cette zone vide reste présente jusqu'à l'extinction de l'arc.

Comme le montre la Figure III-14 et comme cela est confirmé par les observations faites à partir des autres expériences du Tableau III-1, il semble que l'évolution de la zone vide de spots dépende de sa position par rapport à l'axe de symétrie de la cathode. La zone vide disparaît dans le cas d'une position décentrée, alors qu'elle reste présente jusqu'à l'extinction de l'arc dans le cas d'une position relativement centrée.

A fort courant ($>36\text{ kA}$, c'est-à-dire lors des tirs 8 et 9), comme le montre la Figure III-14.d, les spots occupent rapidement une large section de la circonférence de la cathode. La diffusion des SCs conduit encore à l'apparition d'une zone vide de spots incluse dans la distribution des spots, mais cette zone vide disparaît avant le pic d'intensité du courant. Les spots situés au voisinage de l'axe de symétrie semblent alors former une structure filamenteuse.

Dans tous les cas, lors de la phase de diminution du courant, la disparition des spots semble se produire de manière uniforme sur toute la surface de la cathode.

III.3.2.2. Courant moyen porté par un spot cathodique

Ayant détecté l'ensemble des spots présents sur la cathode, il est possible d'estimer le courant moyen porté par chaque spot (I_{spot}) en calculant le rapport de l'intensité totale du courant I_{arc} sur le nombre de spots détectés sur une image (Figure III-15). Lors des premières millisecondes, le calcul de I_{spot} donne pour la plupart des tirs des valeurs anormalement élevées, parfois supérieures à 100 A . Après une baisse rapide qui s'achève entre 2 ms et 4 ms , les valeurs de I_{spot} présentent durant une seconde phase un plateau et/ou une baisse assez lente avec des fortes dispersions d'un tir à l'autre. I_{spot} est compris entre 40 A et 52 A pour les tirs à 20 mm et entre 36 A et 45 A pour les tirs à 30 mm . Notons que les valeurs de I_{spot} pour les tirs à 30 mm semblent légèrement plus faibles que celles lors des tirs à 20 mm . Au cours de la dernière milliseconde avant l'extinction de l'arc, le courant moyen émis par un spot est en moyenne sur l'ensemble des tirs égal à 36 A (aussi bien pour 20 mm que 30 mm).

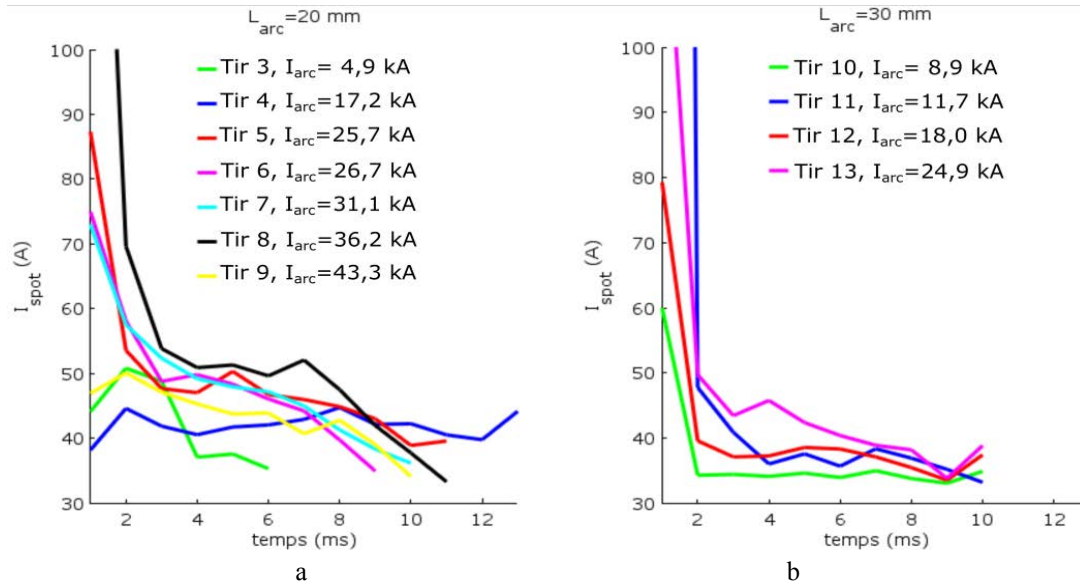


Figure III-15 : Courant moyen par spot calculé au cours du temps lors des tirs avec
(a) $L_{arc} = 20 \text{ mm}$, (b) $L_{arc} = 30 \text{ mm}$.

Les valeurs très élevées de I_{spot} immédiatement après l'amorçage de l'arc sont entachées d'erreur à cause de l'impossibilité pour notre procédure de traitement d'images de détecter l'ensemble des spots à cet instant. En effet, les spots sont alors majoritairement présents sur la surface latérale de la cathode, et donc non détectables. Afin d'expliquer la diminution lente de I_{spot} observée sur presque toutes les courbes après la phase de décroissance rapide, l'hypothèse suivante peut être avancée. Comme le suggère l'existence de fuites de courant mentionnée précédemment, il est possible qu'un nombre non négligeable de spots cathodiques soient présents sur les parois latérales de la cathode ou plus bas sur la traversée inférieure et ne soient pas comptabilisés par notre procédure. Nous avons vu précédemment qu'avec la baisse de l'intensité du courant, les fuites de plasma hors de l'espace inter-électrodes deviennent moins importantes. La proportion de spots non présents sur la surface supérieure de la cathode et non détectés irait donc en diminuant, ce qui pourrait expliquer la diminution apparente de I_{spot} . Ainsi, la valeur la plus réaliste du courant moyen par un spot correspond probablement à la valeur mesurée immédiatement avant l'interruption de l'arc, soit $I_{spot} \sim 36 \text{ A}$. L'explication avancée ci-dessus est au moins partiellement fondée, car la Figure III-5 illustre bien la présence de spots cathodiques situés sur la surface latérale de l'électrode. Cette explication n'est malgré tout pas entièrement satisfaisante, car elle implique qu'une part des spots comprise entre 10% et 30% n'est pas sur la surface supérieure de la cathode, ce qui semble très élevé.

Très peu de données expérimentales sur l'intensité portée par un spot établi sur une cathode en CuCr25 sont disponibles dans la littérature. Yu *et al.* [28] ont montré que l'intensité moyenne portée par un spot sur une cathode en CuCr25 dépendait de la taille des grains de chrome. Ils ont mesuré une intensité de $34 \pm 10 \text{ A}$ pour une taille de grains de $\sim 100 \text{ nm}$ et une intensité de $107 \pm 30 \text{ A}$ pour une taille de grains de $\sim 100 \mu\text{m}$. Nos plaquettes de CuCr25, fournies par l'entreprise Plansee, présentent des nodules de chrome de taille proche de $100 \mu\text{m}$ [128]. Notre mesure de l'intensité moyenne portée par un spot est donc trois fois plus faible

que celle de Yu *et al.* Il est toutefois possible que l'intensité mesurée par Yu *et al.* soit surestimée, du fait de la présence d'un chanfrein sur la cathode susceptible de masquer une partie des spots et de l'utilisation d'un temps de pose relativement élevé ($2\mu s$ au lieu de $369ns$ dans notre étude), pouvant avoir pour conséquence que des spots trop proches les uns des autres soient indiscernables. Dans le cadre d'une étude expérimentale relative à l'expansion des spots à la surface de la cathode immédiatement après l'amorçage de l'arc, Song *et al.* [53] ont présenté une carte de la répartition spots sur une cathode de CuCr25. La taille des grains de chrome, si elle n'est pas précisée, est sans doute de l'ordre de $100\mu m$, l'obtention de grains de chrome de taille micrométrique demandant des traitements spécifiques. Sur la figure présentée par ces auteurs, nous avons pu dénombrer 108 spots et l'intensité du courant d'arc est de $3,72 kA$, ce qui permet d'obtenir un courant moyen par spot de $34,4 A$ qui s'approche beaucoup de notre propre estimation.

III.3.2.3. Profil radial de la densité de courant

A partir des cartes de répartition des spots présentées précédemment et en utilisant la méthode de calcul décrite dans la sous-section II.6.3, nous avons calculé le profil radial moyen de la densité de courant émise à la surface de la cathode. Du fait de la procédure de pavage de la surface de la cathode utilisée dans notre méthode de calcul, une zone vide de spots au centre de la cathode ne se traduira pas nécessairement par une densité de courant rigoureusement nulle. Elle pourra se manifester par de faibles densités de courant devant le reste du profil. Par ailleurs, le profil de densité de courant est de manière générale peu fiable au centre de l'électrode, car il est le résultat d'une moyenne réalisée sur un petit nombre de pavés.

Les profils radiaux de densité de courant présentés sur la Figure III-16 permettent de constater que la densité de courant cathodique tend naturellement à augmenter avec l'intensité du courant. Cependant, l'évolution temporelle de la forme du profil varie fortement d'un tir à l'autre, tirs qui peuvent être classifiés selon le courant d'arc suivant la même classification que celle adoptée pour les distributions de spots présentées au paragraphe III.3.2.1.

A faible courant, en dessous de $13 kA$ (cas des tirs 3, 10 et 11, cf. Figure III-16.a), la densité de courant décroît depuis le centre vers la périphérie de la cathode.

Lors des tirs réalisés avec des valeurs intermédiaires d'intensité du courant ($17 - 32 kA$), les deux types de distribution des spots décrits précédemment conduisent à deux types d'évolution du profil radial de la densité de courant :

- Lors des tirs 5 et 6 (Figure III-16.b), le profil radial de la densité de courant se présente initialement sous la forme d'un pic très marqué en périphérie et d'une valeur quasi nulle au centre de la cathode. Cela est la conséquence de la répartition des SCs en bordure de la cathode consécutive à l'amorçage de l'arc. Par la suite, le pic s'élargit et forme un plateau qui avance vers le centre de la cathode. Par ailleurs, pendant la phase de hausse de l'intensité du courant, la densité de courant dans la région du plateau évolue très peu au cours du temps. Au moment du pic de courant, quand les spots cathodiques ont atteint le centre de la cathode, la densité de courant est à peu près uniforme sur l'ensemble de la surface de la cathode et par la suite, cette densité de

courant tend à décroître de manière uniforme au fur et à mesure de la chute de l'intensité du courant.

- Lors des tirs 4, 7, 12 et 13, comme l'illustre la Figure III-16.c, l'évolution de la distribution des spots est très similaire à celles des tirs 5 et 6. Toutefois, du fait de la persistance d'une zone vide de spots au centre de la cathode, le plateau de densité de courant n'atteint jamais le centre de la cathode.

A fort courant ($>36\text{ kA}$, c'est-à-dire lors des tirs 8 et 9), comme illustré sur la Figure III-16.d, l'évolution du profil de la densité de courant cathodique est semblable à celle observée pour des courants intermédiaires, dans le cas où la zone vide de spots disparaît. Cependant, au moment du pic de courant, le profil de densité de courant semble moins uniforme que pour des courants intermédiaires. Au niveau du centre même de la cathode, la densité de courant varie très fortement d'un instant à l'autre pouvant devenir relativement faible ou très élevée. Cette forte variabilité s'explique par l'inhomogénéité de la distribution des spots observée sur la Figure III-14.d. En effet, la mobilité des spots, bien que limitée, peut conduire à ce que le centre de la cathode soit occupé, soit par un nœud de la structure filamenteaire de la distribution des spots, auquel cas la densité de courant est très élevée, soit par une zone vide de spots, auquel cas la densité de courant est plus faible. Après le pic de courant, le profil de densité de courant tend à devenir uniforme.

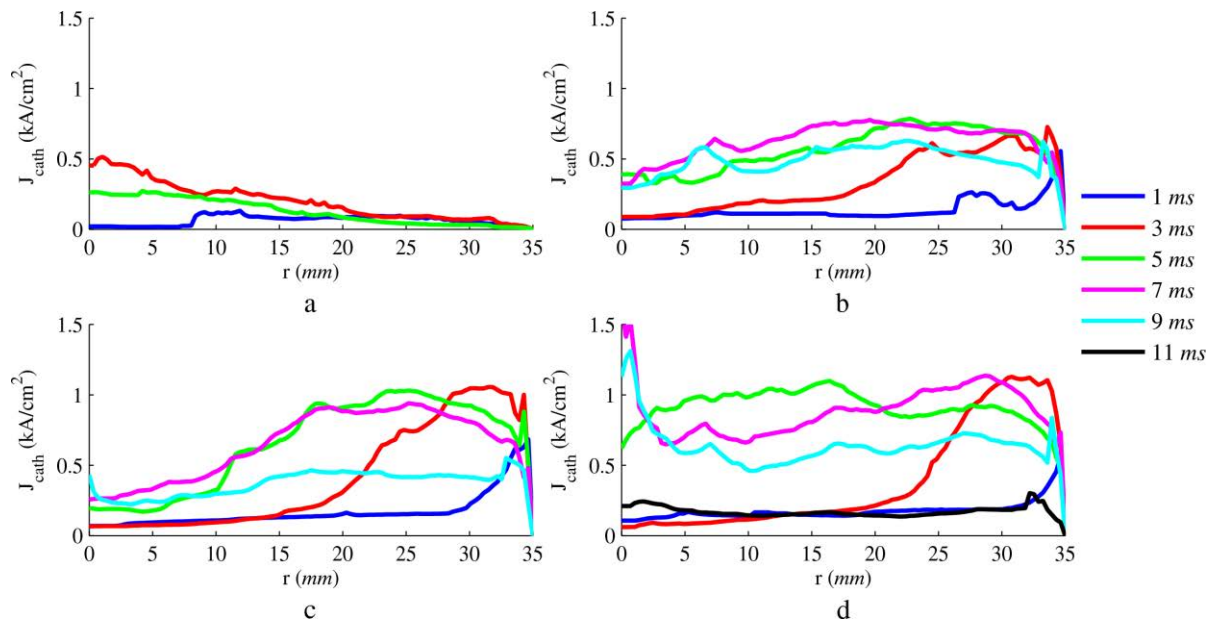


Figure III-16 : Profils radiaux de densité de courant toutes les 2 ms au cours des tirs (a) 3, (b) 5, (c) 7 et (d) 8.

En définitive, il ressort de l'étude des profils radiaux de densité de courant cathodique que la densité de courant reste à peu près uniforme sur la zone occupée par les spots pour des courants de faible intensité ou d'intensité intermédiaire et qu'elle tend à être plus élevée en périphérie de la cathode par rapport à son centre lorsque l'intensité du courant est très élevée. Ce dernier comportement pourrait être lié pour partie à la forme concave du profil de l'intensité de l'AMF lors de la plus grande partie de la durée de l'arc [57]. Il n'est néanmoins pas possible de discriminer entre les influences respectives du mécanisme d'amorçage de l'arc et du profil de l'AMF sur le profil de la densité de courant cathodique dans nos expériences.

III.3.2.4. Discussion

Afin d'expliquer les différentes distributions de spots observées dans la gamme de courant $17\text{ kA} - 32\text{ kA}$, nous avons cherché à estimer la direction du mouvement des spots induit par le champ magnétique ressenti par ces derniers.

Comme nous l'avons déjà évoqué dans la bibliographie (*cf. I.1.3.1*), les spots sont fortement influencés par la composante transverse du champ magnétique, qui imprime aux spots un mouvement rétrograde (dirigé vers $-\vec{J}_{spot} \wedge \vec{B}_{TMF}$). Il est possible, comme l'ont fait Jia *et al.* [129], en connaissant l'ensemble des coordonnées des spots ainsi que leur courant moyen, de calculer le champ magnétique transverse ressenti par un spot donné du fait des courants transitant par l'ensemble des autres spots. Le champ magnétique $\vec{B}_i(n)$ induit par un spot i sur un spot n est ainsi donné par la loi de Biot et Savart :

$$\vec{B}_i(n) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{(I_{spot} \vec{e}_z) \wedge \vec{r}_{i-n}}{\|\vec{r}_{i-n}\|^2} \quad (\text{III-1})$$

où $\vec{r}_{i-n}$ est le vecteur de déplacement depuis le spot i vers le spot n . Le champ magnétique transverse global ressenti par le spot n , $\vec{B}_{TMF}(n)$, s'exprime comme la somme des champs magnétiques produits par l'ensemble des autres spots. La direction du mouvement rétrograde du spot n peut alors être calculée à l'aide de l'équation :

$$-(I_{spot} \vec{e}_z) \wedge \sum_{i=1}^{N_{spot}} \vec{B}_i(n) = \frac{\mu_0}{2\pi} I_{spot}^2 \sum_{i=1}^{N_{spot}} \frac{\vec{r}_{i-n}}{\|\vec{r}_{i-n}\|^2} \quad (\text{III-2})$$

La direction ainsi obtenue doit être ensuite modifiée pour tenir compte de la déviation Robson $\varphi_r(n)$ induite par l'AMF :

$$\varphi_r(n) = \eta \operatorname{atan} \frac{B_{AMF}(r, t)}{B_{TMF}(n)} \quad (\text{III-3})$$

où η est une constante dépendant du matériau, prise égale ici à 0,8 d'après la référence [47].

Enfin, $B_{AMF}(r, t)$ est calculé à partir des mesures présentées sur la Figure II-5.

Cette procédure permet d'obtenir une carte de la direction du mouvement des spots. La Figure III-17 montre deux exemples de cartes calculées au voisinage du pic de courant pour deux tirs réalisés dans la gamme d'intensité de courant $17 - 32\text{ kA}$. Ces deux tirs correspondent à des distributions de spots marquées soit par une zone vide sur la cathode perdurant jusqu'à l'interruption de l'arc, soit par une cathode complètement occupée par les spots dès le pic de courant. Nous constatons dans tous les cas que le champ magnétique imprime aux spots, comme attendu, un mouvement spiral dirigé vers la périphérie du contact. Plusieurs différences notables sont observées :

- Sur la Figure III-17.a, la distribution des spots à 4 ms est caractérisée par l'existence d'une zone vide de spots, excentrée et de faible dimension. La majorité des spots situés à la périphérie de cette zone ont un mouvement qui n'est pas dirigé vers

l'intérieur de la zone vide, à l'exception d'un petit groupe de spots positionnés au voisinage du centre de la cathode. A 5 ms , la taille de la zone vide s'est fortement réduite. A 6 ms , la surface de la cathode est complètement occupée.

- Sur la Figure III-17.b, la zone vide de spots à 4 ms est centrée et plus étendue. Ses contours sont très irréguliers. Plusieurs groupes de spots ont un mouvement rétrograde dirigé vers l'intérieur de la zone vide, ce qui conduit 1 ms plus tard à une réduction considérable de la surface de la zone vide. Par la suite, très peu de spots ont un mouvement dirigé vers l'intérieur de la zone vide. La zone vide, bien que diminuant de taille, reste présente jusqu'à l'extinction de l'arc.

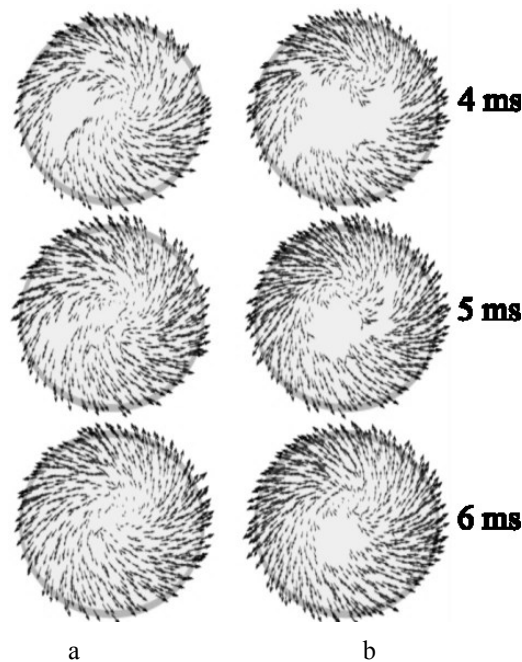


Figure III-17 : Direction du mouvement des spots induit par le champ magnétique lors des tirs
(a) 6 avec $I_{arc}=26,7\text{ kA}$ et (b) 7 avec $I_{arc}=31,1\text{ kA}$.

La Figure III-17 suggère ainsi que la persistance d'une zone vide à l'intérieur de la distribution de spots dans le cas où cette zone est centrée est liée à la direction du mouvement des spots qui ne favorise pas le peuplement de la zone vide. En revanche, une zone vide décentrée est rapidement comblée par des spots issus du centre de l'électrode.

III.4. Phénomènes anodiques

Comme nous l'avons indiqué plus haut, une deuxième caméra rapide a été utilisée lors des tirs des campagnes 2 et 4 pour visualiser l'anode. Cependant, lors de la campagne 2, la caméra n'a pas pu être positionnée de manière à observer la totalité de l'anode car le hublot de visualisation était partiellement obstrué par la présence de l'écran servant à protéger le système de pompage. Nous décrivons dans cette section quelques observations relatives au comportement de l'arc à l'anode.

III.4.1. Amorçage de l'arc

Au moment de l'amorçage, le comportement de l'arc à l'anode est marqué par des différences notables entre les tirs à faible et à fort courant. Pour des courants faibles ($I_{arc} < 25 \text{ kA}$), l'anode reste inerte. En revanche pour des courants élevés, l'amorçage est accompagné d'un jet de plasma lumineux d'une durée n'excédant pas la milliseconde au voisinage de l'anode (Figure III-18). Ce phénomène correspond probablement à la formation transitoire de footpoints. L'apparition de ces footpoints pourrait être liée à une pénurie d'ions au voisinage de l'anode [123], découlant des fuites de plasma hors de l'espace inter-électrodes induites par la présence de spots sur la paroi latérale et en périphérie de la cathode.

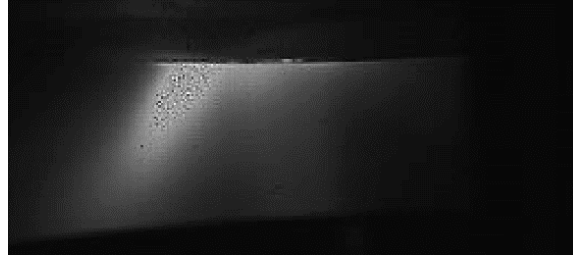


Figure III-18 : Image de l'anode lors de l'amorçage du tir 8 : $t=0,1 \text{ ms}$, $I_{arc} < 1 \text{ kA}$, $L_{arc}=20 \text{ mm}$, $B_{AMF} \sim 20 \text{ mT}$ et $T_p=1 \mu\text{s}$.

III.4.2. Au pic de courant

Lors des tirs de la campagne 2 réalisés avec une distance de 20 mm , nous avons observé à la surface de l'anode une constellation de taches de forte luminosité, principalement situées à la périphérie du contact (Figure III-19.a-b) et ce, quel que soit le courant d'arc, ce dernier ayant un impact sur le nombre de taches. Ces taches ne sont en revanche pas visibles lors des tirs réalisés avec une distance de 30 mm (Figure III-19.c).

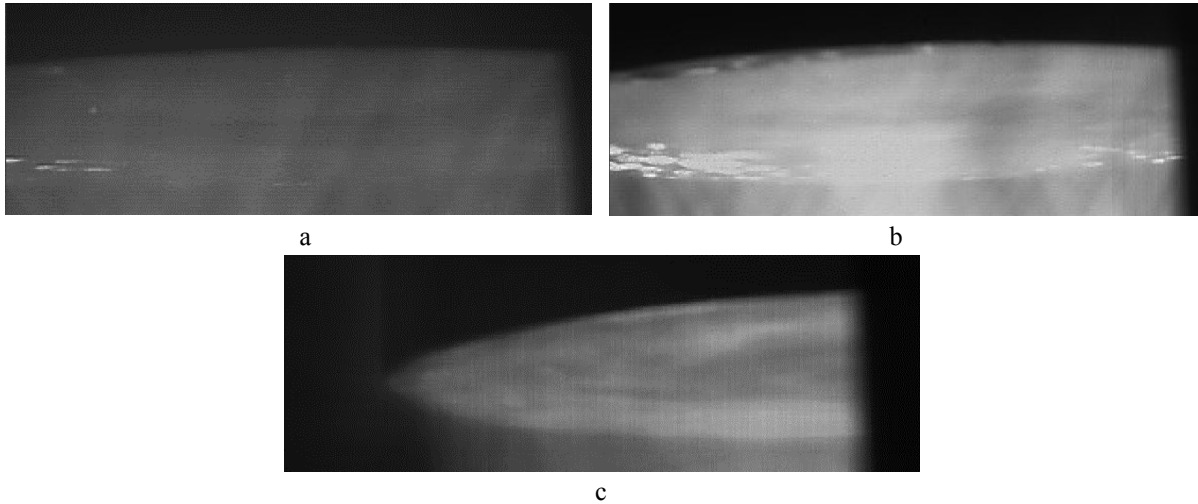


Figure III-19 : Images de l'anode au pic de courant pour les tirs (a) 3 : $t=3,05 \text{ ms}$, $I_{arc}=4,9 \text{ kA}$ et $L_{arc}=20 \text{ mm}$; (b) 8 : $t=5,4 \text{ ms}$, $I_{arc}=31,1 \text{ kA}$ et $L_{arc}=20 \text{ mm}$; (c) 13 : $t=5,45 \text{ ms}$, $I_{arc}=24,9 \text{ kA}$ et $L_{arc}=30 \text{ mm}$. $B_{AMF} \sim 140 \text{ mT}$ et $T_p=1 \mu\text{s}$.

Les taches lumineuses observées sont probablement des zones de fusion superficielle localisées, liées à la non uniformité de la distribution du courant d'arc arrivant sur l'anode résultant de l'inhomogénéité de l'AMF et de l'inhomogénéité de la distribution des spots

cathodiques. Ces taches sont principalement présentes en bordure du contact, où l'AMF est le plus intense au moment du pic de courant et produit donc un confinement plus important des jets de plasma. Nos observations rejoignent des résultats de Binz et Möller, qui rapporte que des zones de fusion sont visibles dès que l'AMF dépasse 90 mT , quel que soit le courant d'arc [130]. A 30 mm de distance inter-électrodes, il est probable que le plasma parvenant à l'anode, ayant plus de temps pour se mélanger, devient plus homogène, ce qui expliquerait la disparition des taches lumineuses.

III.4.3. Etat de surface de l'anode

A l'issue de la campagne 2, l'anode ne présente aucune trace d'érosion ni de fusion profonde (Figure III-20), ce qui signifie qu'aucun spot anodique n'a été produit pendant cette campagne et que le régime diffus colonnaire observé lors du tir 8 n'est pas lié à un phénomène anodique mais est principalement la conséquence de phénomènes magnétohydrodynamiques au sein de la colonne de plasma. Des traces d'érosion de la surface de l'anode sont malgré tout visibles sur sa périphérie, érosion qui pourrait être causée par la fusion superficielle découlant de l'inhomogénéité du plasma à l'anode lors des tirs à 20 mm .



Figure III-20 : Photographie de l'anode à la fin de campagne 2.

III.5. Résumé

Ce chapitre a eu pour objet la présentation des résultats des campagnes d'essais mettant en œuvre des contacts statiques de 70 mm de diamètre et réalisées à l'aide du dispositif expérimental présenté dans le chapitre II.

Une première campagne d'essais a eu pour objet de tester le mécanisme d'amorçage de l'arc et d'étudier l'aspect de l'arc en l'absence d'AMF. Lors d'un premier tir réalisé avec un courant de $1,6\text{ kA}$ entre deux électrodes espacées de 10 mm , l'arc était diffus, tandis que lors d'un second tir réalisé avec un courant de 17 kA entre deux électrodes espacées de 20 mm , nous avons observé successivement plusieurs régimes d'arc différents : le régime diffus avec

présence de footpoints à l'anode, le régime de spot anodique, le régime concentré et le régime de « panache anodique ».

La campagne d'essais suivante a été réalisée en présence d'un AMF externe atteignant 143 mT en périphérie des contacts. Au cours de cette campagne, six arcs de 20 mm de long avec une intensité de courant variant de 5 kA à 36 kA et quatre arcs de 30 mm de long avec une intensité de courant variant de 9 kA à 25 kA ont été étudiés. Enfin, lors d'une dernière campagne menée avec un AMF atteignant 269 mT en périphérie des contacts, un tir avec une distance inter-électrodes de 20 mm et une intensité de 43 kA a été effectué. Au cours de ces deux campagnes, les tirs réalisés à 20 mm ont permis de constater, qu'à faible intensité de courant (5 kA), les jets de plasma émis par chaque spot restent confinés par l'AMF et atteignent l'anode sans s'être mélangés (régime d'arcs multiples). Au fur et à mesure de l'augmentation de l'intensité du courant, du fait de l'augmentation de la densité de spots cathodiques, le rapprochement des jets confinés conduit à une certaine homogénéisation du plasma. Toutefois, la présence de zones de fusion superficielle à la surface de l'anode semble témoigner du fait que cette homogénéisation reste encore imparfaite. Lors d'un tir à 36 kA effectué avec un AMF de 143 mT et une distance inter-électrodes de 20 mm , nous avons observé une transition du régime diffus vers le régime diffus colonnaire. Les cartes de répartition des spots déterminées dans notre étude suggèrent que, contrairement à certaines descriptions du régime diffus colonnaire faites dans la littérature [72], ce régime n'est pas associé à une concentration des spots et qu'au contraire, la densité des spots semble légèrement inférieure au centre de la cathode. En outre, aucune érosion de l'anode n'a été constatée, ce qui signifie que l'apparition de l'arc diffus colonnaire n'est pas le fruit d'un phénomène anodique. L'apparition de ce régime d'arc semble donc exclusivement avoir pour origine des phénomènes magnétohydrodynamiques au sein de l'espace inter-électrodes.

Le traitement numérique des images de la cathode nous a permis de distinguer différents types de distributions des spots selon l'intensité du courant d'arc. En revanche, la distribution des spots ne dépend pas de la distance inter-électrodes dans l'intervalle de longueur d'arc $20 - 30\text{ mm}$. A faible courant ($<13\text{ kA}$), les spots n'occupent jamais la totalité de la surface. A fort courant, ($>36\text{ kA}$), la totalité de la cathode est entièrement recouverte. Entre ces deux valeurs d'intensité du courant, il subsiste souvent une zone vide de spots à l'intérieur de la région occupée par les spots. Il semble que la disparition de cette zone vide soit corrélée à son décentrement par rapport à l'axe de symétrie de la cathode. Une explication de ce comportement a été proposée en analysant la direction du mouvement des spots créé par le champ magnétique induit par l'arc et par l'AMF. De manière générale, les différentes distributions de spots observées sont pour partie liées au système latéral d'amorçage de l'arc utilisé dans notre travail et au processus de diffusion initial des spots le long de la périphérie de la cathode. En effet, les expériences réalisées dans la littérature avec une électrode auxiliaire enchâssée au centre du contact présentent des distributions de spots compactes et centrées sur la cathode [53].

Nos résultats suggèrent une valeur probable de l'intensité du courant moyen émis par un spot égale à 36 A sur du CuCr25. Enfin il ressort de l'étude des profils radiaux de la densité de

courant cathodique que cette dernière reste à peu près uniforme dans la zone occupée par les spots pour des intensités n'excédant pas 32 kA .

Chapitre IV. MODELE

MAGNETOHYDRODYNAMIQUE

Le présent chapitre décrit le développement d'une modélisation de type MHD du plasma inter-électrodes généré par un arc sous vide en régime diffus et soumis à un AMF. Ce modèle a été implémenté au sein du logiciel COMSOL Multiphysics® v5.3, qui est un logiciel de simulation numérique utilisant la méthode des éléments finis. Nous présenterons en premier lieu la géométrie du système modélisé. Ensuite, nous mettrons en place une description bi-fluide du plasma dans la zone d'écoulement hydrodynamique et exposerons les équations hydrodynamiques et électromagnétiques à la base de notre modèle. Dans un troisième temps, plusieurs simplifications permettront de construire le jeu d'équations final et de l'adapter au logiciel COMSOL. Les conditions aux limites utilisées seront également détaillées. Enfin, la dernière partie traitera des aspects numériques et de la mise en œuvre du modèle dans le logiciel COMSOL.

IV.1. Domaine de calcul

La Figure IV-1 illustre le domaine de calcul adopté. Ce domaine, bidimensionnel axisymétrique, est composé de trois régions :

- les électrodes (cathode et anode),
- l'espace inter-électrodes,
- et un volume (supposé constitué de vide) adjacent à l'espace inter-électrodes.

Le plasma d'arc est considéré confiné dans l'espace entre les électrodes et est séparé du volume « vide » par une frontière fictive imperméable. La prise en compte d'une région constituée de vide adjacente à l'espace inter-électrodes a pour but d'éloigner les frontières extérieures du domaine de calcul, dans le but de faciliter la définition de conditions aux limites pour le potentiel vecteur magnétique sur ces frontières. L'incorporation des électrodes au domaine de calcul est quant à elle nécessaire afin de permettre le calcul couplé du champ magnétique généré par le courant circulant dans les électrodes et de tenir compte des effets de ce champ magnétique sur le comportement du plasma. Elle facilitera aussi l'écriture de certaines conditions aux limites comme nous le verrons dans la suite. Etant donné le domaine de calcul choisi, les phénomènes électromagnétiques devront être modélisés dans l'ensemble des trois régions, tandis que les phénomènes hydrodynamiques devront être décrits uniquement dans l'espace inter-électrodes.

Comme décrit dans le chapitre I (*cf. I.2.1.1*), le plasma inter-électrodes créé par un arc sous vide en régime diffus peut être divisé en trois régions : une région cathodique qui inclut les jets de plasma émis par les spots cathodiques et la région de mélange de ces jets ; une région d'écoulement hydrodynamique du plasma ; une région anodique qui comprend la gaine anodique et une pré-gaine. Dans cette modélisation, les régions cathodique et anodique sont considérées comme ayant une épaisseur négligeable devant la région d'écoulement

hydrodynamique, qui est la seule région simulée au sein du domaine « d'arc » de la Figure IV-1. Les deux autres régions sont prises en compte sous la forme de conditions aux limites sur les frontières supérieure et inférieure du domaine d'arc.

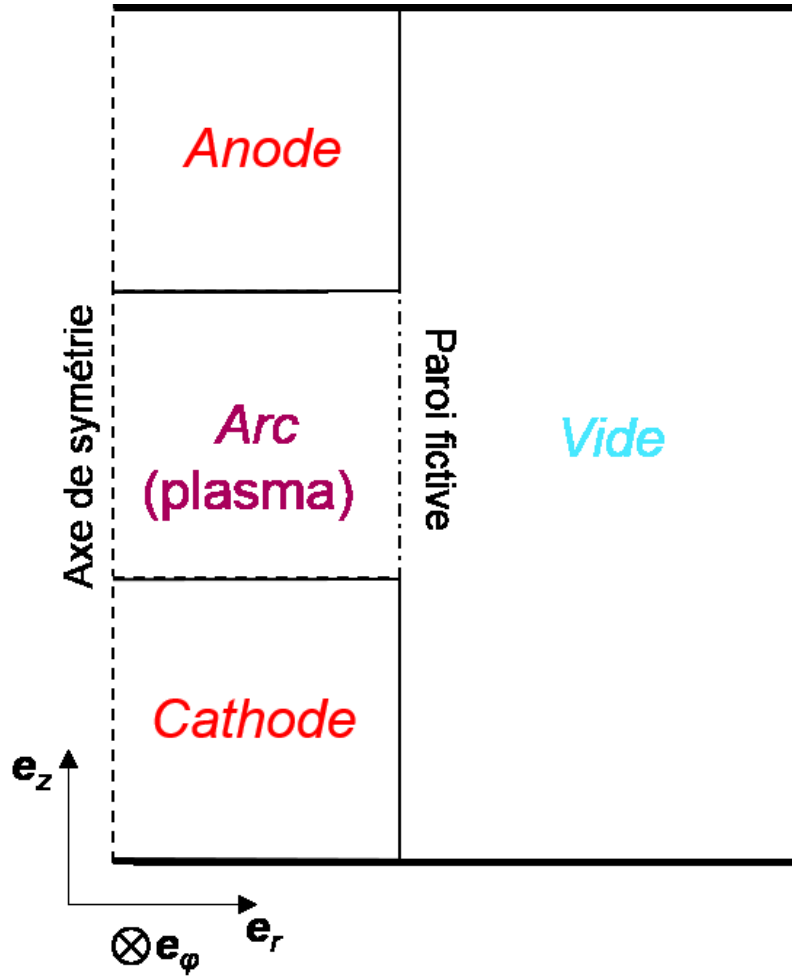


Figure IV-1 : Géométrie du domaine de calcul.

IV.2. Hypothèses et mise en place du modèle

IV.2.1. Méthodes de description d'un plasma

L'approche la plus précise pour modéliser un plasma est l'approche cinétique [131]. Elle consiste à décrire chaque espèce de particules composant ce dernier à l'aide d'une fonction de distribution $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$, qui correspond à la densité de particules de l'espèce s dans l'espace des phases (position-vitesse). L'évolution de cette fonction de distribution est régie par l'équation cinétique de Vlasov-Boltzmann :

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f_s + \frac{\vec{F}_{ext}}{m_s} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f_s = \left. \frac{\delta f_s}{\delta t} \right|_{coll} \quad (IV-1)$$

où $\vec{F}_{ext}$ désigne la somme des forces extérieures appliquées sur une particule de masse m_s . Le membre de droite de l'équation est le terme de collision. Cette approche permet de décrire des

phénomènes hors équilibre, mais est très lourde à mettre en œuvre numériquement. Dans de nombreux cas, on lui préférera donc l'approche fluide [131], qui est une approche plus souple s'appuyant sur la description de la population de particules à l'aide d'un nombre fini de grandeurs macroscopiques locales ou moments de la fonction de distribution, définis de la manière suivante :

$$\mathbf{M}_{n,s} = m_s \int_{\vec{v}_s} \vec{v}_s^{\otimes n} f_s(\vec{v}_s) d\vec{v}_s \quad (\text{IV-2})$$

Les trois premiers moments ($n = \llbracket 0,2 \rrbracket$) sont respectivement la densité, la densité de quantité de mouvement et la densité d'énergie totale. Le calcul de ces grandeurs repose sur la résolution des moments de l'équation cinétique de Vlasov-Boltzmann :

$$\int_{\vec{v}_s} \vec{v}_s^{\otimes n} \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f_s + \vec{F}_{ext}/m_s \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}_s} f_s \right) d\vec{v}_s = \int_{\vec{v}_s} \vec{v}_s^{\otimes n} \frac{\delta f_s}{\delta t} \Big|_{coll} d\vec{v}_s \quad (\text{IV-3})$$

Par souci de simplicité, on considère généralement uniquement les trois premiers moments de l'équation cinétique ($n = \llbracket 0,2 \rrbracket$), qui représentent respectivement les équations de conservation de la matière, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Toutefois, les équations (IV-3) forment un système infini d'équations couplées de proche en proche. En effet, le terme $\int_{\vec{v}_s} \vec{v}_s^{\otimes n} \vec{v}_s \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f_s d\vec{v}_s$ dans l'équation d'ordre n régissant l'évolution du moment $\mathbf{M}_{n,s}$ fait apparaître le moment $\mathbf{M}_{n+1,s}$. Ainsi, pour que l'approche fluide soit utilisable, il est nécessaire d'imposer une hypothèse de fermeture. L'hypothèse la plus couramment utilisée est que les collisions sont suffisamment nombreuses pour pouvoir considérer que la population de particules est dans un état voisin de l'équilibre thermodynamique local, ce qui revient à considérer que la fonction de distribution s'approche d'une distribution maxwellienne. Cette hypothèse permet alors d'explicitier le moment d'ordre le plus élevé (le tenseur flux de chaleur), ainsi que le tenseur de contraintes visqueuses et les termes de collisions. Le domaine de validité de l'approche fluide est ainsi limité aux conditions pour lesquelles le nombre de Knudsen ($Kn = \lambda/L$) reste petit devant l'unité (avec λ le libre parcours moyen des particules et L la distance caractéristique de variation des grandeurs macroscopiques).

IV.2.2. Hypothèses du modèle

Le plasma est considéré comme totalement ionisé et est constitué de deux espèces de particules : des électrons et des ions caractérisés par une charge moyenne Ze . La présence de particules neutres émises par l'anode est négligée. Les travaux de Schade et Shmelev [87] montrent en effet que l'anode commence à devenir active uniquement pour de très fortes densités de courant ($> 1,3 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$) et que les neutres émis à l'anode sont très rapidement ionisés.

Nous supposons l'absence de processus d'ionisation et de recombinaison dans toute la zone d'écoulement hydrodynamique. Pour justifier cette hypothèse, nous avons calculé, suivant la même démarche que Langlois [23], un ordre de grandeur des libres parcours moyens d'ionisation par choc électronique et de recombinaison à trois corps des ions de cuivre Cu^+ et

Cu^{2+} , à partir de données issues de la littérature. Le libre parcours moyen d'ionisation est calculé en utilisant la relation suivante [116] :

$$\lambda_{ionisation} = \frac{u_i}{n_e \delta u_{e,th} \varepsilon_i \left(1 + \frac{2k_b T_e}{\varepsilon_i}\right) e^{-\frac{\varepsilon_i}{k_b T_e}}} \quad (\text{IV-4})$$

δ est une constante valant $4,5 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2/\text{eV}$ et ε_i désigne l'énergie d'ionisation propre à l'ion considéré et $u_{s,th}$ est la vitesse thermique moyenne des particules de l'espèce s ($u_{s,th} = \sqrt{8k_b T_s / \pi m_s}$). Le libre parcours moyen de recombinaison est défini par [132] :

$$\lambda_{rec} = 1.14 \cdot 10^{38} u_i n_e^{-2} T_e^{4.5} \quad (\text{IV-5})$$

Le Tableau IV-1 montre que les libres parcours moyens d'ionisation et de recombinaison restent très grands devant les distances inter-électrodes considérées dans notre étude (quelques cm), quel que soit le régime d'écoulement du plasma. Notre hypothèse est donc légitime. Ainsi, la charge moyenne des ions sera considérée constante au cours de l'écoulement du plasma dans l'espace inter-électrodes.

On considère que le plasma peut être décrit à l'aide d'une approche fluide. Du fait des faibles pressions, les ions et les électrons sont traités comme deux fluides distincts, en déséquilibre thermique, et caractérisés chacun par un ensemble de grandeurs macroscopiques et d'équations de conservation qui leur sont propres. L'utilisation d'une description fluide peut être justifiée en estimant le nombre de Knudsen, qui compare le libre parcours moyen relatif aux collisions entre particules à l'échelle de longueur caractéristique du problème. Pour ce faire, nous introduisons τ_s ($s=i,e$) le temps entre deux collisions [104]:

$$\tau_e = \frac{12\pi^{3/2} \varepsilon_0^2 \sqrt{m_e (k_b T_e)^3}}{\sqrt{2} n_e e^4 Z \ln \Lambda} \quad (\text{IV-6})$$

$$\tau_i = \frac{12\pi^{3/2} \varepsilon_0^2 \sqrt{m_i (k_b T_i)^3}}{\sqrt{2} n_i e^4 Z^4 \ln \Lambda} \quad (\text{IV-7})$$

où $\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien défini par :

$$\ln \Lambda = 16,28 - 1,15 \log n_e + 3,45 \log T_e \quad (\text{IV-8})$$

Le libre parcours moyen λ_s relatif aux collisions entre particules de l'espèce s s'obtient simplement par le produit de $u_{s,th} \tau_s$. En considérant un plasma de vapeur de cuivre ($m_i = 1,055 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$ et $Z=1,8$), on obtient les ordres de grandeur de λ_i et λ_e présentés dans le Tableau IV-1. Les valeurs obtenues pour les deux espèces restent très faibles devant les dimensions caractéristiques de notre problème (quelques cm). La condition $Kn < 0,1$ qui autorise l'utilisation d'une approche fluide est ainsi vérifiée aussi bien pour les ions que les électrons.

Tableau IV-1 : Estimation des libres parcours moyens.

Régime d'écoulement		Supersonique	Subsonique
	n_e	$10^{20} m^{-3}$	$10^{22} m^{-3}$
	T_e	$1,5 eV$	$3 eV$
	T_i	$0,2 eV$	$3 eV$
	u_i	$10^4 m.s^{-1}$	$5.10^2 m.s^{-1}$
	u_e	$10^5 m.s^{-1}$	$5.10^3 m.s^{-1}$
$\lambda_{ionisation}$	Cu^+	$7.10^2 m$	$1 m$
	Cu^{2+}	$3.10^6 m$	$90 m$
λ_{rec}	$Cu^+ \text{ et } Cu^{2+}$	$7.10^2 m$	$8.10^{-2} m$
	λ_i	$2.10^{-6} m$	$6.10^{-6} m$
	λ_e	$4.10^{-4} m$	$2.10^{-5} m$

Enfin, nous nous plaçons dans l'hypothèse d'un plasma non magnétisé. Une population de particules est dite magnétisée, lorsque la fréquence de collisions des particules est faible devant leur fréquence cyclotronique $\omega_s = |q_s|B/m_s$. Les particules suivent alors une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ magnétique, qui se traduit à l'échelle macroscopique par une modification de la vitesse de propagation de l'information suivant la direction transverse au champ magnétique. Dans notre modèle, nous n'avons pas tenu compte de la magnétisation du plasma.

Dans un plasma, les électrons ont tendance à s'organiser de manière à écranter le champ électrique créé par les charges ioniques. La capacité d'écrantage est cependant limitée par l'agitation thermique qui déstructure l'organisation des charges. En pratique, si la distance d'écrantage, aussi appelée longueur de Debye, est petite devant les échelles de longueur considérées, le plasma peut être considéré comme électriquement neutre. La longueur de Debye est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{e^2 \left(\frac{n_e}{k_b T_e} + \frac{Z^2 n_i}{k_b T_i} \right)}} \quad (IV-9)$$

Sur la base des valeurs des paramètres du plasma données dans le Tableau IV-1, nous avons calculé un ordre de grandeur de la longueur de Debye pour les régimes supersonique et subsonique. Les valeurs obtenues, respectivement de l'ordre de $300nm$ et $90nm$, sont très petites devant les échelles de longueur considérées. Le plasma peut donc être considéré comme électriquement neutre. En tout point du plasma, la relation d'électroneutralité suivante est vérifiée :

$$n_e = Z n_i \quad (IV-10)$$

Enfin, nous choisissons de négliger les transferts d'énergie radiatifs. Il s'agit là d'une hypothèse classique pour la description d'un arc en régime diffus (*cf.* par exemple Langlois [23] ou Wang *et al.* [94]).

IV.2.3. Système d'équations hydrodynamiques

Les équations de conservation que nous utilisons pour le calcul des grandeurs macroscopiques des ions et des électrons sont les équations hydrodynamiques établies par Braginskii [104].

– Equations de conservation relatives aux ions :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_i \vec{u}_i = 0 \quad (\text{IV-11})$$

$$m_i n_i \left[\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + (\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i \right] = -\vec{\nabla} p_i - \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\pi}}_i + Z e n_i (\vec{E} + \vec{u}_i \wedge \vec{B}) - \vec{R}_F - \vec{R}_T \quad (\text{IV-12})$$

$$\frac{3}{2} n_i \left[\frac{\partial}{\partial t} (k_b T_i) + \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} k_b T_i \right] = -p_i \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_i - \bar{\bar{\pi}}_i : \vec{\nabla} \vec{u}_i - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_i + Q_i \quad (\text{IV-13})$$

– Equations de conservation relatives aux électrons :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_e \vec{u}_e = 0 \quad (\text{IV-14})$$

$$m_e n_e \left[\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} + (\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_e \right] = -\vec{\nabla} p_e - \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\pi}}_e - e n_e (\vec{E} + \vec{u}_e \wedge \vec{B}) + \vec{R}_F + \vec{R}_T \quad (\text{IV-15})$$

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} n_e \left[\frac{\partial}{\partial t} (k_b T_e) + \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} k_b T_e \right] \\ &= -p_e \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_e - \bar{\bar{\pi}}_e : \vec{\nabla} \vec{u}_e - \vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_e^F + \vec{q}_e^T) - Q_i - (\vec{R}_F + \vec{R}_T) \cdot (\vec{u}_e - \vec{u}_i) \end{aligned} \quad (\text{IV-16})$$

Les équations (IV-11) et (IV-14) sont les équations de conservation de la masse. Du fait de l'absence de phénomènes d'ionisation et de recombinaison, ces équations ne comportent pas de termes source.

Les équations (IV-12) et (IV-15) sont les équations de conservation de la quantité de mouvement. Dans ces équations, le tenseur de pression $\bar{\bar{P}}_s$ est décomposé en un tenseur diagonal lié à la pression isotrope thermodynamique p_s et un tenseur anisotrope lié aux contraintes visqueuses $\bar{\bar{\pi}}_s$ dont les termes diagonaux sont nuls :

$$\bar{\bar{P}}_s = p_s \bar{\bar{I}}_d + \bar{\bar{\pi}}_s \quad (\text{IV-17})$$

où $\bar{\bar{I}}_d$ désigne le tenseur identité d'ordre 2. p_s est supposé obéir à la loi des gaz parfaits :

$$p_s = n_s k_b T_s \quad (\text{IV-18})$$

Le tenseur des contraintes visqueuses est donné par l'expression suivante :

$$\bar{\pi}_s = \mu_s \left[(\vec{\nabla} \vec{u}_i + \vec{\nabla} \vec{u}_i^\dagger) - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_i \vec{I}_d \right] \quad (\text{IV-19})$$

où la viscosité μ_s s'exprime respectivement pour les ions et les électrons de la manière suivante :

$$\mu_i = 0,96 n_i k_b T_i \tau_i \quad (\text{IV-20})$$

$$\mu_e = 0,73 n_e k_b T_e \tau_e \quad (\text{IV-21})$$

Les deux termes $\vec{R}_F$ et $\vec{R}_T$ représentent le transfert de quantité de mouvement entre les électrons et les ions. $\vec{R}_F$ correspond à la composante de ce transfert résultant de la friction entre les deux espèces, induite par la différence de leurs vitesses macroscopiques :

$$\vec{R}_F = C_1 \frac{m_e n_e}{\tau_e} (\vec{u}_i - \vec{u}_e) \quad (\text{IV-22})$$

$\vec{R}_T$ résulte du gradient de la température électronique :

$$\vec{R}_T = -C_2 n_e \vec{\nabla} k_b T_e \quad (\text{IV-23})$$

Les valeurs des coefficients C_1 et C_2 en fonction de la charge ionique sont présentées dans le Tableau IV-2.

Tableau IV-2 : Valeurs des coefficients C_1 , C_2 et C_3 en fonction de la charge ionique [104].

Z	C_1	C_2	C_3
1	0,51	0,71	3,16
2	0,44	0,90	4,9
3	0,40	1,00	6,1
4	0,38	1,10	6,9
∞	0,29	1,50	12,5

Les équations (IV-13) et (IV-16) sont les équations de conservation de l'énergie. Les termes $-p_s \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_s$ et $-\bar{\pi}_s : \vec{\nabla} \vec{u}_s$ représentent le travail respectivement des forces de pression et des forces visqueuses. Le flux de chaleur ionique $\vec{q}_i$ est de nature purement conductive et s'exprime sous la forme d'une loi de Fourier :

$$\vec{q}_i = -k_i \vec{\nabla} T_i \quad (\text{IV-24})$$

Le flux de chaleur électronique $\vec{q}_e$ comprend une composante conductive $\vec{q}_e^T$ et une composante frictionnelle $\vec{q}_e^F$ dont les expressions sont :

$$\vec{q}_e^T = -k_e \vec{\nabla} T_e \quad (\text{IV-25})$$

$$\vec{q}_e^F = C_2 n_e k_b T_e (\vec{u}_e - \vec{u}_i) \quad (\text{IV-26})$$

Les conductivités thermiques ionique et électronique k_i et k_e ont pour expression :

$$k_i = 3,9 \frac{n_e k_b^2 T_i \tau_i}{m_i} \quad (\text{IV-27})$$

$$k_e = C_3 \frac{n_e k_b^2 T_e \tau_e}{m_e} \quad (\text{IV-28})$$

Les valeurs du coefficient C_3 en fonction de la charge ionique sont données dans le Tableau IV-2. Le terme source représentant l'énergie transférée aux ions du fait de leurs collisions avec les électrons est donné par :

$$Q_i = 3 \frac{m_e k_b n_e}{m_i \tau_e} (T_e - T_i) \quad (\text{IV-29})$$

Enfin, le terme $-Q_i - (\vec{R}_F + \vec{R}_T) \cdot (\vec{u}_e - \vec{u}_i)$ traduit l'échauffement de la population électronique causé par les collisions des électrons avec les ions.

Les équations décrivant l'évolution des variables électromagnétiques sont les quatre équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{IV-30})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{IV-31})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (\text{IV-32})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{IV-33})$$

Le champ magnétique total $\vec{B}$ se compose du champ magnétique axial imposé $\vec{B}_{AMF}$ et du champ magnétique $\vec{B}_{ind}$ induit par la densité de courant $\vec{J}$. Dans le plasma, la densité de courant est donnée par :

$$\vec{J} = en_e (\vec{u}_i - \vec{u}_e) \quad (\text{IV-34})$$

En prenant la divergence de l'équation (IV-32) et en utilisant la relation (IV-31), on obtient l'équation de conservation de la charge électrique :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (\text{IV-35})$$

Pour des raisons pratiques liées à l'utilisation du logiciel COMSOL, nous avons choisi de reformuler les équations de Maxwell en utilisant comme variables principales le potentiel scalaire électrostatique V et le potentiel vecteur magnétique $\vec{A}$ définis respectivement par :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (\text{IV-36})$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{IV-37})$$

En utilisant ces variables, l'équation de Maxwell-Ampère (IV-32) peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge [\vec{\nabla} \wedge \vec{A}] = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \left(\vec{\nabla} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \right) \quad (\text{IV-38})$$

IV.3. Construction du système d'équations final

Pour pouvoir étudier le plasma en régime quasi-stationnaire, il faut que le temps de séjour des particules à l'intérieur du domaine de calcul Δt_s reste petit devant le temps caractéristique de variation du courant d'arc Δt_I ($\sim 10 \text{ ms}$ pour un courant alternatif à 50 Hz) :

$$\Delta t_s = L_{arc}/u_s \quad (\text{IV-39})$$

Pour résoudre les équations électromagnétiques de manière quasi statique, il faut s'assurer que le temps caractéristique de diffusion du champ magnétique au sein de l'arc résultant de l'effet de peau Δt_{EM} reste également petit devant Δt_I :

$$\Delta t_{EM} = \sigma_{pl} \pi \mu_0 L_{arc}^2 \quad (\text{IV-40})$$

où σ_{pl} désigne la conductivité du plasma :

$$\sigma_{pl} = \frac{1}{C_1} \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e} \quad (\text{IV-41})$$

Le Tableau IV-3 montre que tous les temps caractéristiques sont petits devant Δt_I . En conséquence, le plasma peut être étudié en régime quasi-stationnaire.

Tableau IV-3 : Temps caractéristiques calculés en utilisant une distance $L_{arc}=40 \text{ mm}$ à partir des valeurs des paramètres du plasma données dans le Tableau IV-1.

Régime d'écoulement	Supersonique	Subsonique
$\Delta t_i (\mu s)$	0,8	80
$\Delta t_e (\mu s)$	0,08	8
$\Delta t_{EM} (\mu s)$	1,3	6,3

Afin de simplifier le système d'équations hydrodynamiques, nous négligeons le terme d'inertie dans l'équation de transport de quantité de mouvement relative aux électrons. Pour justifier cette hypothèse, nous avons calculé l'équivalent d'un nombre d'Euler (Eu), qui compare les importances relatives des forces de pression et des forces d'inertie :

$$Eu \sim \frac{\frac{p_e}{L_{arc}}}{\frac{m_e n_e u_e^2}{L_{arc}}} = \frac{k_b T_e}{m_e u_e^2} \quad (\text{IV-42})$$

En reprenant les données du Tableau IV-1, la valeur de Eu est de l'ordre de 30 en régime supersonique et atteint 10^5 en régime subsonique. Il est donc possible de négliger le terme d'inertie des électrons devant les forces de pression dans l'équation (IV-15).

Nous décidons également de négliger le tenseur de contraintes visqueuses électroniques. Pour valider cette hypothèse, nous avons cherché à estimer l'équivalent d'un nombre de Poiseuille Ps , qui compare les forces de pression et les forces visqueuses :

$$Ps = \left| \frac{\vec{\nabla} p_e}{\vec{\nabla} \cdot \vec{\pi}_e} \right| \sim \frac{\frac{n_e k_b T_e}{L_{arc}}}{\frac{0,73 n_e k_b T_e \tau_e u_e}{L_{arc}^2}} = 1,4 \frac{L_{arc}}{\tau_e u_e} \quad (IV-43)$$

En réutilisant les données du Tableau IV-1, la valeur de Ps est de l'ordre de 10^4 et 6.10^6 pour les régimes respectivement supersonique et subsonique. En conséquence, le tenseur de contraintes visqueuses électroniques peut être négligé dans les équations (IV-15) et (IV-16).

L'équation de conservation de la quantité de mouvement électronique (IV-15) peut être réécrite après avoir négligé le terme d'inertie et le tenseur de contraintes visqueuses sous la forme :

$$\vec{0} = -\vec{\nabla} p_e - en_e (\vec{E} + \vec{u}_e \wedge \vec{B}) + \vec{R}_F + \vec{R}_T \quad (IV-44)$$

En introduisant les expressions de $\vec{R}_F$ et $\vec{R}_T$ et en réarrangeant les termes, cette équation prend la forme d'une loi d'Ohm généralisée du plasma :

$$\vec{E} = -\frac{1}{en_e} \vec{\nabla} p_e - \vec{u}_e \wedge \vec{B} + \frac{\vec{J}}{\sigma_{pl}} - C_2 \frac{k_b}{e} \vec{\nabla} T_e \quad (IV-45)$$

Il est intéressant de sommer l'équation (IV-44) avec l'équation de conservation de la quantité de mouvement ionique (IV-12), ce qui permet d'éliminer le terme lié au champ électrique (grâce à la relation d'électroneutralité) et celui lié au transfert de quantité de mouvement entre les électrons et les ions :

$$m_i n_i (\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i = -\vec{\nabla} (p_i + p_e) - \vec{\nabla} \cdot \vec{\pi}_i + \vec{J} \wedge \vec{B} \quad (IV-46)$$

Cette équation sera utilisée pour calculer la vitesse ionique. La vitesse électronique sera calculée à l'aide de l'équation (IV-34) définissant la densité de courant :

$$\vec{u}_e = \vec{u}_i - \frac{\vec{J}}{en_e} \quad (IV-47)$$

Les équations de conservation de l'énergie ionique (IV-13) et électronique (IV-16) seront utilisées pour calculer les températures ionique et électronique. La résolution de ces équations à l'aide du logiciel COMSOL impose de les mettre sous une forme particulière. Pour cela, le terme convectif de ces équations est décomposé pour faire apparaître un flux d'enthalpie. Ainsi, l'équation (IV-16) devient :

$$\frac{5}{2} n_i k_b \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} T_i - n_i k_b \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} T_i + p_i \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_i = -\vec{\pi}_i : \vec{\nabla} \vec{u}_i + \vec{\nabla} \cdot (k_i \vec{\nabla} T_i) + Q_i \quad (IV-48)$$

En utilisant les formules d'analyse vectorielle et l'équation (IV-11), il est possible d'établir la relation suivante $n_i k_b \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} T_i = \vec{\nabla} \cdot p_i \vec{u}_i$. Aussi, l'équation (IV-48) peut être reformulée après simplification en :

$$\frac{5}{2} n_i k_b \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} T_i - \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} p_i = -\vec{\pi}_i : \vec{\nabla} \vec{u}_i + \vec{\nabla} \cdot (k_i \vec{\nabla} T_i) + Q_i \quad (\text{IV-49})$$

De même, l'équation de conservation de l'énergie électronique peut être reformulée en :

$$\frac{5}{2} n_e k_b \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} T_e - \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} p_e = \vec{\nabla} \cdot \left(C_2 \frac{k_b T_e}{e} \vec{j} + k_e \vec{\nabla} T_e \right) - Q_i + \frac{\vec{j}^2}{\sigma_{pl}} - C_2 \frac{k_b}{e} \vec{j} \cdot \vec{\nabla} T_e \quad (\text{IV-50})$$

Dans l'équation (IV-50), la somme des deux termes fonction du coefficient C_2 s'annule du fait de la conservation du courant, ce qui permet de réécrire cette équation sous la forme :

$$\frac{5}{2} n_e k_b \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} T_e - \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} p_e = \vec{\nabla} \cdot (k_e \vec{\nabla} T_e) - Q_i + \frac{\vec{j}^2}{\sigma_{pl}} \quad (\text{IV-51})$$

Les équations électromagnétiques (IV-35) et (IV-38), qui seront utilisées respectivement pour calculer V et $\vec{A}$, sont réécrites en insérant dans ces équations l'expression de la densité de courant tirée de la loi d'Ohm généralisée du plasma (IV-45) :

$$-\vec{\nabla} \cdot \sigma_{pl} \vec{\nabla} V = -\vec{\nabla} \cdot \sigma_{pl} \left(\frac{1}{en_e} \vec{\nabla} p_e + C_2 \frac{k_b}{e} \vec{\nabla} T_e + \vec{u}_e \wedge \vec{B} \right) \quad (\text{IV-52})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \mu_0 \sigma_{pl} \left(-\vec{\nabla} V + \frac{1}{en_e} \vec{\nabla} p_e + C_2 \frac{k_b}{e} \vec{\nabla} T_e + \vec{u}_e \wedge \vec{B} \right) \quad (\text{IV-53})$$

Les variables $\vec{B}$ et $\vec{j}$ seront calculées à l'aide des deux relations suivantes :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (\text{IV-54})$$

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} \quad (\text{IV-55})$$

Comme indiqué précédemment, hors du plasma (c'est-à-dire à l'intérieur des électrodes et dans la région "vide" adjacente à l'espace inter-électrodes), seules les équations de l'électromagnétisme sont résolues. Ces équations ont une forme plus simple que celles utilisées dans le plasma, car elles ne comportent pas de termes source :

$$-\vec{\nabla} \cdot \sigma \vec{\nabla} V = 0 \quad (\text{IV-56})$$

$$\vec{\nabla} \wedge [\vec{\nabla} \wedge \vec{A}] = -\mu_0 \sigma \vec{\nabla} V \quad (\text{IV-57})$$

Au sein des électrodes, la conductivité électrique du milieu est celle du cuivre, $\sigma_{Cu} = 5,96 \cdot 10^7 \text{ S/m}$. Dans le vide, la conductivité est théoriquement nulle. Dans la pratique, pour des considérations liées à la stabilité de la simulation, nous avons donné à la conductivité une valeur non nulle, mais restant négligeable devant la conductivité du plasma ($\sigma_{vide} = 10^{-3} \text{ S/m} \ll \sigma_{pl} \sim 10^3 \text{ S/m}$).

En définitive, les 8 équations principales de notre modèle, utilisées pour calculer les 8 inconnues principales $n_i, n_e, \vec{u}_i, \vec{u}_e, T_i, T_e, V$ et $\vec{A}$ sont rappelées ci-dessous :

- Les variables ioniques sont calculées grâce à la résolution des trois équations de conservation suivantes :

$$\vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{u}_i) = 0 \quad (\text{IV-58})$$

$$m_i n_i (\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i = -\vec{\nabla} (p_i + p_e) - \vec{\nabla} \cdot \vec{\pi}_i + \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (\text{IV-59})$$

$$\frac{5}{2} n_i k_b \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} T_i - \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} p_i = \vec{\nabla} \cdot (k_i \vec{\nabla} T_i) + Q_i \pm \vec{\pi}_i : \vec{\nabla} \vec{u}_i \quad (\text{IV-60})$$

- Les variables électroniques sont calculées à partir des équations suivantes :

$$n_e = Z n_i \quad (\text{IV-61})$$

$$\vec{u}_e = \vec{u}_i - \vec{j} / e n_e \quad (\text{IV-62})$$

$$\frac{5}{2} n_e k_b \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} T_e - \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} p_e = \vec{\nabla} \cdot (k_e \vec{\nabla} T_e) - Q_i + \frac{\vec{j}^2}{\sigma_{pl}} \quad (\text{IV-63})$$

- Les variables électromagnétiques V et $\vec{A}$ sont calculées à l'intérieur du plasma à l'aide des équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\vec{\nabla} \cdot \sigma_{pl} \vec{\nabla} V = -\vec{\nabla} \cdot \sigma_{pl} \left(\frac{1}{e n_e} \vec{\nabla} p_e + C_2 \frac{k_b}{e} \vec{\nabla} T_e + \vec{u}_e \wedge \vec{B} \right) \end{array} \right. \quad (\text{IV-64})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge [\vec{\nabla} \wedge \vec{A}] = \mu_0 \sigma_{pl} \left(-\vec{\nabla} V + \frac{1}{e n_e} \vec{\nabla} p_e + C_2 \frac{k_b}{e} \vec{\nabla} T_e + \vec{u}_e \wedge \vec{B} \right) \end{array} \right. \quad (\text{IV-65})$$

- Dans le vide et dans les électrodes, les équations (IV-64) et (IV-65) sont remplacées par :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\vec{\nabla} \cdot \sigma \vec{\nabla} V = 0 \end{array} \right. \quad (\text{IV-66})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge [\vec{\nabla} \wedge \vec{A}] = -\mu_0 \sigma \vec{\nabla} V \end{array} \right. \quad (\text{IV-67})$$

IV.4. Conditions aux frontières

IV.4.1. Variables hydrodynamiques

La résolution du système d'équations hydrodynamiques nécessite d'imposer des conditions aux limites sur les différentes frontières du domaine de simulation (Figure IV-2). Pour les frontières anodique et cathodique, les conditions appliquées devront être le reflet des phénomènes physiques ayant lieu à proximité immédiate des électrodes et ne pouvant pas être décrits par l'approche magnétohydrodynamique.

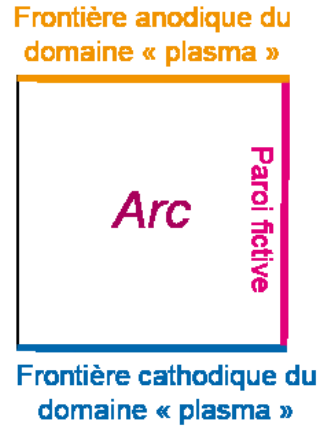


Figure IV-2 : Frontières du domaine de simulation des équations hydrodynamiques.

Nous détaillons dans cette section les conditions imposées sur chacune des frontières de la Figure IV-2, en distinguant notamment le cas d'un régime d'écoulement des ions supersonique et celui d'un régime d'écoulement des ions subsonique.

La vitesse « acoustique ionique », ou « vitesse de Bohm », qui est la vitesse de propagation d'une onde provoquée par la vibration des ions et qui se transmet de proche en proche par l'intermédiaire du champ électrique associé à la création de charge d'espace [133]. Cette vitesse de Bohm s'exprime :

$$u_{Bohm} = \sqrt{\frac{k_b}{m_i} (\gamma T_i + T_e)} \quad (IV-68)$$

Par analogie avec le nombre de Mach introduit pour caractériser les écoulements non-ionisé, nous définissons le nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions, noté Ma , comme la quantité u_{iz}/u_{Bohm} . La valeur de Ma par rapport à l'unité détermine la nature supersonique ou subsonique du régime l'écoulement des ions.

IV.4.1.1. Frontière cathodique

Variables ioniques

Lorsque le régime d'écoulement des ions est supersonique, trois grandeurs caractéristiques de l'écoulement des ions doivent être spécifiées. Nous avons fait le choix d'imposer⁸ :

- la température ionique T_{ic} ,
- la pression ionique p_{ic} ,
- le nombre de Mach Ma_{ic} (qui n'est pas le nombre de Mach caractérisant le régime d'écoulement des ions défini plus haut) :

$$Ma_{ic} = \frac{\vec{n} \cdot \vec{u}_{ic}}{\sqrt{\frac{k_b}{m_i} \gamma T_{ic}}} \quad (IV-69)$$

⁸ Ce choix est lié aux possibilités offertes par le module « écoulement à haut nombre de Mach » de COMSOL.

La pression ionique peut être exprimée à partir de la relation (IV-70), qui fait intervenir le taux d'érosion ionique μ_{er} propre au métal de la cathode (accessible dans la littérature pour un grand nombre de matériaux) et la densité de courant normale à la cathode $\vec{J}_c \cdot \vec{n}$.

$$p_{ic} = \frac{\mu_{er} \vec{J}_c \cdot \vec{n}}{m_i \vec{u}_{ic} \cdot \vec{n}} k_b T_{ic} \quad (IV-70)$$

Notons que, bien que la variable u_{ic} ne soit pas directement imposée, la valeur de cette variable est requise pour évaluer deux des conditions ci-dessus.

Lorsque le régime d'écoulement des ions est subsonique, seules deux conditions aux limites sont nécessaires. Nous avons fait le choix d'imposer :

- le débit ionique massique, qui peut s'écrire :

$$m_i n_{ic} \vec{u}_{ic} \cdot \vec{n} = -\mu_{er} \vec{J}_c \cdot \vec{n} \quad (IV-71)$$

- la température ionique T_{ic} .

Variables électroniques

L'équation de la conservation de l'énergie étant la seule équation différentielle intervenant dans le calcul des variables électroniques, les conditions aux limites pour les variables électroniques se résument à la fixation de la température électronique T_{ec} .

IV.4.1.2. Frontière anodique

Variables ioniques

Au voisinage de l'anode existe une région appelée gaine anodique dans laquelle la relation d'électroneutralité n'est plus vérifiée (Figure IV-3). Le critère de Bohm [115] stipule qu'en entrée de la gaine la vitesse des ions doit être au moins égale à la vitesse de Bohm.

La gaine est séparée du plasma par une région intermédiaire, la pré-gaine, dans laquelle un très faible écart à l'électroneutralité se traduit par l'existence d'un champ électrique permettant aux ions d'atteindre la vitesse de Bohm en entrée de la gaine [131]. Rappelons que la frontière anodique de notre modèle correspond à la frontière entre la zone hydrodynamique et la pré-gaine. Dans la suite, nous supposons que le critère de Bohm à la frontière pré-gaine/gaine est vérifié de façon marginale.

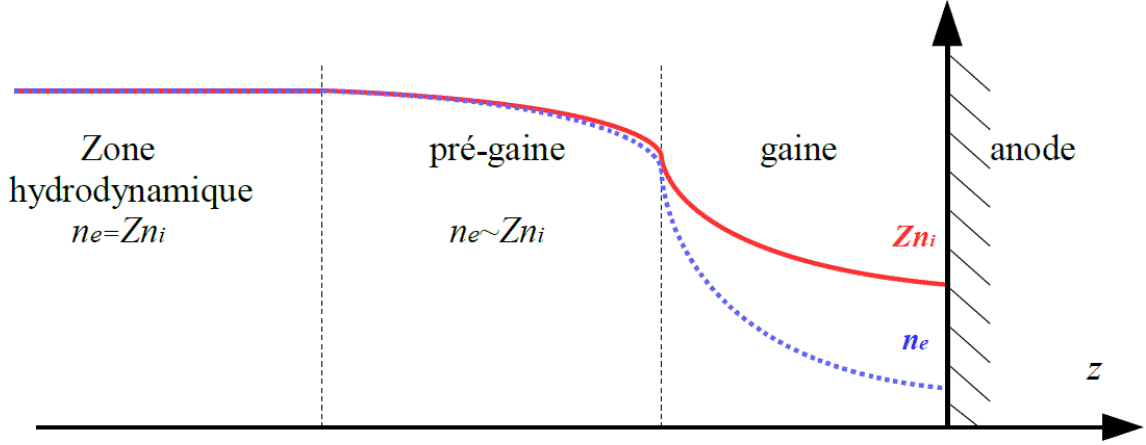


Figure IV-3 : Schéma de la région anodique.

Lorsque le régime d'écoulement des ions est supersonique, la régulation de la vitesse ionique qui a lieu dans la pré-gaine n'a pas d'impact sur l'écoulement des ions en amont et aucune condition aux limites particulière n'est à spécifier au niveau de la frontière anodique.

En revanche, lorsque le régime d'écoulement est subsonique, la pré-gaine a une influence sur le plasma en amont. Une seule grandeur de l'écoulement des ions doit être spécifiée sur la frontière anodique du modèle MHD. Nous choisissons d'imposer la pression ionique p_{ia} . Pour exprimer cette pression, nous reprenons l'approche proposée par Langlois [23] consistant, dans le cadre d'une représentation monodimensionnelle de la région anodique, à effectuer un bilan d'énergie cinétique et un bilan de matière à travers la pré-gaine. En notant u_{ia} , n_{ia} et V_a la vitesse ionique axiale, la densité ionique et le potentiel électrique à la frontière entre la zone d'écoulement hydrodynamique et la pré-gaine et u_{ig} , n_{ig} et V_g , ces mêmes variables à la frontière pré-gaine/gaine, et après avoir rappelé que $u_{ig} = u_{Bohm}$, ces deux bilans s'écrivent :

$$\frac{1}{2}m_i u_{ia}^2 + ZeV_a = \frac{1}{2}m_i u_{Bohm}^2 + ZeV_g \quad (IV-72)$$

$$n_{ia}u_{ia} = n_{ig}u_{Bohm} \quad (IV-73)$$

En supposant que les électrons dans la pré-gaine sont à l'équilibre avec le potentiel électrique et que la température électronique reste constante, la distribution de la densité électronique suit la relation de Boltzmann :

$$n_{eg} = n_{ea} e^{\frac{e(V_g - V_a)}{k_b T_{ea}}} \quad (IV-74)$$

Cette équation peut être réécrite, en tenant compte de l'équation (IV-72) et de l'électroneutralité qui reste à peu près vérifiée dans la pré-gaine :

$$n_{ig} = n_{ia} e^{\frac{m_i}{2Zk_b T_{ea}}(u_{ia}^2 - u_{Bohm}^2)} \quad (IV-75)$$

La combinaison des équations (IV-73) et (IV-75) permet d'éliminer les densités ioniques et d'obtenir une relation liant u_{ia} et u_{Bohm} :

$$u_{Bohm} = u_{ia} e^{\frac{m_i}{2Zk_b T_{ea}} (u_{Bohm}^2 - u_{ia}^2)} \quad (IV-76)$$

Enfin, en utilisant l'expression de u_{Bohm} (IV-68) ainsi que la loi des gaz parfaits, on peut déduire de l'équation précédente une relation définissant la pression ionique en entrée de la pré-gaine, qui sera utilisée comme condition à la limite de notre modèle en régime subsonique :

$$p_{ia} = \frac{n_{ia}}{\gamma} \left(m_i u_{ia}^2 e^{\frac{m_i}{2Zk_b T_{ea}} (u_{Bohm}^2 - u_{ia}^2)} - k_b T_{ea} \right) \quad (IV-77)$$

Variables électroniques

Une condition à la limite sur la frontière anodique pour l'équation de conservation d'énergie des électrons peut être déduite de l'écriture d'un bilan global d'énergie électronique à travers la région anodique (pré-gaine et gaine). Ce bilan prend la forme suivante :

$$(2,5n_{ea}k_b T_{ea}\vec{u}_{ea} + \vec{q}_{ea}).\vec{n} = (2n_{ea}k_b T_{ea}\vec{u}_{ea} - en_{ea}\varphi_a\vec{u}_{ea}).\vec{n} \quad (IV-78)$$

où le saut de potentiel anodique φ_a qui régule le flux électronique est défini par :

$$\varphi_a = \frac{k_b T_e}{e} \ln \frac{\vec{J}_{ea}.\vec{n}}{J_{e,th}} \quad (IV-79)$$

$\vec{J}_{ea}$ est la densité de courant électronique sur la frontière anodique et $J_{e,th}$ est la densité de courant électronique liée à l'agitation thermique des électrons :

$$J_{e,th} = \frac{en_e}{4} \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{k_b T_e}{m_e}} \quad (IV-80)$$

Dans l'équation (IV-78), le membre de gauche représente la densité de flux d'énergie transportée par les électrons à la frontière entre la zone hydrodynamique et la pré-gaine, tandis que le membre de droite représente la densité de flux d'énergie électronique arrivant à la surface de l'anode. En explicitant le terme $\vec{q}_e = \vec{q}_e^F + \vec{q}_e^T$ dans cette équation, une condition à la limite de type Fourier est obtenue pour la température électronique sur la frontière anodique :

$$(k_{ea}\vec{\nabla}T_{ea}).\vec{n} = \left(\frac{1}{2}n_{ea}k_b T_{ea}\vec{u}_{ea} + en_{ea}\varphi_a\vec{u}_{ea} - C_2 \frac{k_b T_{ea}}{e} \vec{J}_a \right).\vec{n} \quad (IV-81)$$

IV.4.1.3. Frontière latérale fictive

Les conditions aux limites imposées sur la frontière latérale l expriment le fait que :

- cette frontière est imperméable et parfaitement glissante :

$$\vec{u}_{il}.\vec{n} = 0 \quad (IV-82)$$

- cette frontière est adiabatique :

$$k_s \vec{\nabla}T_{sl}.\vec{n} = 0 \quad (s=i,e) \quad (IV-83)$$

IV.4.2. Variables électromagnétiques

Les frontières du domaine de calcul des variables électromagnétiques, représentées sur la Figure IV-4, sont de deux natures. Il existe des frontières extérieures qui délimitent le domaine de calcul, mais il existe aussi des frontières intérieures entre les différentes régions du domaine. Ces régions peuvent être le siège de phénomènes physiques, qui nécessitent de définir sur ces frontières des conditions de transitions spécifiques.

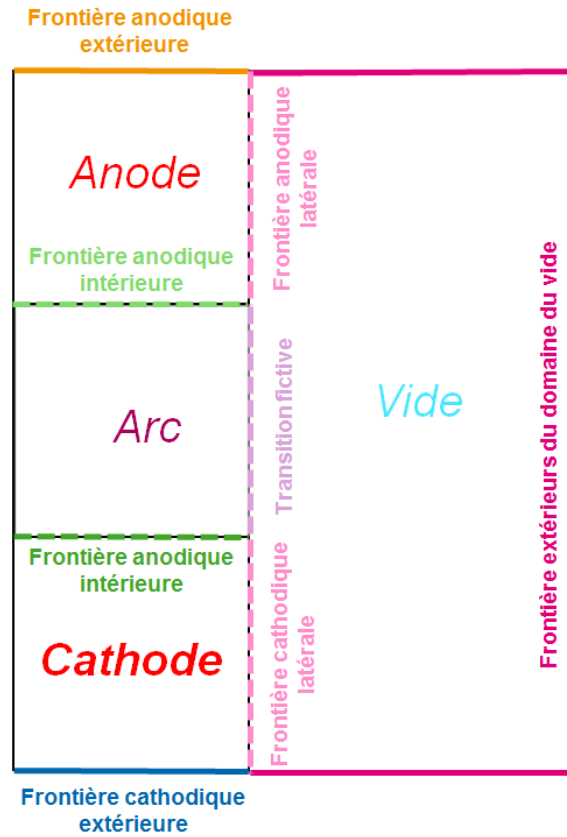


Figure IV-4 : Frontières du domaine de calcul des variables électromagnétiques.

IV.4.2.1. Frontières extérieures.

Potentiel vecteur magnétique

Les conditions aux limites de l'équation régissant le potentiel vecteur magnétique sont des conditions de Dirichlet, identiques pour toutes les frontières extérieures :

$$\vec{A} \wedge \vec{n} = \vec{0} \quad (IV-84)$$

Potentiel électrique

Les conditions aux limites définies pour l'équation de Poisson (IV-66) régissant le potentiel scalaire électrique sont les suivantes.

- Sur la frontière cathodique extérieure, une condition de type Fourier est appliquée consistant à imposer la densité de courant normale (supposée uniforme) :

$$-\sigma \vec{\nabla} V \cdot \vec{n} = \frac{I}{\pi R^2} \quad (\text{IV-85})$$

- Sur la frontière extérieure de la zone vide, une condition de type Fourier est également appliquée consistant à imposer cette fois-ci une densité de courant normale nulle :

$$-\sigma \vec{\nabla} V \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{IV-86})$$

- Sur la frontière anodique extérieure, une condition de type Dirichlet est utilisée traduisant le fait que l'anode est à la masse :

$$V = 0 \quad (\text{IV-87})$$

IV.4.2.2. Frontières intérieures

Potentiel vecteur magnétique

Aucune condition spécifique n'est nécessaire.

Potentiel électrique

Les conditions appliquées pour le potentiel électrique sur les frontières entre les différentes régions du domaine de calcul sont toutes des conditions de Fourier permettant d'imposer la densité de courant normale à la surface.

Sur la frontière entre la cathode et le plasma, le profil radial de la densité de courant normale est imposé. Ce profil peut prendre différentes formes comme le montrent les observations bibliographiques et nos résultats expérimentaux. L'intégrale de la densité de courant sur la surface de la cathode doit correspondre au courant total injecté au niveau de la frontière extérieure de la cathode.

Les trois frontières latérales intérieures sont considérées comme imperméables au courant, ce qui implique que la composante normale à la surface de la densité de courant est nulle.

Sur la frontière anodique intérieure, la densité de courant est imposée pour tenir compte de l'influence de la gaine anodique. La densité de courant totale (ionique + électronique) arrivant à la surface de l'anode s'écrit :

$$\vec{J}_a \cdot \vec{n} = \left(Z e n_i \vec{u}_i + J_{e,th} e^{\frac{e \varphi_a}{k_b T_{ea}}} \vec{n} \right) \cdot \vec{n} \quad (\text{IV-88})$$

Pour pouvoir utiliser cette relation afin d'imposer $\vec{J}_a \cdot \vec{n}$, il nous faut évaluer la chute de potentiel anodique φ_a . Cette dernière est définie par la relation (IV-79), mais cette relation ayant été utilisée pour dériver (IV-88) elle ne peut pas être utilisée à nouveau pour évaluer φ_a . Nous avons donc besoin d'une nouvelle relation. Pour cela, nous considérons que la surface de l'anode est équipotentielle ($V=V_0$). φ_a est liée au potentiel V_0 et au potentiel électrique à la frontière entre la zone hydrodynamique et la gaine anodique V_a par la relation suivante :

$$\varphi_a = V_0 - V_a \quad (\text{IV-89})$$

Le potentiel électrique V_0 est une constante qui peut être calculée en égalant le courant électronique total émis par la cathode et le courant électronique total collecté par l'anode :

$$I \left(1 + \frac{Ze\mu_{er}}{m_i} \right) = \int_{anode} J_{e,th} e^{\frac{V_0 - V_a}{k_b T_{ea}}} \vec{n} \cdot d\vec{S} \quad (IV-90)$$

En définitive, l'imposition des composantes normales des densités de courant sur les frontières $f = c, l, a$, s'effectue par l'application du côté des frontières f inclus dans le domaine de l'arc d'une condition de Fourier :

$$\sigma_{pl}(\vec{\nabla}V)_f \cdot \vec{n} = - \left[\vec{J}_f + \sigma_{pl} \left(\frac{1}{en_e} \vec{\nabla}p_e + C_2 \frac{k_b}{e} \vec{\nabla}T_e + \vec{u}_e \wedge \vec{B} \right) \right] \cdot \vec{n} \quad (IV-91)$$

Tandis que du côté extérieur au domaine d'arc la condition de Fourier s'exprime simplement :

$$\sigma(\vec{\nabla}V)_f \cdot \vec{n} = -\vec{J}_f \cdot \vec{n} \quad (IV-92)$$

IV.5. Simulation numérique sous le logiciel COMSOL

Le logiciel COMSOL-Multiphysics[®] v5.3, utilisé pour développer ce modèle, simule des équations différentielles à l'aide de la méthode des éléments finis. La construction d'un modèle sous COMSOL s'effectue au travers de la définition et du paramétrage « d'interfaces » de différents types : *définitions*, *géométrie*, *matériaux*, *physiques* ou encore *études* et *résultats*.

La mise en œuvre du modèle sous COMSOL a nécessité le couplage et l'adaptation de plusieurs interfaces *physiques*. Ces interfaces, qui servent à définir les équations à résoudre, sont conçues pour résoudre spécifiquement une ou plusieurs équations différentielles données. Elles se présentent sous la forme d'une fenêtre dans laquelle est indiquée la structure de base des équations résolues et au sein de laquelle il est possible d'activer des options permettant de définir les conditions aux limites, ainsi que d'éventuels termes sources additionnels des équations propres au problème traité. Le couplage entre les différentes interfaces *physiques* s'effectue à l'aide de variables ou d'opérateurs définis dans l'interface *définitions*.

Notre modèle magnétohydrodynamique est construit à partir du couplage de trois interfaces *physiques*. L'interface « champs électrique et magnétique » permet la résolution des équations électromagnétiques et le calcul des variables V et $\vec{A}$. Pour le calcul des variables hydrodynamiques, nous utilisons deux interfaces : l'interface « écoulement fluide à haut nombre de Mach », qui permet le calcul des variables n_i , $\vec{u}_i$ et T_i et l'interface « transfert thermique dans les fluides », qui est utilisée pour calculer T_e . Dans la plupart des cas, les options natives des interfaces ont permis une mise en œuvre commode des termes sources et des conditions aux limites de notre modèle. Cependant, certains termes sources ont nécessité l'emploi de « contributions faibles » qui sont des options avancées permettant d'écrire en

formulation faible n'importe quel terme source ou n'importe quel flux de frontière et de contraindre des variables.

Le logiciel COMSOL-Multiphysics® v5.3 offre un grand nombre d'options de configuration relatives à la résolution des équations. Le logiciel est capable d'utiliser deux types de solveurs, les solveurs itératifs et les solveurs directs. Les solveurs itératifs regroupent un grand nombre de méthodes de conditionnement différentes applicables chacune à un certain type de « physiques », et ont l'avantage d'utiliser peu de mémoire vive. Les solveurs directs sont d'une plus grande stabilité quelles que soient les équations résolues mais utilisent plus de mémoire vive. Etant donnée la géométrie 2D axisymétrique utilisée dans ce travail, la mémoire vive requise par le problème reste la plupart du temps raisonnable (*qq. Go*), aussi avons-nous systématiquement utilisé un solveur direct.

La résolution des équations s'effectue à l'aide d'un algorithme de Newton qui peut s'appliquer, soit de manière fortement couplée à l'ensemble des variables en même temps, soit de manière ségrégée en appliquant l'algorithme successivement à chaque variable ou à des groupes de variables. Nous avons utilisé la résolution fortement couplée qui est moins économe en mémoire vive, mais présente une plus grande stabilité que l'approche ségrégée, et est plus rapide.

Chapitre V. RESULTATS DE LA MODELISATION

Ce chapitre a pour objet la simulation de l'écoulement d'un plasma de vapeurs de cuivre à l'aide du modèle décrit dans le chapitre IV. En premier lieu, nous présenterons de manière détaillée les simulations de deux cas « de référence » relatifs aux régimes supersonique et subsonique de l'écoulement des ions. Rappelons que, d'après les données rassemblées par Schade et Shmelev [58], la densité de courant critique délimitant ces deux régimes est d'environ $300 A/cm^2$, ce qui correspond à une intensité du courant d'environ $3800 A$ pour des électrodes de rayon $20 mm$. Dans un second temps, nous présenterons pour chacun de ces régimes les résultats de trois études paramétriques, au cours desquelles nous avons fait varier l'intensité de l'AMF, l'intensité du courant d'arc et la distance inter-électrodes.

Les simulations présentées concernent un plasma généré entre deux électrodes de cuivre. En conséquence :

- la masse des ions est $m_i = 1,055 \cdot 10^{-25} kg$;
- la charge moyenne des ions, considérée comme uniforme, est fixée à $Z = 1,85$ [134] ;
- les valeurs des coefficients C_1 , C_2 et C_3 retenues sont celles calculées par Braginskii pour une charge ionique $Z = 2$ [104].

Les simulations sont effectuées au sein d'un domaine de calcul de hauteur totale $70 mm$ et de rayon $48 mm$. Le rayon des électrodes est de $20 mm$. La distance inter-électrodes est de $10 mm$ dans les cas de référence.

Un exemple de maillage pour un domaine de calcul dans lequel les électrodes sont espacées de $10 mm$ est présenté sur la Figure V-1. Celui-ci est composé de mailles toriques de section rectangulaire. A l'intérieur de la région occupée par l'arc, les mailles ont pour la plupart une section carrée de $250 \mu m$ de côté. Cependant, au niveau des frontières anodique et cathodique, le maillage est affiné pour atteindre des pas d'espace d'environ $10 \mu m$. La « couche limite » anodique est importante lorsque la constriction anodique du courant est importante et la « couche limite » cathodique trouve son utilité en régime subsonique car la variation de la température au voisinage de la cathode est très rapide. Le maillage des électrodes est composé de mailles de section rectangulaire de hauteur $1,5 mm$ et de même largeur que les mailles de la région occupée par l'arc. Enfin, les mailles de la zone vide ont selon leur position axiale la hauteur des mailles de la zone occupée par l'arc ou de la zone des électrodes et ont une largeur de $2,5 mm$. Le maillage de la Figure V-1 comprend 10396 mailles, dont 7820 sont situées dans la région occupée par l'arc.

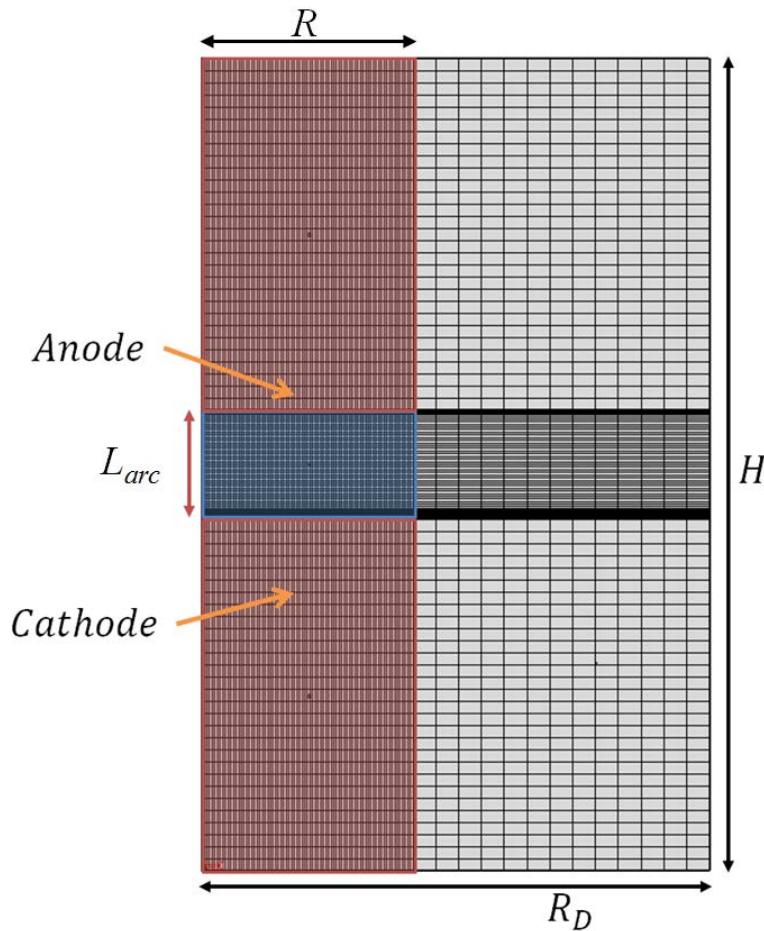


Figure V-1 : Exemple de maillage du domaine de calcul ($H=70\text{ mm}$, $L_{arc}=10\text{ mm}$, $R_D=48\text{ mm}$ et $R=20\text{ mm}$).

V.1. Simulations de référence

V.1.1. Régime supersonique

La simulation de référence utilisée pour décrire le comportement du plasma en régime supersonique est celle d'un arc généré par un courant ayant une intensité de 1 kA en l'absence de champ magnétique axial. La densité de courant cathodique est supposée uniforme. Les conditions aux limites imposées sur la frontière cathodique sont calculées à partir de données issues de la littérature, couramment utilisées par d'autres modélisateurs. Le taux d'érosion ionique est pris égal à $50\mu\text{g/C}$ [135], la température ionique à $0,2\text{ eV}$, la température électronique à $1,5\text{ eV}$ et la vitesse ionique à 10 km/s [58]. Les conditions aux limites calculées à partir de ces données sont présentées dans le Tableau V-1.

Tableau V-1 : Conditions aux limites imposées sur la frontière cathodique lors de la simulation de référence relative au régime supersonique.

J_c	p_{ic}	T_{ic}	Ma_{ic}	T_{ec}
A/m^2	Pa	eV	-	eV
$7,96 \cdot 10^5$	1,20	0,2	14,1	1,5

V.1.1.1. Variables électromagnétiques

La Figure V-2 présente le champ de la norme de la densité de courant ainsi que les lignes de courant du vecteur densité de courant dans l'espace inter-électrodes. Elle fait clairement apparaître un phénomène de constriction du courant au voisinage de l'anode. Au voisinage de la cathode et dans la majeure partie de l'espace inter-électrodes, la constriction de la densité de courant est très faible, tandis qu'en approchant de l'anode, elle s'amplifie brutalement. Le maximum de la norme de la densité de courant sur la frontière anodique est situé à environ $2,5\text{ mm}$ de l'axe de symétrie des électrodes et atteint plus de 8 fois la densité de courant cathodique. Le décentrement de ce maximum est lié à l'évolution non monotone de la densité de courant radiale le long de la frontière anodique.

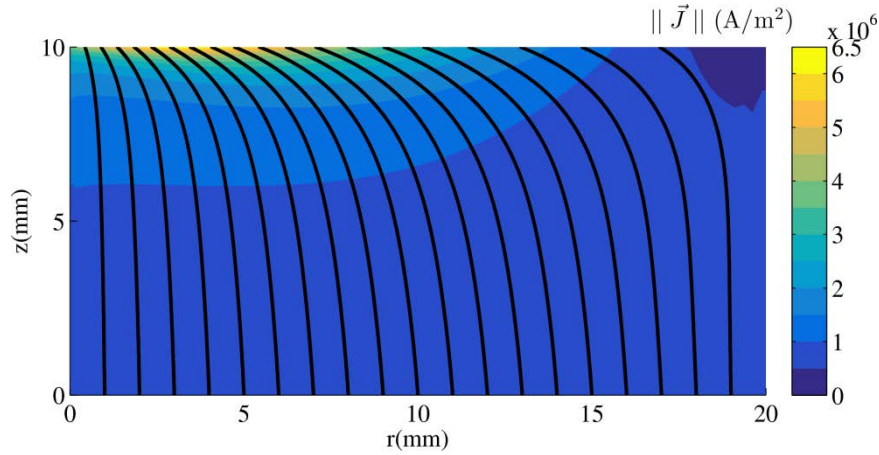


Figure V-2 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la norme de la densité de courant et lignes de courant du vecteur densité de courant ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

Le phénomène de constriction de la densité de courant peut s'expliquer en analysant les termes de l'équation définissant la densité de courant radiale :

$$J_r = \sigma_{pl} \left(-u_{ez} B_\phi + E_r + \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r} + C_2 \frac{k_b}{e} \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) \quad (\text{V-1})$$

Les champs dans l'espace inter-électrodes des deux premiers termes de cette équation (les deux termes fonction des gradients de la pression électronique et de la température électronique jouent un rôle négligeable excepté près de la frontière latérale) sont présentés sur la Figure V-3. Il apparaît que la constriction est presque exclusivement le résultat du terme de Lorentz $-\sigma_{pl} u_{ez} B_\phi$, tandis que le terme $\sigma_{pl} E_r$ s'oppose au phénomène de constriction dans la majeure partie du domaine. Au voisinage de l'anode, le terme de Lorentz s'avère particulièrement intense à l'intérieur d'une région située entre $2,5$ et $7,5\text{ mm}$ de l'axe de symétrie. Le long de l'anode, le terme $\sigma_{pl} E_r$ décroît en valeur absolue pour $r > 2,5\text{ mm}$, ce qui tend à réduire sa capacité à limiter la constriction dans cette région. En revanche, ce terme augmente en valeur absolue près de l'axe de symétrie. Le champ électrique radial a ainsi un effet modérateur notable sur la constriction du courant dans cette région. Rappelons que l'existence d'un champ électrique radial non nul sur la frontière anodique est une conséquence de la présence de la gaine anodique. En l'absence de cette dernière, la frontière anodique

serait au potentiel de l'anode, c'est-à-dire à la masse (cf. IV.4.2.1), ce qui conduirait à un champ électrique radial nul.

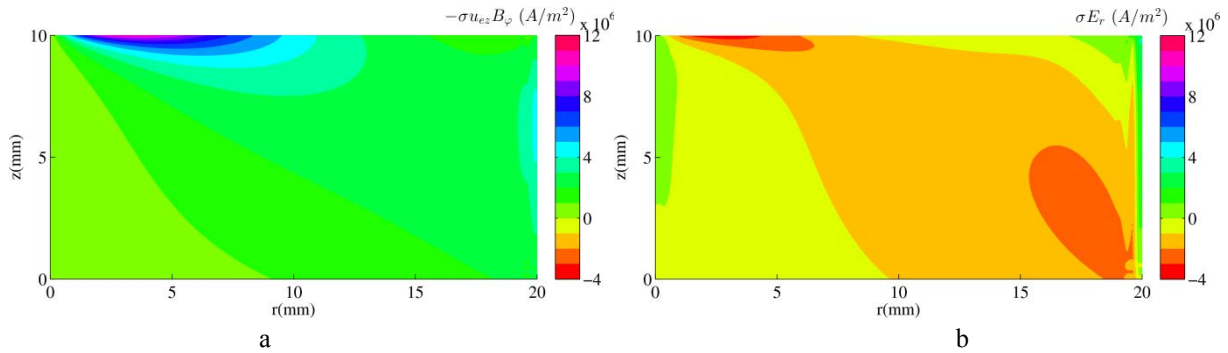


Figure V-3 : Champs dans l'espace inter-électrodes des deux premiers termes de l'équation (V-1) : (a) $-\sigma_{pl} u_{ez} B_{\varphi}$, (b) $\sigma_{pl} E_r$ ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

Le potentiel électrique à l'intérieur de l'arc est représenté sur la Figure V-4. Il augmente de manière monotone depuis la frontière cathodique jusqu'à la frontière anodique, produisant une différence de potentiel de $7,5\text{ V}$ au niveau de l'axe de symétrie et de $2,5\text{ V}$ au niveau de la frontière latérale. La forte variation radiale du potentiel, notamment au niveau de la frontière cathodique, produit le champ électrique radial qui vient s'opposer à la constriction du courant.

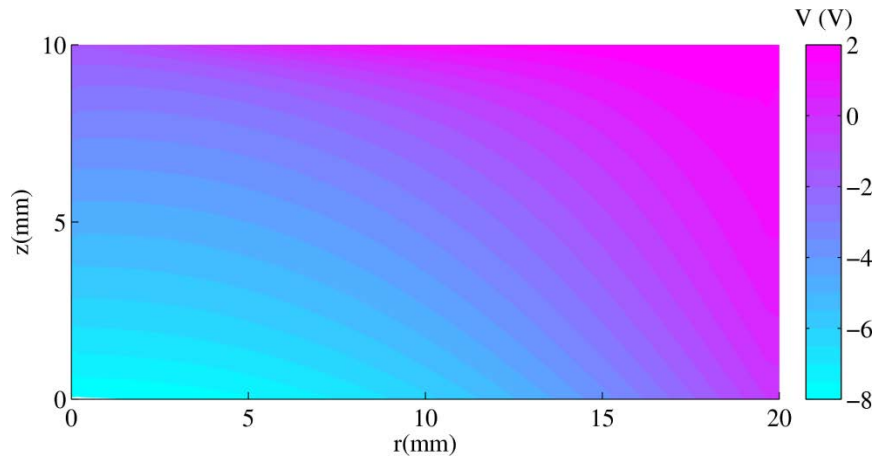


Figure V-4 : Champ dans l'espace inter-électrodes du potentiel électrique ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

En l'absence d'AMF, du fait de la symétrie cylindrique, seules les composantes radiale et axiale de la densité de courant sont non nulles, ce qui se traduit par l'existence d'un champ magnétique induit purement azimuthal, dont la carte d'intensité est présentée sur la Figure V-5. Au niveau de la frontière cathodique, l'intensité du champ magnétique croît linéairement avec r du fait de l'uniformité de la densité de courant cathodique. Les lignes d'iso-intensité se resserrent à l'approche de l'anode sous l'effet de la constriction du courant. Cela explique en partie l'intensification au voisinage de l'axe de symétrie du terme $-\sigma_{pl} u_{ez} B_{\varphi}$ dans l'équation (V-1).

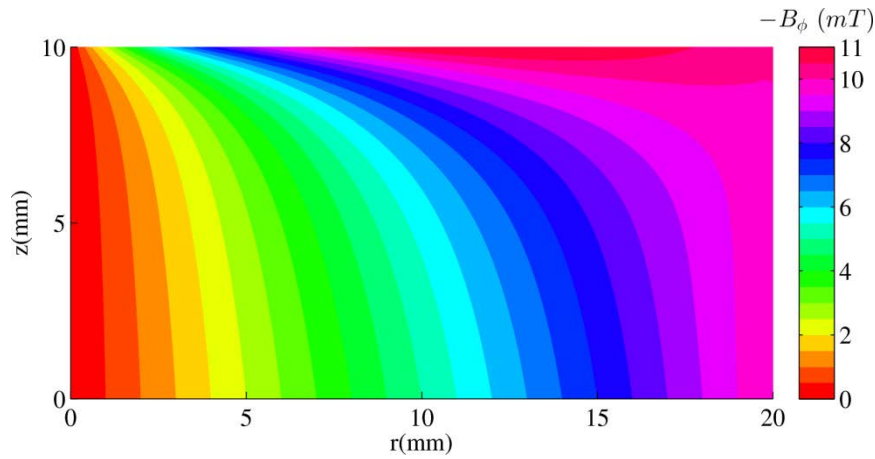


Figure V-5 : Champ dans l'espace inter-électrodes de l'intensité du champ magnétique azimuthal induit ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

V.1.1.2. Variables hydrodynamiques

Densité et vitesse ionique

Le champ de la densité ionique, et donc à une constante multiplicative près le champ de la densité électronique, est présenté sur la Figure V-6. Au cours de leur transit entre la cathode et l'anode, les ions sont soumis à un phénomène de compression, à l'exception d'une région située au voisinage de la frontière latérale, au sein de laquelle la densité décroît rapidement. Le phénomène de compression est provoqué par la composante radiale de la force de Lorentz $-J_z B_\phi$ dans l'équation (IV-59). Au voisinage de la frontière anodique, le maximum de la densité ionique est décentré.

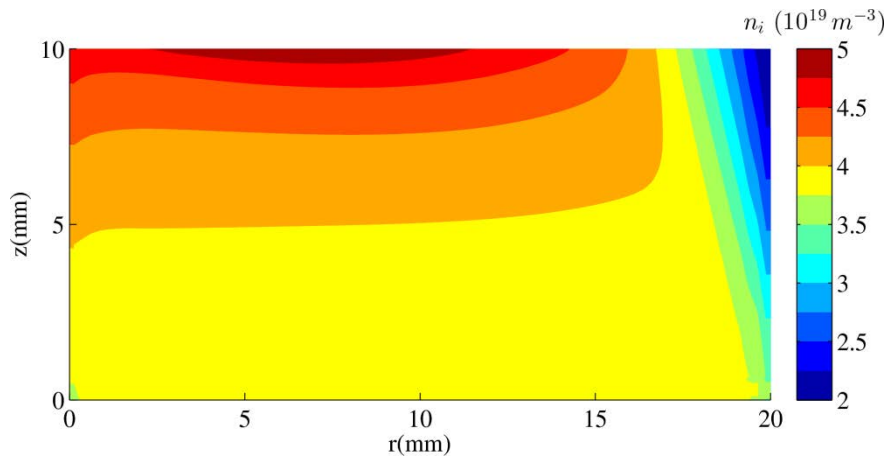


Figure V-6 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la densité ionique ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

Le champ de la norme de la vitesse ionique et les lignes de courant de l'écoulement des ions, présentés sur la Figure V-7, permettent de mettre en évidence une légère décélération des ions ($\sim 14\%$) dans la majeure partie de l'espace inter-électrodes. Au voisinage de la frontière latérale, les ions subissent au contraire une faible accélération. A proximité de l'anode, la zone où la décélération est la plus forte est décentrée et correspond à la région de plus forte densité observée sur la Figure V-6. L'examen des lignes de courant permet de mettre en évidence que la composante radiale de la vitesse ionique, nulle au voisinage de la cathode, est

dirigée vers l'axe de symétrie et s'intensifie lentement au cours de l'écoulement sous l'effet de la composante radiale de la force de Lorentz. Elle reste cependant toujours faible devant la composante axiale de la vitesse ionique.

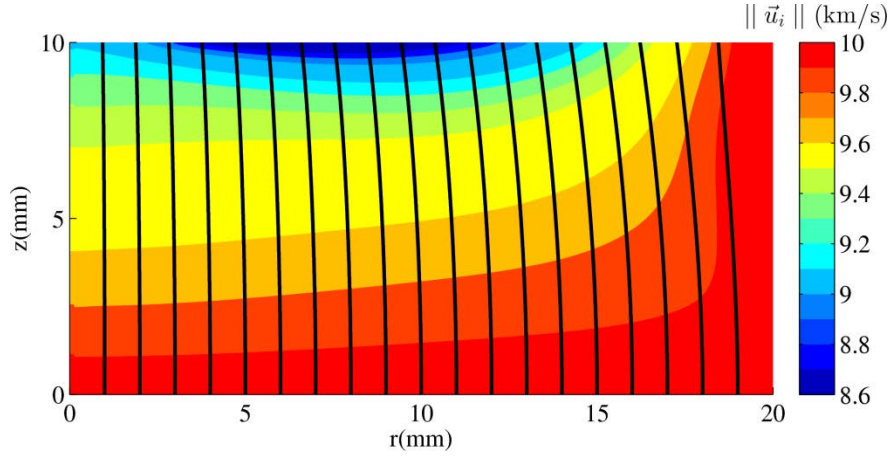


Figure V-7 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la norme de la vitesse ionique et lignes de courant ionique ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

Le phénomène de décélération ionique est le résultat d'une diminution de la vitesse axiale des ions, qui peut être analysée en examinant les termes sources de la composante axiale de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement ionique (IV-59) :

$$m_i n_i \left(u_{iz} \frac{\partial u_{iz}}{\partial z} + u_{ir} \frac{\partial u_{iz}}{\partial r} \right) = -\frac{\partial}{\partial z} (p_i + p_e) + (\vec{\nabla} \cdot \vec{\pi}_i)_z + J_r B_\phi \quad (\text{V-2})$$

Trois termes sources sont présents, à savoir les forces de pression, la force de viscosité et la force de Lorentz. La force de viscosité ne joue aucun rôle notable et n'a été conservée dans les équations qu'au vue de considérations numériques liées à l'emploi du logiciel COMSOL. En étudiant la Figure V-8, on constate que dans la plus grande partie de l'espace inter-électrodes les forces de pression sont prédominantes et expliquent la décélération des ions. En revanche, sous l'effet de la constriction du courant, la force de Lorentz devient conséquente au voisinage de l'anode. Cela explique le décentrement le long de l'anode de la zone de plus faible vitesse ionique observé sur la Figure V-7 et par voie de conséquence celui de la densité ionique visible sur la Figure V-6.

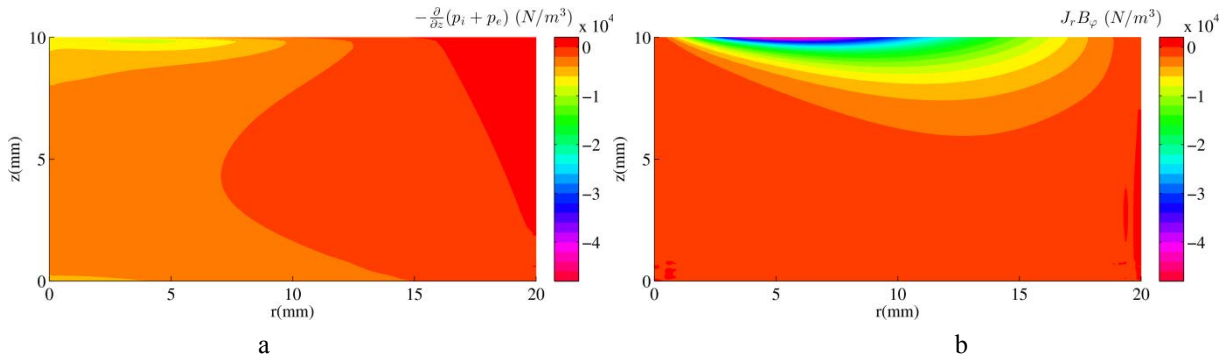


Figure V-8 : Champs dans l'espace inter-électrodes des terme sources (a) $-\frac{\partial}{\partial z} (p_i + p_e)$ et (b) $J_r B_\phi$ de l'équation de conservation de la quantité de mouvement axiale ionique (V-2) ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

Températures

La Figure V-9 témoigne dans la plus grande partie de l'espace inter-électrodes d'un échauffement des ions au cours de leur écoulement vers l'anode. Comme pour la densité et la vitesse ionique, on observe encore une fois une position décentrée du maximum de la température ionique au niveau de la frontière anodique.

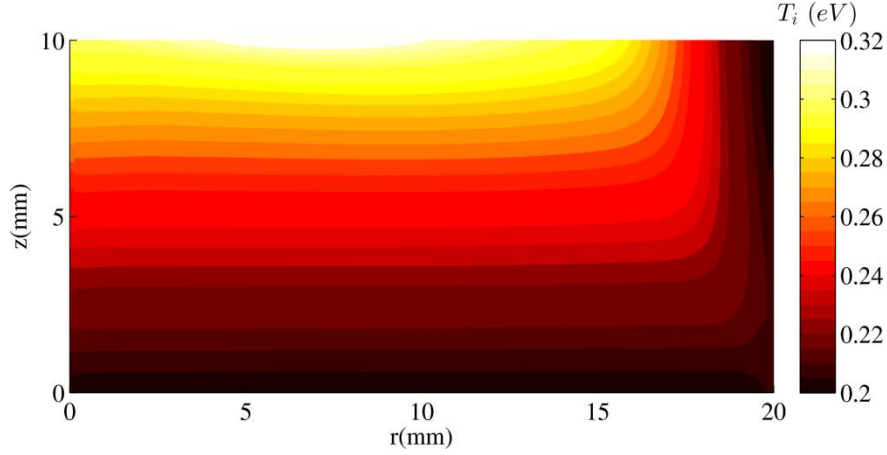


Figure V-9 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la température ionique ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

L'équation de conservation de l'énergie ionique s'écrit :

$$\frac{5}{2} n_i k_b \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} T_i - \vec{\nabla} \cdot (k_i \vec{\nabla} T_i) = \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} p_i + Q_i + \bar{\pi}_i : \vec{\nabla} \vec{u}_i \quad (\text{V-3})$$

Cette équation comprend trois termes sources, à savoir le travail de la force de pression ionique ($\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} p_i$), le transfert d'énergie inter-espèces (Q_i) et la dissipation visqueuse ($\bar{\pi}_i : \vec{\nabla} \vec{u}_i$). Ce dernier terme s'avère être négligeable. Les champs des deux premiers termes sources sont présentés sur la Figure V-10. Si, au voisinage de la cathode, le travail de la force de pression et le transfert d'énergie inter-espèces participent à l'échauffement des ions dans des proportions à peu près équivalentes, le travail de la force de pression croît de manière plus rapide au fur et à mesure de l'écoulement des ions en direction de l'anode, le rendant prépondérant devant Q_i . Notons par ailleurs que le travail de la force de pression est négatif au voisinage de la frontière latérale mais reste pour partie compensé par le transfert d'énergie inter-espèces.

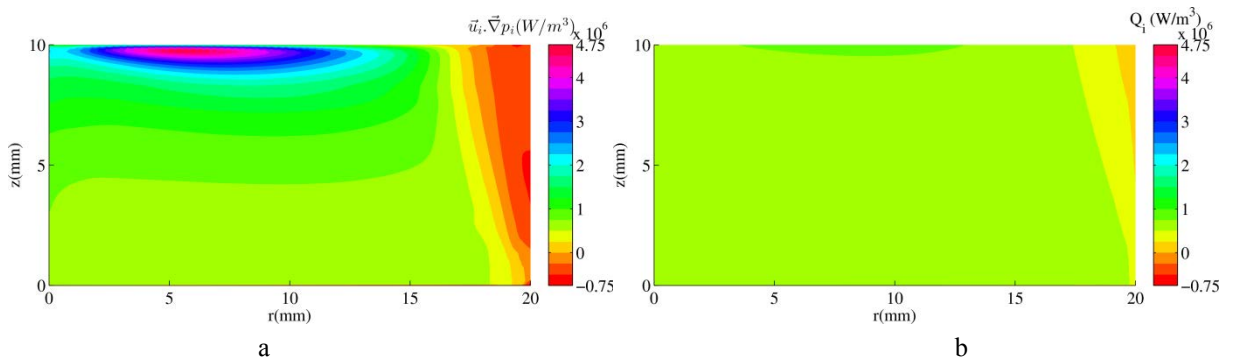


Figure V-10 : Champs dans l'espace inter-électrodes des termes sources (a) $\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} p_i$ et (b) Q_i de l'équation (V-3) ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

Sur la Figure V-11, le champ de la température électronique montre un échauffement continu des électrons au fur et à mesure de leur écoulement vers l'anode dans la majorité de l'arc. Pour des distances supérieures à 10 mm de l'axe de symétrie, la température électronique connaît une légère baisse à l'approche de l'anode. Malgré cette baisse, la température électronique atteinte sur la frontière anodique reste supérieure de 20 % à sa valeur sur la frontière cathodique. Au niveau de l'axe de symétrie, l'amplitude de l'échauffement est maximale, avec une augmentation de 140 % de la température des électrons entre les frontières cathodique et anodique. Il est intéressant de noter, qu'en négligeant les variations du logarithme coulombien, la conductivité électrique du plasma (cf. équation (IV-41)) varie uniquement en fonction de $T_e^{3/2}$. Il s'ensuit que la conductivité est maximale au voisinage de l'axe de symétrie, ce qui accentue le phénomène de constriction du courant dans cette région.

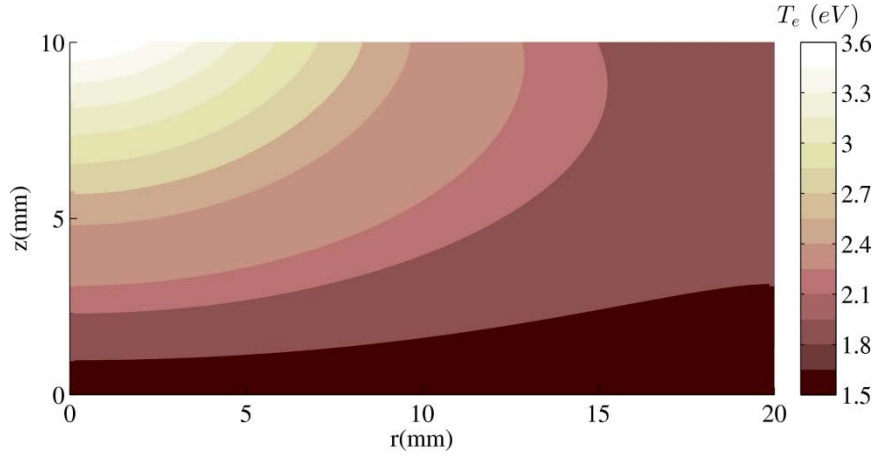


Figure V-11 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la température électronique ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

L'évolution de la température des électrons est régie par l'équation de conservation de l'énergie électronique qui s'écrit :

$$\frac{5}{2}n_e k_b \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} T_e - \vec{\nabla} \cdot (k_e \vec{\nabla} T_e) = \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} p_e + \frac{\vec{j}^2}{\sigma_{pl}} - Q_i \quad (\text{V-4})$$

L'évolution de la température des électrons est donc contrôlée par les trois termes sources que sont le travail de la force de pression électronique ($\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} p_e$), le chauffage ohmique ($\vec{j}^2 / \sigma_{pl}$) et le transfert d'énergie inter-espèces ($-Q_i$). La Figure V-12 montre que les deux premiers termes tendent tous les deux à échauffer les électrons. Ils sont d'intensité comparable et atteignent leurs valeurs maximales sur la frontière anodique, au voisinage de l'axe de symétrie. Le terme $-Q_i$, qui tend à refroidir les électrons, est inférieur en valeur absolue d'un facteur 1000 par rapport aux deux autres termes au voisinage de l'anode sur l'axe de symétrie (cf. Figure V-10.b). Il est cependant prépondérant à l'approche de l'anode en périphérie de l'arc et est la cause du léger refroidissement des électrons dans cette région.

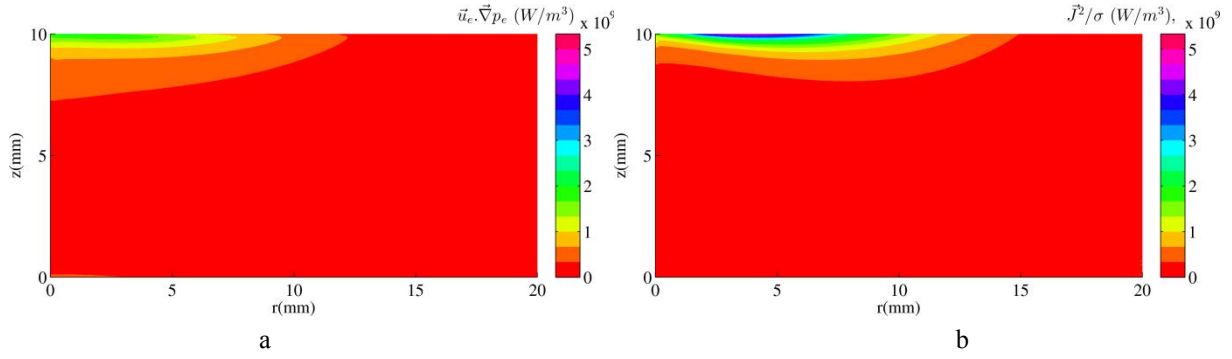


Figure V-12 : Champs dans l'espace inter-électrodes des termes sources (a) $\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} p_e$ et (b) $\vec{J}^2 / \sigma$ de l'équation (V-4) ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

Régime d'écoulement

L'étude du nombre de Mach¹ relatif à l'écoulement des ions, qui permet de discriminer la nature (supersonique ou subsonique) de l'écoulement, est importante en l'absence d'AMF. En effet, le régime diffus subsonique n'existant pas en l'absence d'AMF [58], la valeur limite de l'intensité du courant d'arc pour laquelle le régime d'écoulement cesse d'être supersonique est aussi l'intensité critique d'apparition d'un régime d'anode active [61]. Comme le montre la Figure V-13, pour une intensité du courant de 1 kA , l'écoulement des ions reste supersonique dans tout l'espace inter-électrodes. Toutefois, la chute de la vitesse des ions et la hausse des températures ionique et électronique au cours de l'écoulement du plasma vers l'anode observées précédemment conduisent à une baisse significative du nombre de Mach, particulièrement marquée au voisinage de l'axe de symétrie où elle atteint 46 %.

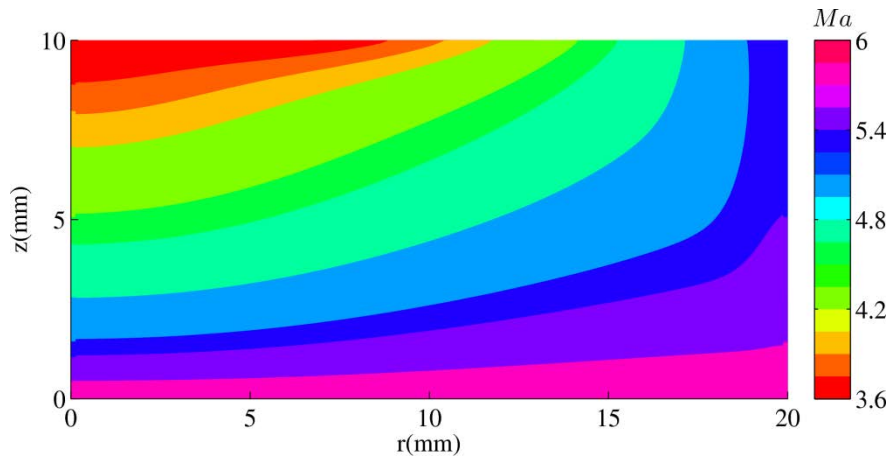


Figure V-13 : Champ dans l'espace inter-électrodes du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions ($I_{arc}=1\text{ kA}$, sans AMF).

Densité de flux d'énergie transmise à l'anode

Nous nous intéressons ici à la densité de flux d'énergie transmise par le plasma à l'anode. Ce paramètre est une donnée importante, qui renseigne sur les conditions thermiques subies par l'anode. Cette densité d'énergie peut être estimée à l'aide des variables hydrodynamiques du

¹Le nombre de Mach considéré ici est défini comme suit : $Ma = \frac{u_{iz}}{\sqrt{\frac{k_b}{m_i}(\gamma T_i + T_e)}}$

plasma calculées sur la frontière anodique. Les différents processus de transfert pris en compte ainsi que l'expression des densités de flux d'énergie associées sont identiques à ceux considérés par Langlois [23] et sont rappelés ci-dessous.

La densité de flux d'énergie apportée par les ions s'écrit :

$$P_{ai} = P_{ther,i} + P_{cin,i} + P_{gaine,i} + P_{c,i} \quad (V-5)$$

Le terme $P_{ther,i} = n_i u_{iz} (2k_b T_i)$ représente l'énergie thermique portée par les ions. Le terme $P_{cin,i} = n_i u_{iz} \left(\frac{1}{2} m_i u_i^2 \right)$ correspond à l'énergie cinétique portée par les ions. Le terme $P_{gaine,i} = -n_i u_{iz} Z e \varphi_a$ désigne l'énergie acquise ou perdue par les ions en traversant la gaine anodique. Enfin, le terme $P_{c,i} = n_i u_{iz} U_c$ rend compte de l'énergie de condensation et de recombinaison des ions à la surface de l'anode. En considérant que le plasma est composé de 15% d'ions Cu^+ et 85% d'ions Cu^{2+} (ce qui correspond à un degré d'ionisation moyen de 1,85), le paramètre U_c s'exprime de la manière suivante :

$$U_c = L_v + 0,15 U_{z1} + 0,85 U_{z2} - 1,85 U_s \quad (V-6)$$

avec :

- $L_v = 3,12 \text{ eV}$ la chaleur latente de condensation d'un atome de cuivre,
- $U_{z1} = 7,73 \text{ eV}$ et $U_{z2} = 20,29 \text{ eV}$ les énergies de première et deuxième ionisation d'un atome de cuivre,
- $U_s = 4,29 \text{ eV}$ le travail de sortie électronique du cuivre.

La densité de flux d'énergie apportée par les électrons s'écrit :

$$P_{ae} = P_{ther,e} + P_{cin,e} + P_{gaine,e} + P_{s,e} \quad (V-7)$$

où, la densité de flux d'énergie thermique s'écrit $P_{ther,e} = n_e u_{ez} (2k_b T_e)$, la densité de flux d'énergie cinétique est notée $P_{cin,e} = n_e u_{ez} \left(\frac{1}{2} m_e u_e^2 \right)$, la densité de flux d'énergie acquise ou perdue par les électrons à travers la gaine anodique est exprimée par $P_{gaine,e} = n_e u_{ez} e \varphi_a$ et où $P_{s,e} = n_e u_{ez} U_s$ est associé au travail de sortie électronique, qui est restitué par les électrons lors de leur capture.

Le profil le long de la surface de l'anode de chacune des composantes des densités de flux d'énergie apportées par les ions et les électrons est présenté sur la Figure V-14. Dans le cas des ions, les composantes les plus importantes sont les densités de flux relatives à l'énergie cinétique des ions et à la condensation et à la recombinaison des ions en surface. Ces deux composantes sont caractérisées par une faible variabilité radiale, excepté près de la frontière latérale. La composante relative à l'énergie thermique des ions est négligeable. Le terme $P_{gaine,i}$ a un signe positif, qui témoigne du fait que la chute de potentiel anodique est négative, et est donc responsable d'une accélération des ions.

Dans le cas des électrons, les composantes les plus importantes sont les densités de flux relatives à l'énergie thermique des électrons et à leur capture à la surface de l'anode. Toutes

deux présentent une variation radiale marquée, qui est la conséquence de la constriction du courant et du fait que la majorité du courant est portée par les électrons. La composante relative à l'énergie cinétique des électrons est négligeable à cause de leur faible masse. Le terme $P_{\text{gain},e}$ a une contribution négative, qui témoigne d'un ralentissement des électrons à travers la gaine anodique.

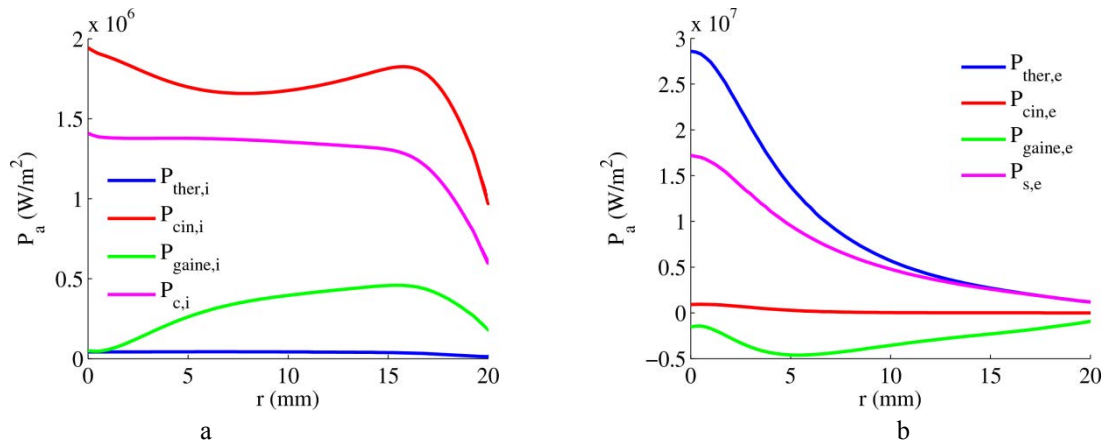


Figure V-14 : Profils le long de la surface de l'anode des différentes composantes des densités de flux d'énergie apportées par (a) les ions et (b) les électrons ($I_{\text{arc}}=1 \text{ kA}$, sans AMF).

Le profil le long de la surface de l'anode des densités de flux totales d'énergie apportées par les ions et les électrons est présenté sur la Figure V-15. Jusqu'à une position radiale d'environ 13 mm , la densité de flux d'énergie apportée par les électrons prédomine, la densité de flux d'énergie relative aux ions ne jouant qu'un rôle correctif. En revanche, au voisinage de la surface latérale, les contributions des ions et des électrons sont à peu près équivalentes.

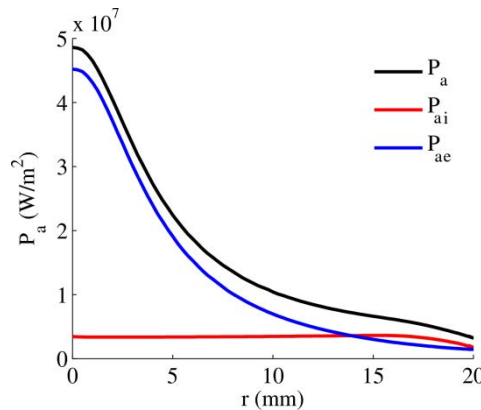


Figure V-15 : Profils le long de la surface de l'anode des densités de flux d'énergie ionique et électronique et de la densité de flux totale d'énergie déposée à l'anode ($I_{\text{arc}}=1 \text{ kA}$, sans AMF).

V.1.2. Régime subsonique

La simulation de référence utilisée pour décrire le comportement du plasma en régime subsonique est celle d'un arc généré par un courant de 9 kA et soumis à un AMF uniforme d'intensité 45 mT , le régime diffus subsonique n'existant pas en l'absence d'AMF. Comme en régime supersonique, la densité de courant cathodique est supposée uniforme. Concernant les paramètres du plasma imposés sur la frontière cathodique, les valeurs du taux d'érosion ionique et de la température électronique restent inchangées par rapport au cas supersonique,

et la température ionique est prise égale à 3 eV [58]. L'ensemble des données imposées sur la frontière cathodique sont rassemblées dans le Tableau V-2.

Tableau V-2 : Conditions aux limites imposées sur la frontière cathodique lors de la simulation de référence relative au régime subsonique.

J_c	$m_i n_{ic} v_{ic}$	T_{ic}	T_{ec}
A/m^2	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	eV	eV
$7,17 \cdot 10^6$	$3,58 \cdot 10^{-1}$	3	1,5

V.1.2.1. Variables électromagnétiques

La Figure V-16 montre, comme dans le cas supersonique, un phénomène de constriction du courant. L'évolution de la densité de courant en régime subsonique présente toutefois de légères différences par rapport à celle observée en régime supersonique sur la Figure V-2. Dans le cas subsonique, le phénomène de constriction du courant est plus important au voisinage de la cathode et s'intensifie progressivement dans l'espace inter-électrodes, sans subir comme dans le cas supersonique d'amplification brutale à l'approche de l'anode. La densité de courant maximale sur la frontière anodique n'est que 2,1 fois supérieure à la densité de courant cathodique (au lieu de 8 fois dans le cas supersonique).

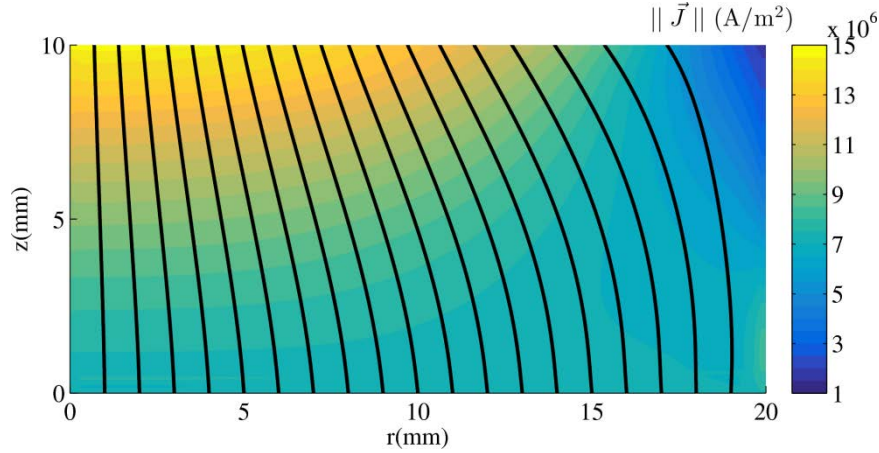


Figure V-16 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la norme de la densité de courant et lignes de courant du vecteur densité de courant projeté dans le plan (r,z) ($I_{arc}=9 \text{ kA}$, $B_{AMF}=45 \text{ mT}$).

Le phénomène de constriction du courant peut de nouveau être appréhendé en étudiant les termes de l'équation définissant la densité de courant radiale, dont l'expression en présence d'AMF est donnée ci-dessous. Ces termes sont les mêmes que ceux de l'équation (V-1) auxquels vient s'ajouter, du fait de l'AMF, le terme $\sigma_{pl} u_{e\phi} B_z$:

$$J_r = \sigma_{pl} \left(u_{e\phi} B_z - u_{ez} B_\phi + E_r + \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r} + C_2 \frac{k_b}{e} \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) \quad (V-8)$$

La Figure V-17 montre, comme dans le cas supersonique, que le terme $-\sigma_{pl} u_{ez} B_\phi$, qui est positif dans la l'ensemble du domaine, est le principal responsable de la constriction du courant. Hormis à proximité de la frontière latérale où il est très élevé, ce terme croît de

manière monotone avec z jusqu'au voisinage de l'anode, produisant un maximum local à environ 13 mm de l'axe de symétrie. Le terme $\sigma_{pl}u_{e\varphi}B_z$ du à l'application d'un AMF a un effet modérateur sur la constriction, hormis dans une petite région adjacente à la cathode et à la frontière latérale. L'effet de limitation de la constriction de ce terme est particulièrement important au voisinage de l'anode, dans une région qui coïncide à peu près avec celle dans laquelle le terme $-\sigma_{pl}u_{ez}B_\varphi$ est lui-même très important. Le terme $\sigma_{pl}\left(\frac{1}{en_e}\frac{\partial p_e}{\partial r} + C_2\frac{k_b}{e}\frac{\partial T_e}{\partial r}\right)$ s'oppose à la constriction dans la quasi-totalité de l'espace inter-électrodes, excepté dans une région très réduite située au centre de l'anode. Ce terme est particulièrement important en périphérie de l'arc. Enfin, le terme lié au champ électrique radial a une importance relative moindre qu'en régime supersonique. Il accentue légèrement la constriction dans une région, qui s'étend depuis l'axe de symétrie jusqu'à un rayon de 12 mm à 14 mm suivant la hauteur. En revanche, au-delà de ce rayon, le terme lié au champ électrique radial s'oppose à la constriction, avec un effet particulièrement notable au voisinage de la frontière latérale.

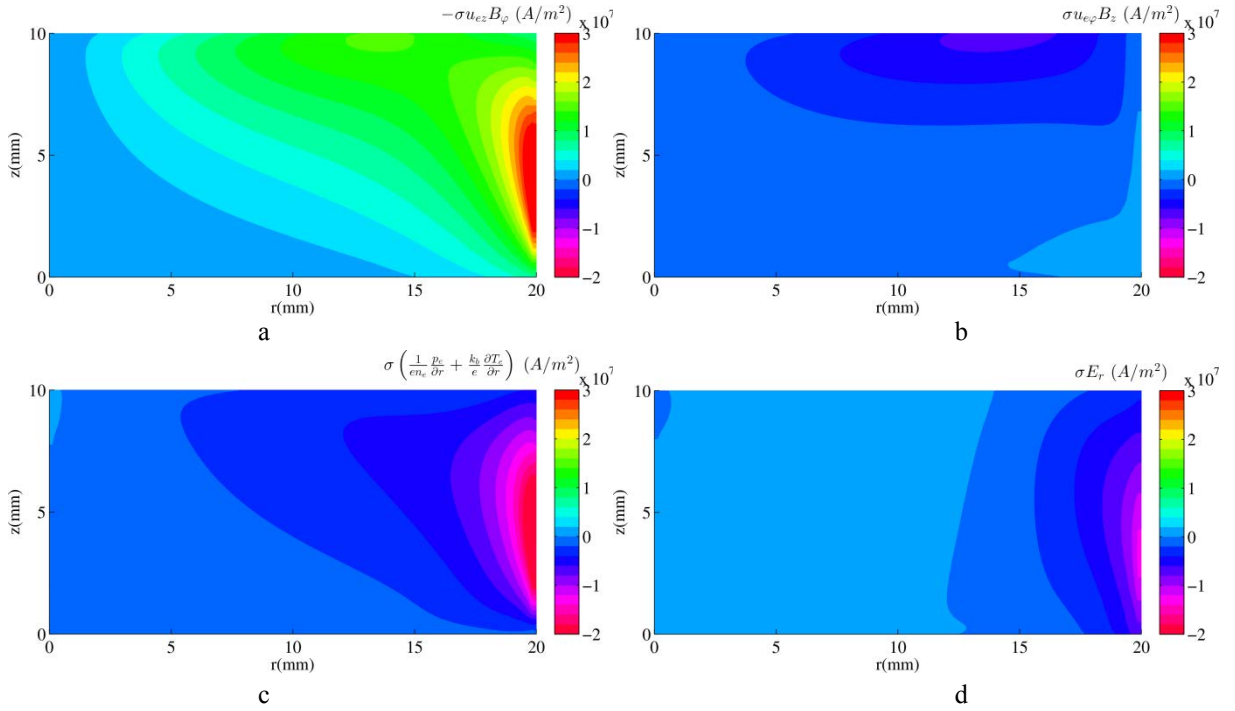


Figure V-17 : Champs dans l'espace inter-électrodes des différents termes de l'équation (V-8) définissant la densité de courant radiale : (a) $-\sigma_{pl}u_{ez}B_\varphi$, (b) $\sigma_{pl}u_{e\varphi}B_z$, (c) $\sigma_{pl}\left(\frac{1}{en_e}\frac{\partial p_e}{\partial r} + C_2\frac{k_b}{e}\frac{\partial T_e}{\partial r}\right)$, (d) $\sigma_{pl}E_r$ ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

Enfin, la Figure V-18 présente le champ du potentiel électrique dans l'espace inter-électrodes. Le potentiel électrique présente une uniformité radiale bien plus grande qu'en régime supersonique (Figure V-4), uniformité dont découle la faiblesse relative du terme $\sigma_{pl}E_r$ sur la Figure V-17. Cette uniformité est avant tout la conséquence d'une plus grande uniformité des profils du potentiel électrique au niveau des frontières cathodique et anodique. Par ailleurs, la différence de potentiel entre les frontières cathodique et anodique atteint sur l'axe 12 V , soit seulement 1,6 fois le saut de potentiel sur l'axe en régime supersonique à 1 kA .

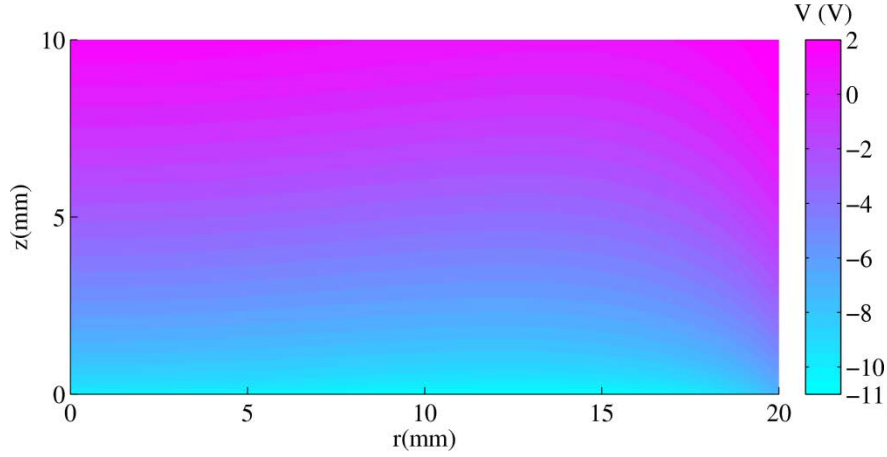


Figure V-18 : Champ dans l'espace inter-électrodes du potentiel électrique ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

L'application d'un AMF a pour conséquence l'apparition de forces de Lorentz supplémentaires, provoquant un mouvement azimuthal des ions et des électrons. Ces mouvements azimuthaux se traduisent à leur tour par l'apparition d'une composante azimuthale de la densité de courant. Le champ dans l'espace inter-électrodes de cette densité de courant azimuthale est présenté sur la Figure V-19. La densité de courant azimuthale augmente de manière monotone au cours du transfert du plasma vers l'anode et atteint un maximum à environ 14 mm du centre de l'anode. L'évolution de J_ϕ peut être expliquée qualitativement de la manière suivante. Du fait de la symétrie axiale, la composante azimuthale de la loi d'Ohm généralisée s'écrit:

$$J_\phi = \sigma_{pl}(u_{ez}B_r - u_{er}B_z) \quad (\text{V-9})$$

Comme nous le verrons plus bas, le champ magnétique radial induit est généré par J_ϕ . La densité de courant azimuthale ne peut donc commencer à se développer en présence d'un AMF que sous l'effet du second terme de l'équation (V-9), qui est lié, par l'intermédiaire de la vitesse électronique radiale et du fait que le courant est principalement porté par les électrons, à l'évolution de la densité de courant radiale (et donc à la constriction du courant).

Par ailleurs, il est intéressant de remarquer que la vitesse électronique azimuthale qui intervient dans le terme qui s'oppose à la constriction du courant créé par l'AMF ($\sigma_{pl}u_{e\phi}B_z$) est essentiellement contrôlée par la densité de courant azimuthale. En effet, cette vitesse est définie par $u_{e\phi} = -\frac{J_\phi}{en_e} + u_{i\phi}$ et la vitesse ionique azimuthale reste petite devant la vitesse électronique azimuthale. Ainsi, en première approximation, de la même manière que l'existence d'une densité de courant azimuthale est liée à la constriction du courant, l'existence du terme s'opposant à la constriction du courant créé par l'AMF est elle aussi corrélée à la constriction du courant.

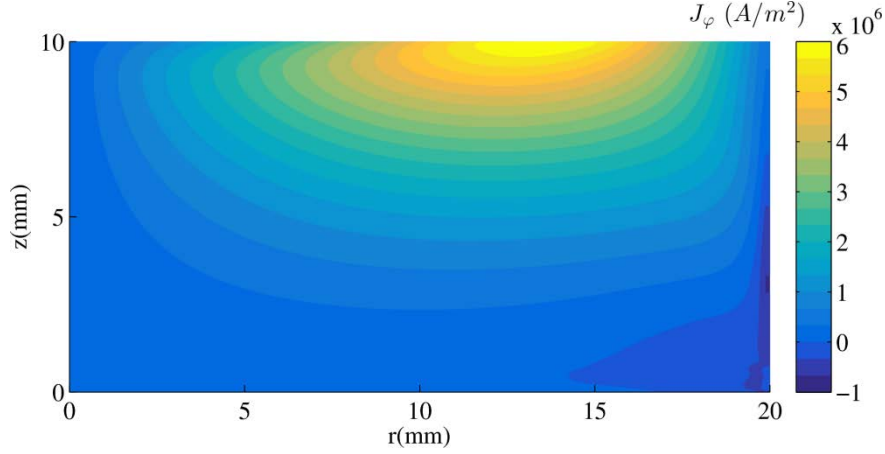


Figure V-19 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la densité de courant azimutale ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

Etant donné la symétrie cylindrique, les composantes radiale et axiale du champ magnétique induit dépendent uniquement de la composante azimutale de $\vec{j}$:

$$\left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r}\right) = \mu_0 J_\phi \quad (\text{V-10})$$

Comme le montre la Figure V-20, ces deux composantes ne sont pas négligeables devant l'intensité de l'AMF imposé. La composante axiale du champ magnétique induit conduit au voisinage de l'axe de symétrie à un renforcement de l'intensité de l'AMF imposé pouvant atteindre 36% et au voisinage de la frontière latérale à une diminution de l'intensité de l'AMF imposé pouvant atteindre 20%.

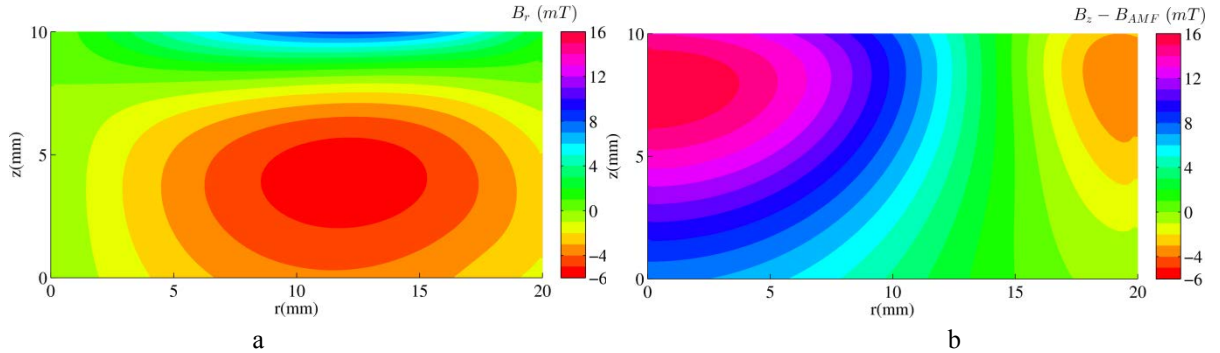


Figure V-20 : Champs dans l'espace inter-électrodes des composantes (a) radiale et (b) axiale du champ magnétique induit ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

La distribution dans l'espace inter-électrodes du champ magnétique induit dans la direction azimutale (non présentée ici) est similaire à celle obtenue dans le cas supersonique (cf. Figure V-5), avec un resserrement des lignes d'iso-intensité du champ magnétique azimutal en direction de l'anode lié à la constriction du courant.

V.1.2.2. Variables hydrodynamiques

Densité et vitesse ionique

En régime subsonique, les conditions aux limites imposées sur la frontière cathodique sont différentes de celles utilisées en régime supersonique. Si la température ionique imposée reste uniforme, la densité et la vitesse des ions ne sont pas imposées explicitement. Elles sont fixées à l'aide de la condition imposée sur le débit ionique. La Figure V-21 présente les profils calculés, le long de la frontière cathodique, de la densité et de la vitesse des ions. Il apparaît que les deux variables varient fortement, la vitesse ionique passant de 480 m/s au centre de la cathode à 2800 m/s à sa périphérie, tandis que la densité chute de $7,1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ au centre de la cathode à $1,3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ à sa périphérie.

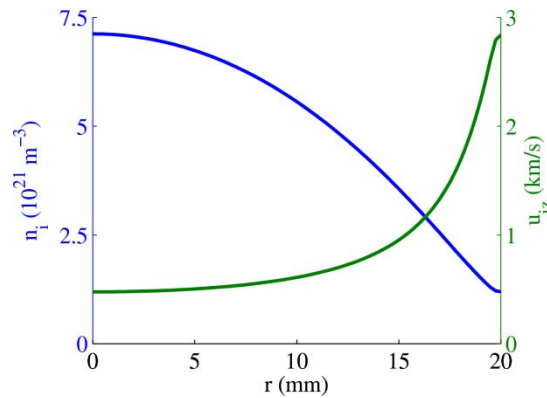


Figure V-21 : Profils le long de la frontière cathodique de la vitesse et de la densité ionique ($I_{arc}=9 \text{ kA}$, $B_{AMF}=45 \text{ mT}$).

Du fait du changement de nature de l'écoulement et de la formulation des conditions aux limites qui en découle, les champs des variables hydrodynamiques du cas subsonique sont très différents de ceux décrits dans le paragraphe V.1.1.2 pour le cas supersonique. Le champ de la densité ionique (Figure V-22) témoigne globalement non plus d'une compression (*cf.* Figure V-6), mais d'une détente des ions au cours de leur écoulement vers l'anode. Cette détente est précédée d'une brève phase d'augmentation de la densité à proximité immédiate de la cathode, exceptée près de la frontière latérale. De même pour des distances inférieures à 12 mm de l'axe de symétrie, la densité tend à augmenter à l'approche de l'anode.

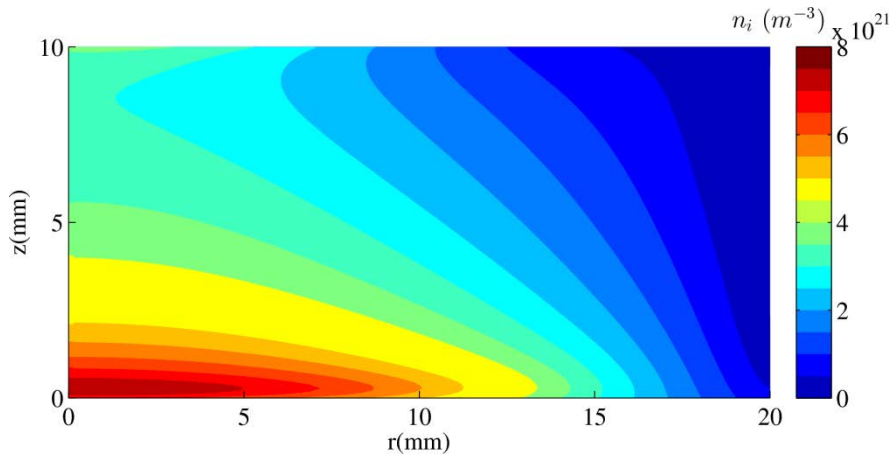


Figure V-22 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la densité ionique ($I_{arc}=9 \text{ kA}$, $B_{AMF}=45 \text{ mT}$).

Le champ de la norme de la vitesse ionique (Figure V-23) témoigne globalement d'une accélération des ions au cours de leur écoulement, contrairement au cas supersonique où une décélération des ions était observée (Figure V-7). Toutefois, à proximité de l'axe de symétrie, la vitesse d'écoulement des ions tend à décroître au voisinage de l'anode. En outre, le resserrement des lignes de courant du champ du vecteur vitesse projeté dans le plan (r,z) met en évidence une constriction du plasma bien plus conséquente que dans le cas supersonique (Figure V-7).

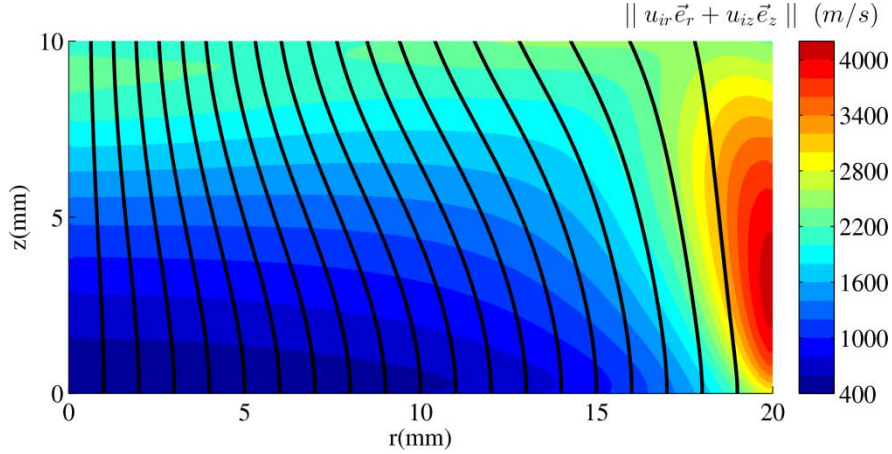


Figure V-23 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la norme des composantes tangentielles au plan de la simulation de la vitesse ionique et lignes de courant du champ du vecteur vitesse projeté dans le plan (r,z) de l'écoulement ionique ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

L'accélération des ions entre la cathode et l'anode est pour partie la conséquence de l'augmentation de leur vitesse axiale. Cette augmentation peut être expliquée à partir de la Figure V-24, qui détaille les champs des deux principaux termes sources de l'équation de conservation de la quantité de mouvement axiale des ions (les forces de viscosité jouent un rôle négligeable). L'accélération des ions résulte des forces de pression. Cependant, au voisinage du centre de l'anode, les forces de pression tendent à décélérer les ions, cet effet se révélant être lié à l'adaptation de la pression ionique à la condition de pression imposée sur la frontière anodique. La composante axiale de la force de Lorentz a un signe négatif et s'oppose à l'accélération des ions.

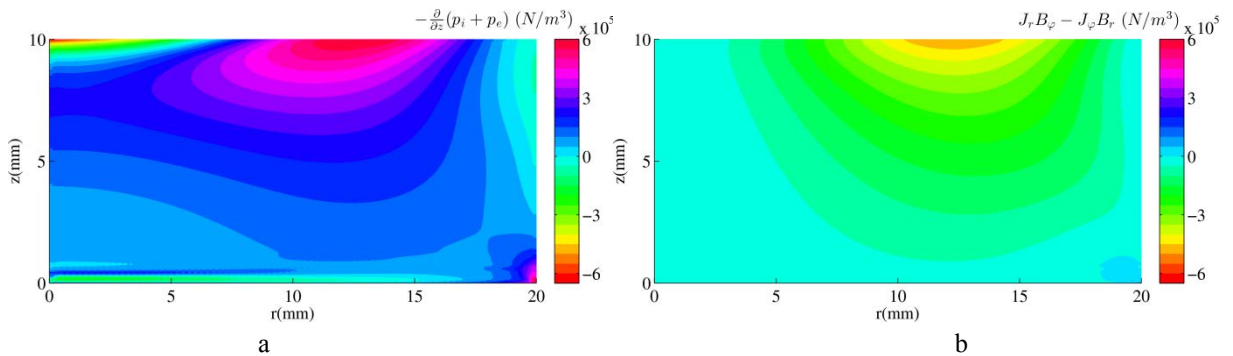


Figure V-24 : Champs dans l'espace inter-électrodes des termes sources (a) $-\frac{\partial}{\partial z}(p_i + p_e)$ et (b) $J_r B_\phi - J_\phi B_r$ de l'équation de conservation de la quantité de mouvement axiale ionique ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

La vitesse ionique a du fait de l'AMF une composante azimutale, dont le champ dans l'espace inter-électrodes est présenté sur la Figure V-25. La vitesse azimutale des ions augmente au cours de leur transfert vers l'anode. Elle est du même ordre de grandeur que la vitesse axiale ionique et est maximale sur la frontière anodique (à peu près à mi-rayon). L'augmentation de la vitesse azimutale est essentiellement due à la force de Lorentz $-J_r B_z$, dont l'évolution est corrélée (par l'intermédiaire de J_r) à la constriction du courant.

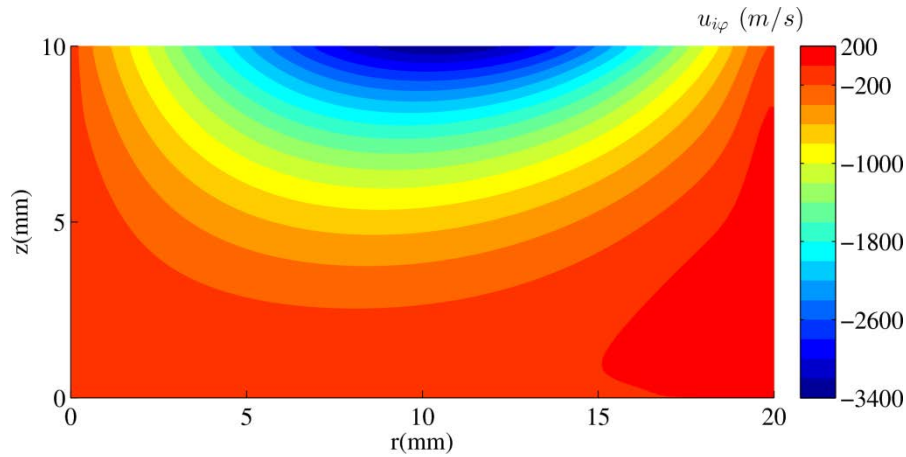


Figure V-25 Champ dans l'espace inter-électrodes de la de la vitesse ionique azimutale ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

Températures

L'évolution de la température ionique dans l'espace inter-électrodes est présentée sur la Figure V-26. Au voisinage immédiat de la cathode (où a été imposée une température uniforme de 3 eV), les ions subissent un brusque refroidissement. La chute de la température atteint 43% au niveau de l'axe de symétrie et devient moins prononcée à l'approche de la frontière latérale. La Figure V-27 permet de constater que le travail des forces de pression et le transfert d'énergie inter-espèces sont tous deux très élevés et négatifs au voisinage de la cathode et donc participent tous deux au refroidissement des ions. C'est cependant le terme Q_i^1 , dont la valeur absolue est bien plus importante qu'en régime supersonique (car elle évolue en fonction de n_e^2) qui est prépondérant.

Plus loin de la cathode et dans la majeure partie de l'espace inter-électrodes, les ions subissent un échauffement, particulièrement marqué à proximité de l'axe de symétrie. Cet échauffement est contrôlé par le transfert d'énergie électrons – ions, découlant d'une hausse rapide de la température électronique (Figure V-28). Le travail des forces de pression a pour effet de limiter la hausse de la température hormis dans une région de faible étendue en périphérie de l'arc.

A l'approche de l'anode (entre 7 et 18 mm du centre de l'anode), l'énergie apportée par les électrons aux ions chute sous l'effet de la chute de la densité de particules (Figure V-22) et de la réduction de l'écart entre les températures électronique et ionique. Ce terme devient

¹ Dans un souci de lisibilité des variations du terme source Q_i loin de la cathode, l'échelle de couleur sur la Figure V-27 a été ramenée à l'intervalle $[-4; 2,25] 10^9\text{ W/m}^3$. Cependant, la puissance volumique transférée peut atteindre $-16 10^9\text{ W/m}^3$ au voisinage immédiat de la cathode.

inférieur en valeur absolue à l'énergie dépensée par les ions du fait de leur détente. Il s'ensuit une diminution de la température ionique à proximité de l'anode dans cette région. Au voisinage du centre de l'anode, un comportement différent est observé. Sous l'effet de la compression des ions, le travail des forces de pression devient positif, tandis que le transfert d'énergie thermique inter-espèces devient négatif (la température ionique devenant supérieure à la température électronique). Le travail des forces de pression est légèrement supérieur en valeur absolue et est responsable d'un échauffement des ions.

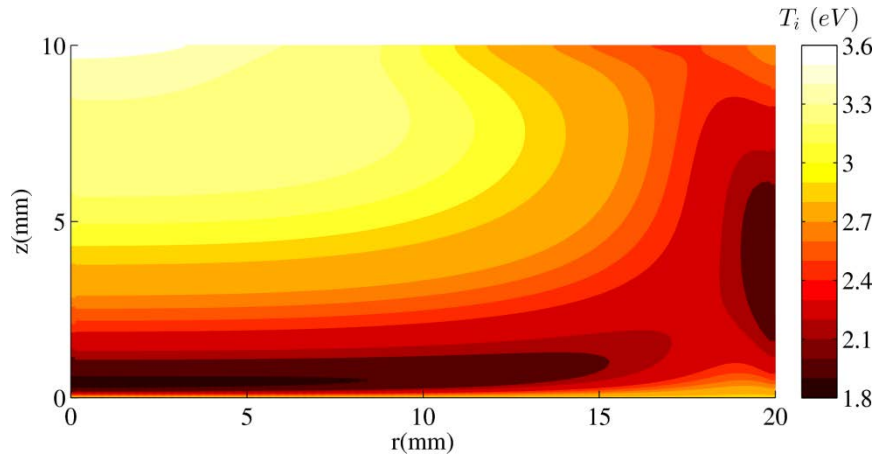


Figure V-26 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la température ionique ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

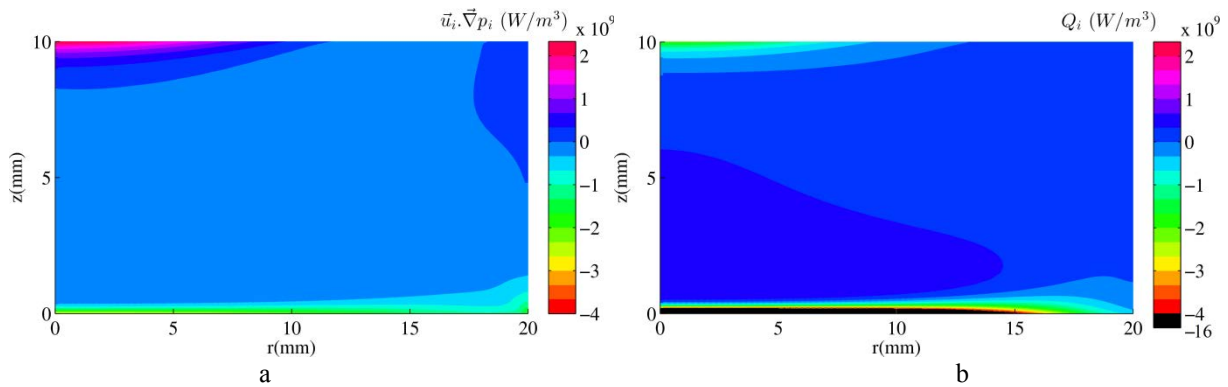


Figure V-27 : Champs dans l'espace inter-électrodes des termes sources (a) $\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} p_i$ et (b) Q_i de l'équation de conservation d'énergie des ions ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

Le champ de la température électronique en régime subsonique, présenté sur la Figure V-28, diffère lui aussi de celui du cas supersonique (Figure V-11). En effet, à moins de 7 mm de la cathode, les deux régimes sont caractérisés par une hausse monotone de la température électronique en direction de l'anode, particulièrement marquée sur l'axe de symétrie. Par contre, au-delà de cette distance, la température électronique décroît jusqu'à l'anode en régime subsonique. Ce refroidissement est particulièrement marqué sur l'axe de symétrie, de sorte que le profil de la température électronique le long de la frontière anodique présente un minimum au centre de l'anode.

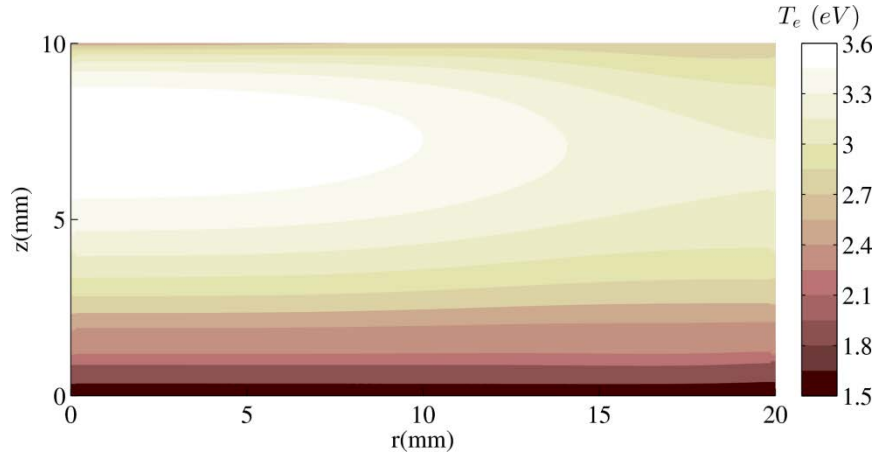


Figure V-28 : Champ dans l'espace inter-électrodes de la température électronique ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

A proximité immédiate de la cathode, l'échauffement des électrons est la conséquence des termes liés au transfert d'énergie inter-espèces (Figure V-27.b), à l'effet Joule et au travail de la force de pression électronique (Figure V-29), qui sont tous du même ordre de grandeur. Plus loin de la cathode (jusqu'à une distance de 7 mm de la cathode), l'échauffement des électrons est une conséquence exclusive du terme de chauffage ohmique (Figure V-29.a). Ce terme commence par diminuer en s'éloignant de la cathode sous l'effet de la hausse de la température électronique et donc de la conductivité du plasma. Puis il se renforce (excepté près de la frontière latérale) du fait de la constriction du courant. Le travail de la force de pression électronique, du fait de la détente du plasma, contribue, hormis en périphérie de l'arc, à refroidir les électrons.

La baisse de la température électronique à l'approche de l'anode est imputable au refroidissement induit par la présence de la gaine anodique. Cet effet est une conséquence directe de la condition imposée sur le gradient axial de la température électronique sur la frontière anodique, qui rend compte de l'influence de la gaine sur les électrons. Cette condition, rappelée ci-dessous, fixe le signe du gradient axial de la température électronique sur la frontière anodique.

$$k_e \frac{\partial T_e}{\partial z} = \frac{1}{2} n_e k_b T_e u_{ez} - C_2 \frac{k_b T_e}{e} J_z + e n_e \varphi_a u_{ez} \quad (\text{V-11})$$

Parmi les 3 termes du membre de droite de cette équation, les deux premiers contribuent positivement au flux de chaleur, tandis que le dernier est négatif et largement prépondérant.

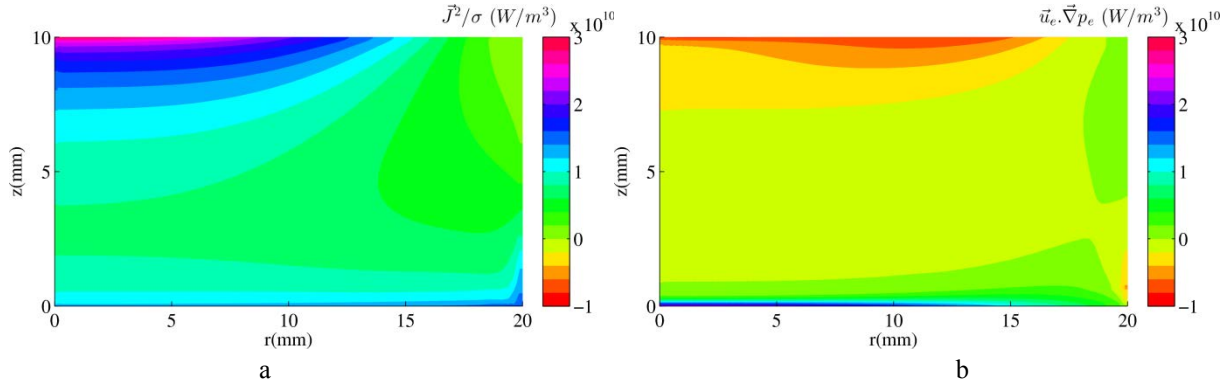


Figure V-29 : Champs dans l'espace inter-électrodes des termes sources (a) $\vec{J}^2/\sigma$ et (b) $\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} p_e$ de l'équation de conservation d'énergie des électrons ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

Régime d'écoulement

Le nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions, dont le champ est présenté sur la Figure V-30, augmente au cours de l'écoulement du plasma vers l'anode dans la quasi-totalité de l'espace inter-électrodes. La Figure V-30 montre également de fortes variations radiales du nombre de Mach à l'approche de la frontière latérale, avec une augmentation rapide du nombre de Mach dans cette région (localement, l'écoulement peut devenir supersonique). Le plasma est en régime d'écoulement subsonique sur toute la frontière anodique.

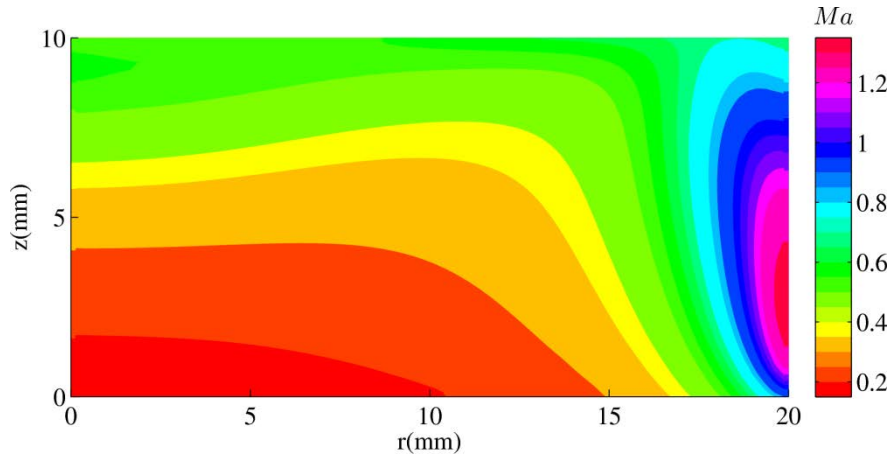


Figure V-30 : Champ dans l'espace inter-électrodes du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

Densité de flux d'énergie transmise à l'anode

La Figure V-31 présente les profils radiaux des différentes composantes des densités de flux d'énergie apportées par les ions et les électrons à la surface de l'anode. Sa comparaison avec la Figure V-14 relative au régime supersonique permet de constater une nette différence dans l'importance relative des différentes composantes des densités de flux d'énergie transmises par les ions et les électrons. Les termes prépondérants dans le cas des ions sont dans le cas subsonique $P_{gain,i}$ et $P_{c,i}$, tandis que dans le cas supersonique il s'agissait de $P_{cin,i}$ et $P_{c,i}$. De plus, contrairement au cas supersonique, tous les termes sont caractérisés par de fortes variations radiales. Les termes $P_{cin,i}$ et $P_{ther,i}$ jouent un rôle faible, mais non négligeable.

Dans le cas des électrons, les composantes dominantes sont celles liées à l'énergie cinétique cédée par les électrons dans la gaine anodique et à l'énergie thermique des électrons. La composante liée au travail de sortie des électrons, bien que légèrement inférieure, joue également un rôle significatif. L'énergie cinétique cédée par les électrons à l'anode est quant à elle négligeable.

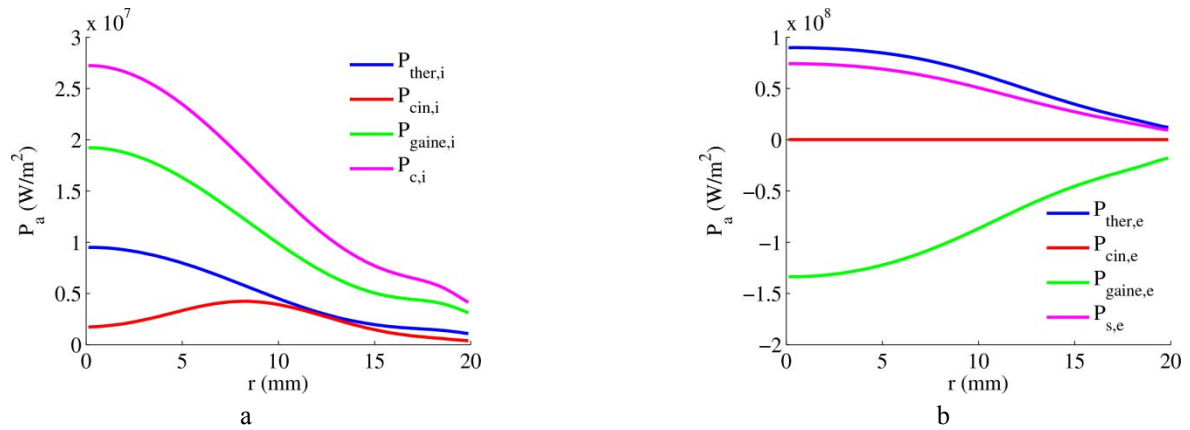


Figure V-31 : Profils le long de la surface l'anode des différentes composantes des densités de flux d'énergie apportées par : (a) les ions et (b) les électrons ($I_{arc}=9 \text{ kA}$, $B_{AMF}=45 \text{ mT}$).

A l'inverse du régime supersonique, la densité de flux totale d'énergie cédée par les ions est nettement supérieure à celle cédée par les électrons en régime subsonique (Figure V-32). Comme dans le cas supersonique, les densités de flux totales d'énergie dues aux ions et aux électrons sont maximales au centre de l'anode et minimales à sa périphérie.

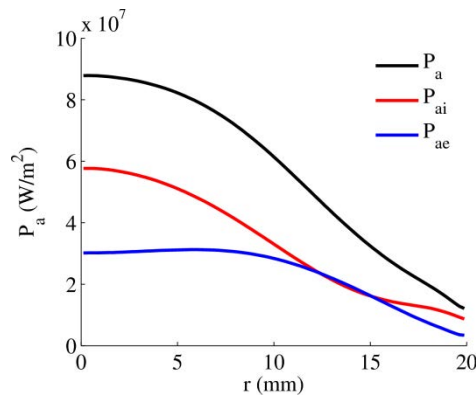


Figure V-32 : Profils le long de la surface de l'anode des densités de flux d'énergie ionique et électronique et de la densité de flux totale d'énergie déposée par le plasma ($I_{arc}=9 \text{ kA}$, $B_{AMF}=45 \text{ mT}$).

V.2. Analyses paramétriques

Nous présentons dans cette section les résultats de plusieurs études paramétriques visant à caractériser l'influence sur le comportement du plasma d'arc de l'intensité de l'AMF, de l'intensité du courant d'arc et de la distance inter-électrodes. Comme dans la section précédente, les cas des régimes supersonique et subsonique sont traités séparément.

V.2.1. Influence de l'intensité de l'AMF

V.2.1.1. Régime supersonique

Pour cette première étude, nous étudions l'influence de l'intensité de l'AMF sur le comportement du plasma d'arc en régime supersonique. Nous avons fait varier l'intensité de l'AMF entre 0 et 40 mT. Les autres paramètres opératoires, rappelés dans le Tableau V-3, sont identiques à ceux utilisés dans la simulation de référence relative au régime supersonique (sous-section V.1.1).

Tableau V-3 : Paramètres (intensités de l'AMF et du courant d'arc, distance inter-électrodes et rayon des électrodes) utilisés lors de l'étude de l'influence de l'AMF en régime supersonique.

Régime	B_{AMF}	I_{arc}	L_{arc}	R
-	mT	kA	mm	mm
Supersonique	0-40	1	10	20

Constriction du courant

Comme nous l'avons vu dans la sous-section V.1.2., l'AMF a un effet modérateur sur le phénomène de constriction du courant. Afin de quantifier cet effet, nous introduisons le paramètre « taux de constriction du courant », défini comme la proportion du courant d'arc total recueillie à l'intérieur d'un disque centré sur l'axe de symétrie et de rayon $R/\sqrt{2}$ ¹.

Le profil le long de la surface de l'anode de la densité de courant axiale pour différentes intensités d'AMF (0 – 25 mT) est présenté sur la Figure V-33.a. L'application d'un AMF réduit la constriction du courant. On observe une diminution monotone avec l'intensité de l'AMF de la valeur maximale de la densité de courant axiale au centre de l'anode, qui est significative dès 1 mT. Le profil radial de la densité de courant axiale est quasiment uniforme pour un AMF de 25 mT. La Figure V-33.b montre l'évolution en fonction de l'intensité de l'AMF du taux de constriction à la surface de l'anode des courants ionique et électronique et du courant total. Dans tous les cas, le taux de constriction baisse d'abord très lentement avec l'augmentation de l'intensité de l'AMF (jusqu'à 3,5 mT). Au-delà de cette valeur, il chute brutalement. Le profil radial de la densité de courant tendant vers un profil uniforme, le taux de constriction tend alors vers une valeur asymptotique égale à 0,5. Il est à noter que la constriction du courant ionique est très réduite, même en l'absence d'AMF et est nulle à partir d'un AMF de 17,5 mT.

¹ En conséquence, une densité de courant uniforme induit l'existence d'un taux de constriction de 0,5.

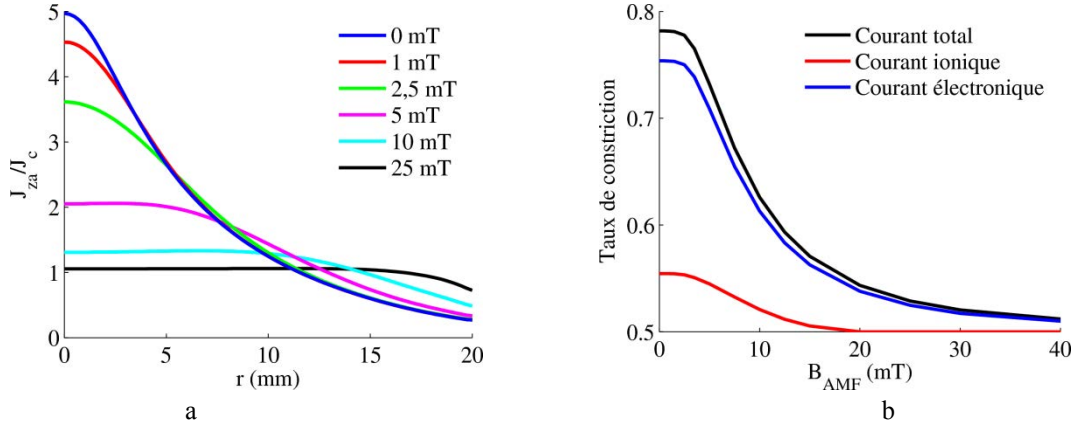


Figure V-33 : (a) Profil le long de la surface de l'anode de la densité de courant axiale normalisée par la densité de courant cathodique pour différentes intensités d'AMF, (b) Taux de constriction à la surface de l'anode du courant total, du courant ionique et du courant électronique pour différentes intensités d'AMF ($I_{arc}=1\text{ kA}$).

Comme nous l'avons vu au paragraphe *V.1.2.1*, l'action de l'AMF sur la constriction du courant se fait au travers du terme $\sigma_{pl}u_{e\varphi}B_z$ dans l'expression de la densité de courant radiale (V-2). La distribution de ce terme dans l'espace inter-électrodes est présentée sur la Figure V-34 pour des intensités d'AMF respectivement de 1 et 10 mT. Les distributions diffèrent fortement selon l'intensité de l'AMF. Lorsque l'intensité de l'AMF est faible (1 mT), le terme $\sigma_{pl}u_{e\varphi}B_z$ reste faible dans la majorité du domaine, excepté au voisinage de l'anode (en particulier près de l'axe de symétrie) où il atteint des valeurs importantes. Une telle distribution du terme $\sigma_{pl}u_{e\varphi}B_z$ explique pourquoi, comme observé sur la Figure V-33, un AMF d'intensité 1 mT suffit à faire baisser de manière significative la densité de courant axiale au centre de l'anode, mais n'influe que très faiblement sur le taux de constriction à l'anode, ce dernier point étant dû au fait que le rayon $R/\sqrt{2}$ à la base du calcul du taux de constriction est éloigné de l'axe de symétrie. Pour une intensité de l'AMF de 10 mT, le terme $\sigma_{pl}u_{e\varphi}B_z$ affecte une plus grande partie du domaine. En particulier, sa distribution radiale devient moins uniforme, avec une valeur maximale atteinte à peu près à mi-rayon. Contrairement au cas d'un AMF d'intensité 1 mT, l'action de l'AMF sur la constriction du courant se fait donc ressentir cette fois-ci plus loin de l'axe de symétrie, expliquant la diminution sensible du taux de constriction observée sur la Figure V-33.

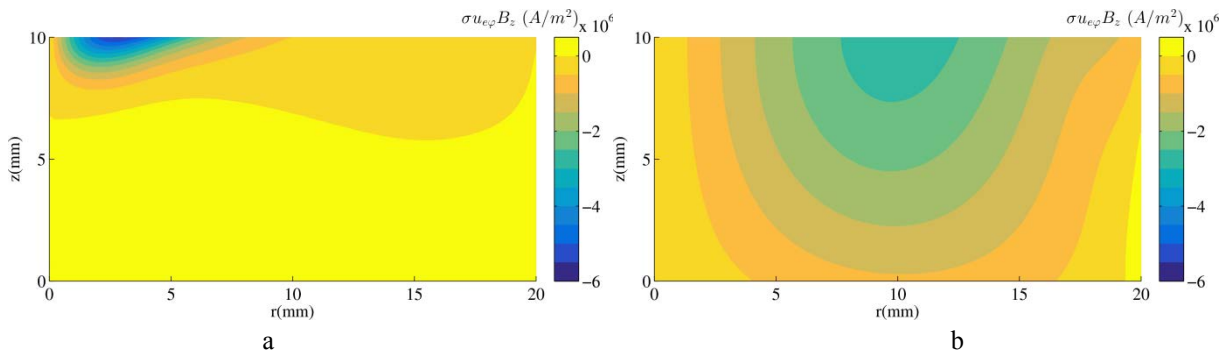


Figure V-34 : Champs dans l'espace inter-électrodes du terme $\sigma_{pl}u_{e\varphi}B_z$ pour un AMF d'intensité (a) 1 mT et (b) 10 mT ($I_{arc}=1\text{ kA}$).

Variables hydrodynamiques

Outre son effet sur la densité de courant, l'AMF a aussi une influence sur les variables hydrodynamiques.

Il a tout d'abord un effet notable sur la température électronique. Comme le montre la Figure V-35.a, en l'absence d'AMF, la population électronique est sujette à un échauffement au cours de son écoulement vers l'anode. Cet échauffement est plus important au voisinage de l'axe de symétrie qu'en périphérie, de telle sorte qu'il existe un écart de température électronique de près de 80% entre la périphérie de l'anode et son centre. L'application d'un AMF de plus en plus intense se traduit par une baisse monotone de la température électronique sur la frontière anodique, la température au centre de l'anode étant ramenée au même niveau que la température en périphérie pour un AMF de 25 mT . Cette baisse est une conséquence directe de la limitation par l'AMF de la constriction du courant, qui se traduit par une diminution et une uniformisation radiale du chauffage ohmique, mais aussi par une baisse du travail de la force de pression électronique au voisinage de l'axe de symétrie (liée à une plus faible compression des électrons dans cette région).

L'influence de l'AMF sur le profil de la température ionique le long de la frontière anodique est illustrée sur la Figure V-35.b. La hausse de l'intensité de l'AMF, lorsque celle-ci dépasse $2,5\text{ mT}$, se traduit par une baisse de la température ionique, qui est surtout marquée près de l'axe de symétrie. Cet effet découle de la baisse du travail de la force de pression ionique. Lorsque l'intensité de l'AMF atteint 25 mT , la température ionique est uniforme sur une grande partie de la surface de l'anode.

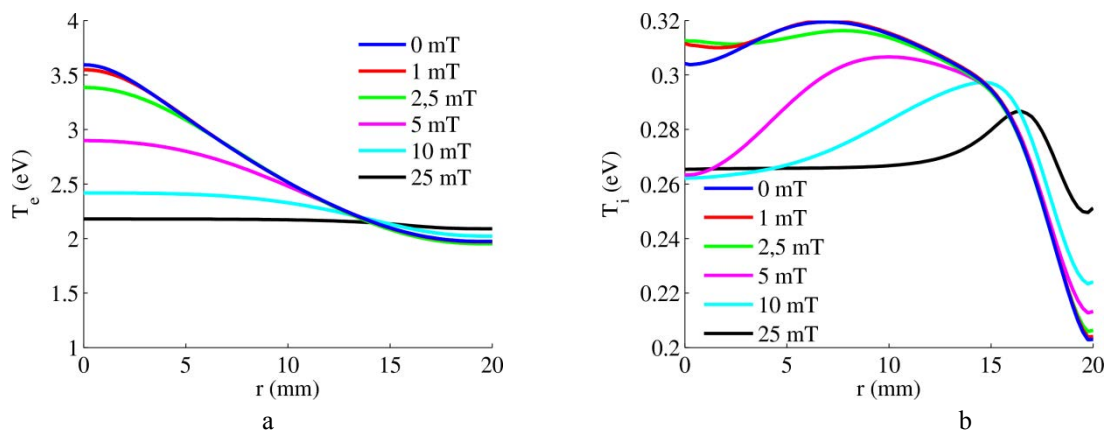


Figure V-35 : Profils le long de la frontière anodique des températures (a) électronique et (b) ionique pour différentes intensités d'AMF ($I_{arc}=1\text{ kA}$).

Le profil le long de la frontière anodique du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions est présenté sur la Figure V-36 pour différentes intensités d'AMF. Le nombre de Mach augmente avec l'intensité de l'AMF. Cet effet est principalement la conséquence de la baisse de la température électronique.

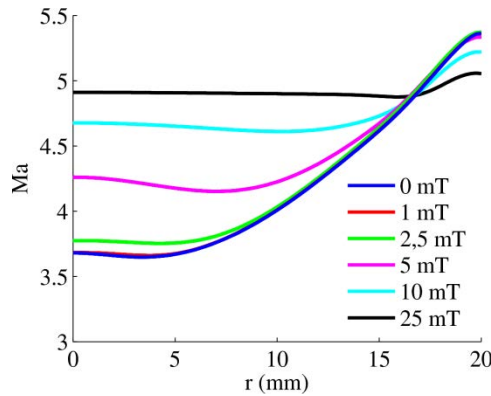


Figure V-36 : Profil le long de la frontière anodique du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions pour différentes intensités d'AMF ($I_{arc}=1\text{ kA}$).

Densité de flux d'énergie transmise à l'anode

La valeur maximale de la densité de flux d'énergie délivrée à l'anode par l'arc en fonction de l'intensité de l'AMF est représentée sur la Figure V-37. Cette valeur décroît d'abord fortement avec la hausse de l'intensité de l'AMF (jusqu'à $\sim 10\text{ mT}$), puis elle se stabilise. Cette décroissance est un effet de la baisse de la densité de flux d'énergie électronique, la densité de flux d'énergie ionique étant nettement inférieure et restant inchangée. Cet effet est principalement causé par la baisse de la constriction du courant (Figure V-33) mais aussi du fait de la baisse de la température électronique maximale. La densité de flux d'énergie thermique électronique est en effet le terme prépondérant dans le calcul de la densité de flux d'énergie totale électronique en régime supersonique et en l'absence d'AMF (Figure V-14) et reste encore un terme très important en présence d'un AMF de 40 mT .

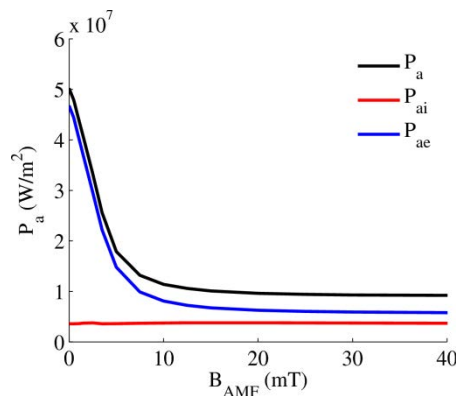


Figure V-37 : Evolution en fonction de l'intensité de l'AMF de la densité de flux d'énergie maximale déposée à l'anode par l'arc ainsi que des composantes électronique et ionique de cette densité de flux ($I_{arc}=1\text{ kA}$).

V.2.1.2. Régime subsonique

Dans cette section, nous étudions l'influence de l'intensité de l'AMF en régime subsonique. Cette étude utilise des paramètres opératoires identiques à ceux du cas de référence subsonique, en faisant varier l'intensité de l'AMF dans l'intervalle $10 - 200\text{ mT}$. Les paramètres sont donnés dans le Tableau V-4.

Tableau V-4 : Paramètres (intensités de l'AMF et du courant d'arc, distance inter-électrodes et rayon des électrodes) utilisés lors de l'étude de l'influence de l'AMF en régime subsonique.

Régime	B_{AMF}	I_{arc}	L_{arc}	R
-	mT	kA	mm	mm
Subsonique	10-200	9	10	20

Constriction du courant

Tout comme en régime supersonique, l'AMF tend en régime subsonique à limiter la constriction du courant. La Figure V-38.a montre de nouveau une uniformisation progressive du profil de la densité de courant axiale le long de la frontière anodique. En revanche, en étudiant l'évolution en fonction de l'intensité de l'AMF du taux de constriction à la surface de l'anode (Figure V-38.b), on constate que la baisse de ce taux est en régime subsonique plus lente qu'en régime supersonique (Figure V-33.b). Ceci est lié au fait que le terme $(-\sigma_{pl}u_{ez}B_{\phi})$ dans l'expression de la densité de courant radiale (équation V-2), qui est responsable de la constriction du courant, a une importance relative plus forte en raison du plus fort courant d'arc. Le régime subsonique se distingue aussi par une constriction plus importante du courant ionique par rapport à celle observée en régime supersonique.

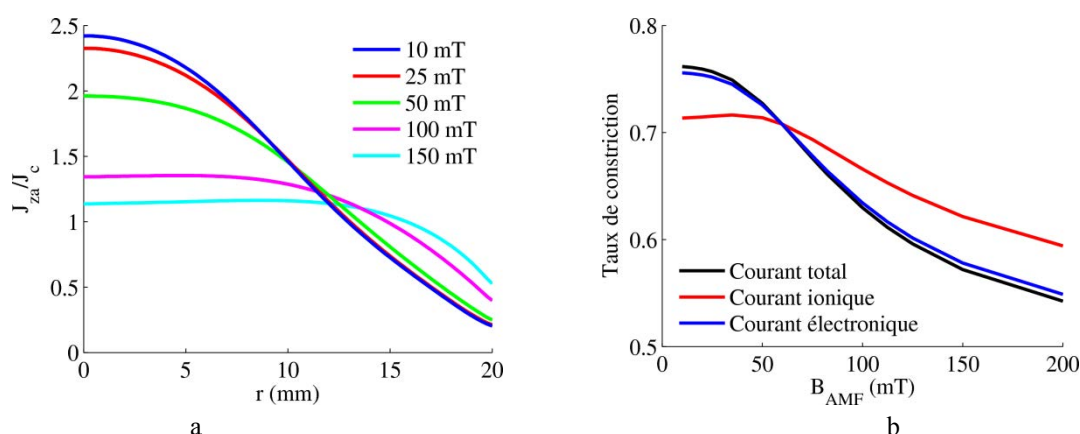


Figure V-38 : (a) Profil le long de la surface de l'anode de la densité de courant axiale normalisée par la densité de courant cathodique pour différentes intensités d'AMF, (b) Taux de constriction à la surface de l'anode du courant total, du courant ionique et du courant électronique pour différentes intensités d'AMF ($I_{arc}=9 \text{ kA}$).

Variables hydrodynamiques

Comme le montre la Figure V-39, les températures électronique et ionique sur la frontière anodique présentent des profils radiaux très différents. La température électronique ne varie pas de plus de 10%, quelle que soit l'intensité de l'AMF. Elle est toujours minimale au centre de l'anode et maximale au niveau de sa périphérie. Son profil radial varie très peu de 10 à 50 mT, puis elle décroît légèrement entre 50 et 150 mT. Au centre de l'anode, la réduction de la température électronique est la conséquence d'une baisse de l'effet Joule imputable à la baisse de la constriction du courant. En périphérie, la baisse de la température est provoquée par une baisse du travail de la force de pression électronique (qui contribue à échauffer les électrons dans cette région).

Les profils radiaux de la température ionique sont quant à eux maximaux sur l'axe de symétrie et sont marqués par une décroissance de la température au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre de l'anode, et par une légère hausse de la température à partir d'une distance d'environ 3 mm de la frontière latérale lorsque l'intensité de l'AMF est au plus de 100 mT. L'augmentation de l'intensité de l'AMF jusqu'à 50 mT se traduit par un très léger accroissement de la température ionique au centre de l'anode, puis par une baisse au-delà de cette intensité. Pour des distances du centre de l'anode supérieures à environ 10 mm, l'augmentation de l'intensité de l'AMF s'accompagne d'une augmentation de la température ionique. En définitive, l'AMF tend à uniformiser la température ionique le long de la frontière anodique. Cette uniformisation provient principalement du fait que l'augmentation de l'intensité de l'AMF se traduit par une variation moins importante de la densité ionique au niveau de la frontière cathodique, ce qui conduit à une plus grande uniformité du terme de transfert d'énergie inter-espèces qui devient moins efficace au voisinage de l'axe de symétrie et plus efficace en périphérie, par rapport aux faibles intensités d'AMF.

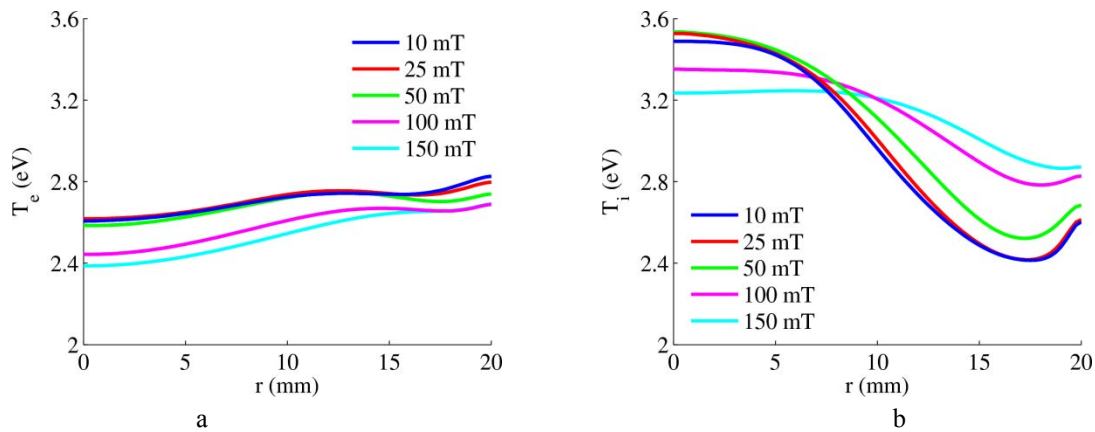


Figure V-39 : Profils le long de la frontière anodique des températures (a) électronique et (b) ionique pour différentes intensités d'AMF ($I_{arc}=9$ kA).

La Figure V-40 illustre l'influence de l'intensité de l'AMF sur le profil du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions le long de la frontière anodique. Le nombre de Mach est dans tous les cas minimal au centre de l'anode et croît en s'éloignant de l'axe de symétrie. Au centre de l'anode, le nombre de Mach n'évolue que très peu avec la variation de l'intensité de l'AMF, l'augmentation de la vitesse ionique compensant la hausse des températures électronique et ionique. En périphérie de l'anode, le nombre de Mach tend à diminuer pour des intensités d'AMF croissantes, sous l'effet d'une diminution de la vitesse ionique axiale qui découle de la baisse de la vitesse ionique cathodique en périphérie de l'arc. Le régime d'écoulement du plasma reste subsonique en tous points de l'anode quelle que soit l'intensité de l'AMF.

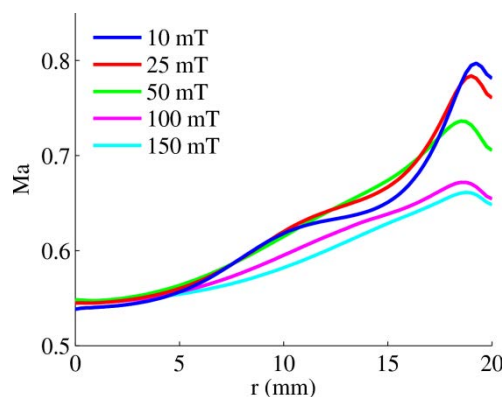


Figure V-40 : Profils le long de la frontière anodique du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions pour différentes intensités d'AMF ($I_{arc}=9\text{ kA}$).

Enfin, tout comme en régime supersonique, la Figure V-41 permet de constater que l'augmentation de l'intensité de l'AMF limite la valeur maximale de la densité de flux d'énergie déposée par l'arc à l'anode, réduisant le risque d'apparition d'un régime d'anode active. La réduction la plus forte de cette valeur maximale a lieu entre 0 et 100 mT. La baisse de la constriction des courants électronique et ionique, et donc des densités de flux d'ions et d'électrons collectées à l'anode, est la principale cause de la baisse de la densité de flux d'énergie maximale déposée par l'arc à l'anode.

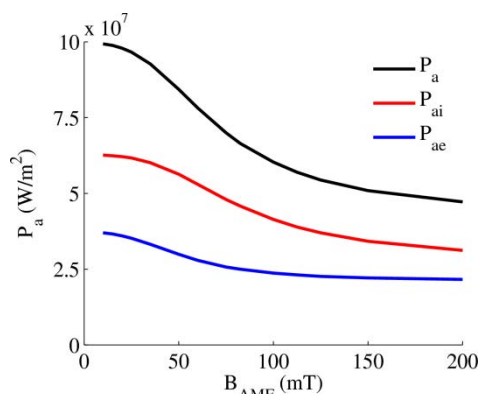


Figure V-41 : Evolution en fonction de l'intensité de l'AMF de la densité de flux d'énergie maximale déposée à l'anode par l'arc ainsi que des composantes électronique et ionique de cette densité de flux ($I_{arc}=9\text{ kA}$).

V.2.2. Influence de l'intensité du courant d'arc

V.2.2.1. Régime supersonique

Dans cette section, nous étudions l'effet d'une variation de l'intensité du courant d'arc sur l'évolution du plasma en régime supersonique et en l'absence d'AMF. Nous considérons des arcs dont les intensités du courant varient de $0,5\text{ kA}$ à $1,953\text{ kA}$ et dont les autres paramètres opératoires sont présentés dans le Tableau V-5. La valeur de $1,953\text{ kA}$ correspond, d'après notre modèle, à l'intensité maximale limite d'existence du régime supersonique. Les tentatives de simulation avec des intensités du courant plus élevées en l'absence d'AMF conduisent à l'apparition d'une onde de choc à proximité de l'anode pendant le calcul, qui conduit à une divergence de la simulation. En revanche, en présence d'un AMF d'intensité

supérieure à quelques mT , l'apparition d'une onde de choc n'empêche pas nécessairement la convergence de la simulation. Toutefois, les résultats obtenus dans ces conditions présentent un champ de densité de courant dont la divergence n'est pas nulle. Aussi, ces résultats n'ont pas été retenus.

Tableau V-5 : Paramètres (intensités de l'AMF et du courant d'arc, distance inter-électrodes et rayon des électrodes) utilisés lors de l'étude de l'influence de l'intensité du courant d'arc en régime supersonique.

Régime	B_{AMF}	I_{arc}	L_{arc}	R
-	mT	kA	mm	mm
Supersonique	0	0,5-1,953	10	20

Constriction du courant

Le profil le long de la surface de l'anode de la densité de courant axiale est présenté sur la Figure V-42.a pour différentes intensités du courant d'arc. Quelle que soit l'intensité, la densité de courant est maximale au centre de l'anode et décroît de manière monotone jusqu'à la frontière latérale. Par ailleurs le rapport entre les densités de courant anodique et cathodique sur l'axe de symétrie augmente avec l'intensité du courant. Cela se traduit (Figure V-42.b) par une croissance monotone du taux de constriction à l'anode du courant total, qui passe de 0,71 pour une intensité de $0,5 kA$ à 0,86 lorsque cette intensité atteint $1,953 kA$. La constriction du courant ionique est faible devant celle du courant électronique. Comme le taux de constriction du courant électronique, le taux de constriction du courant ionique croît de manière linéaire avec l'augmentation du courant.

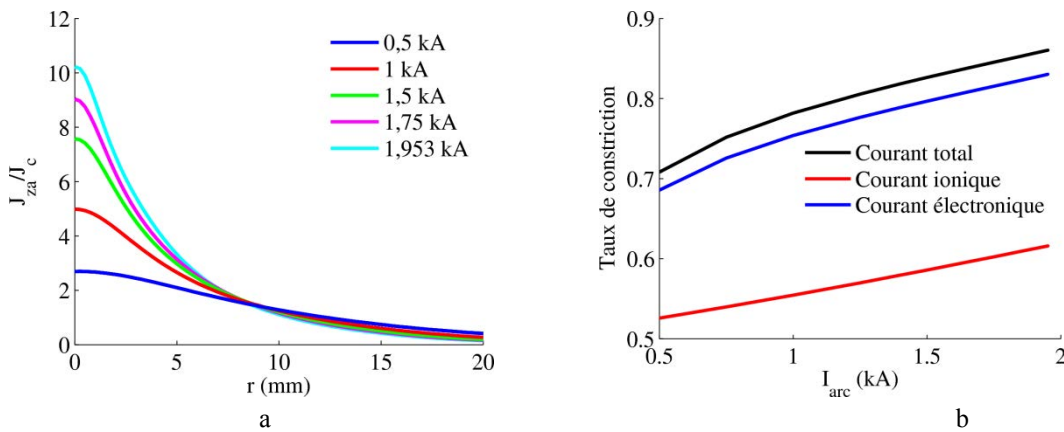


Figure V-42 : (a) Profil le long de la surface de l'anode de la densité de courant axiale normalisée par la densité de courant cathodique pour différentes intensités du courant d'arc, (b) Taux de constriction à la surface de l'anode du courant total, du courant ionique et du courant électronique pour différentes intensités du courant d'arc ($B_{AMF}=0 mT$).

Approche du régime transsonique

La valeur minimale du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions sur la frontière anodique en fonction de l'intensité du courant d'arc est présentée sur la Figure V-43.a. Cette valeur chute linéairement en fonction de l'intensité du courant d'arc jusqu'à environ $1,8\text{ kA}$. Pour des courants plus importants, la chute s'accélère brutalement, de telle sorte que Ma atteint la valeur de 1,45 pour $1,953\text{ kA}$, intensité au-delà de laquelle la simulation ne converge plus. La Figure V-43.b montre le profil complet le long de la frontière anodique du nombre de Mach pour différents courants. Pour de faibles intensités du courant, la valeur minimale de Ma est située au centre de l'anode. La hausse de l'intensité du courant d'arc conduit à une baisse du nombre de Mach sur l'ensemble de la surface de l'anode. A partir de $1,5\text{ kA}$, cette baisse devient davantage marquée pour $r \sim 5\text{ mm}$. Le profil du nombre de Mach présente alors un minimum décentré situé à cet endroit.

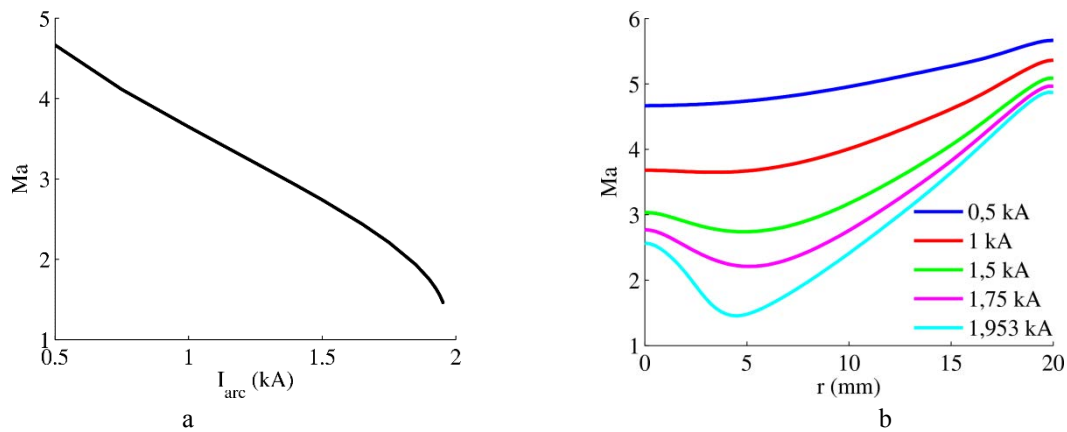


Figure V-43 : (a) Evolution en fonction de l'intensité du courant d'arc de la valeur minimale du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions le long de la frontière anodique, (b) Profil le long de la frontière anodique du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions pour différentes intensités du courant d'arc ($B_{AMF} = 0\text{ mT}$).

La diminution du nombre de Mach sur la frontière anodique avec l'augmentation du courant est, à faible intensité de courant, principalement causée par la hausse de la vitesse de Bohm¹, suite à l'échauffement des électrons et des ions sur la frontière anodique, comme en témoignent les Figures V-44.a-b. Il est à noter que le profil radial de T_e reste monotone et ne peut donc pas expliquer l'existence d'un minimum décentré sur le profil radial du nombre de Mach. Le profil radial de T_i présente lui en revanche à fort courant un maximum situé à environ 5 mm , qui contribue à créer le minimum décentré du profil de Ma . Toutefois, même à fort courant, le terme γT_i reste correctif devant T_e dans l'expression de la vitesse de Bohm et l'échauffement ionique ne peut donc pas expliquer à lui seul l'accélération de la chute du nombre de Mach pour $r \sim 5\text{ mm}$ observée à partir de $1,8\text{ kA}$ sur la Figure V-43.a.

¹ $u_{Bohm} = \sqrt{\frac{k_B}{m_i} (T_e + \gamma T_i)}$

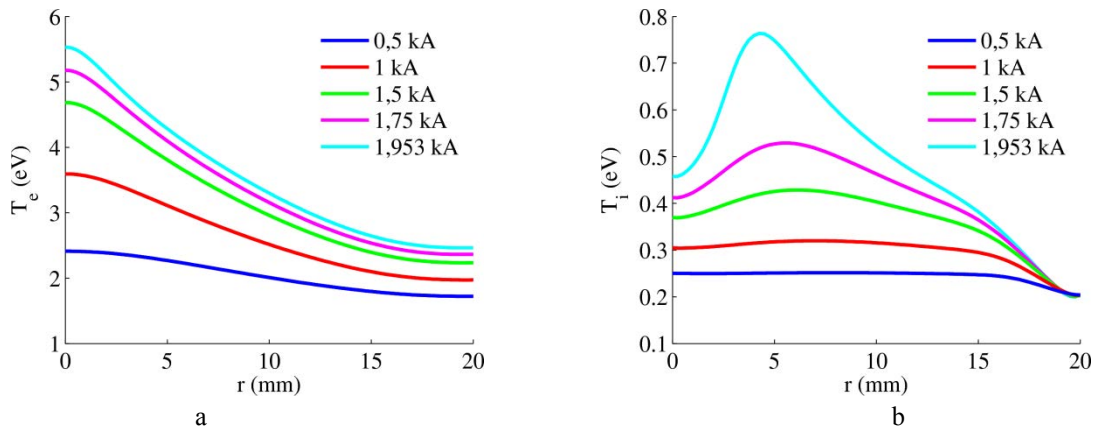


Figure V-44 : (a) Profils le long de la frontière anodique des températures (a) électronique et (b) ionique pour différentes intensités du courant d'arc ($B_{AMF}=0$ mT).

Cet effet s'explique principalement, comme le montre la Figure V-45, par la forte baisse de la vitesse des ions collectés à l'anode, qui est particulièrement marquée vers $r \sim 5$ mm. .

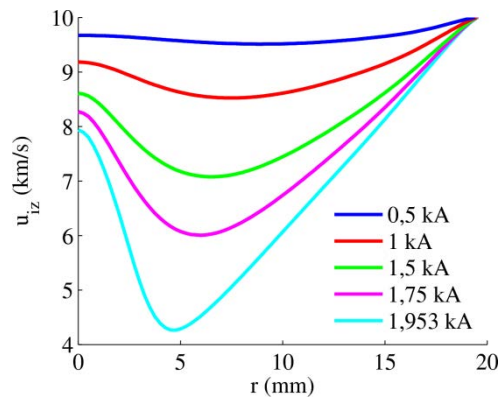


Figure V-45 : Profils le long de la frontière anodique de la vitesse ionique pour différentes intensités du courant d'arc ($B_{AMF}=0$ mT).

La diminution de la vitesse ionique sur l'ensemble de la surface de l'anode est liée à l'augmentation de la composante axiale de la force de Lorentz ($J_r B_\phi$) ressentie par les ions. Cette force devient en effet de plus en plus importante lorsque la constriction du courant devient plus intense et augmente donc avec l'intensité du courant (Figure V-46.a). Comme pour la simulation de référence en régime supersonique (V.1.1), la constriction du courant ne se développe de manière significative qu'à proximité de l'anode, le ralentissement de la vitesse ionique ne devient lui-même notable que dans cette région. Il est à noter que l'effet sur la vitesse ionique des forces de pression, dont le profil le long de la frontière anodique est présenté sur la Figure V-46.b, devient significatif à l'approche du régime d'écoulement transsonique.

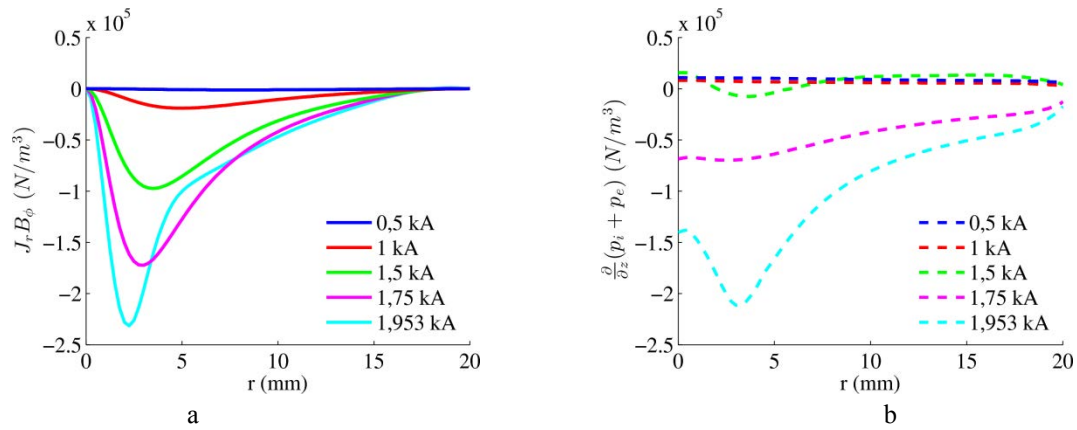


Figure V-46 : (a) Profils le long de la frontière anodique des forces volumiques axiales (a) de Lorentz et (b) de pressions pour différentes intensités du courant d'arc ($B_{AMF}=0$ mT).

Densité de flux d'énergie transmise à l'anode

Une hausse de l'intensité du courant se traduit, comme le montre la Figure V-47, par une augmentation rapide de la valeur maximale de la densité de flux d'énergie cédée par le plasma à l'anode. Une telle évolution est principalement la conséquence de la constriction accrue du courant avec l'augmentation du courant d'arc, qui induit directement une augmentation du flux électronique au centre de l'anode. Cette augmentation de la constriction du courant tend aussi à accroître l'échauffement des électrons par effet Joule au voisinage de l'axe de symétrie, ce qui contribue à la hausse de l'énergie thermique des électrons au centre de l'anode.

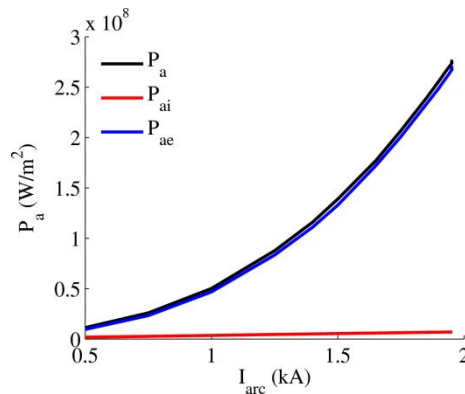


Figure V-47 : Evolution en fonction de l'intensité du courant d'arc de la densité de flux d'énergie maximale déposée à l'anode ainsi que des composantes électronique et ionique de cette densité de flux ($B_{AMF}=0$ mT).

V.2.2.2. Régime subsonique

Dans cette sous-section, nous étudions l'effet d'une variation de l'intensité du courant d'arc entre 4 kA et 16 kA sur l'évolution du plasma en régime subsonique, la valeur maximale de l'intervalle d'intensité du courant considérée correspondant à la limite de stabilité du modèle. L'ensemble des paramètres opératoires sont donnés dans le Tableau V-6.

Tableau V-6 : Paramètres (intensités de l'AMF et du courant d'arc, distance inter-électrodes et rayon des électrodes) utilisés lors de l'étude de l'influence de l'intensité du courant en régime subsonique.

Régime	B_{AMF}	I_{arc}	L_{arc}	R
-	mT	kA	mm	mm
Subsonique	45	4-16	10	20

Constriction du courant

Le profil le long de la surface de l'anode de la densité de courant axiale est présenté sur la Figure V-48.a pour différentes intensités du courant. Tout comme en régime supersonique, la constriction du courant s'accroît lorsque l'intensité du courant augmente. La densité de courant axiale est toujours maximale au centre de l'anode. La Figure V-48.b montre l'évolution du taux de constriction à la surface de l'anode du courant total, du courant ionique et du courant électronique en fonction de l'intensité du courant. Chacun de ces taux augmente de manière monotone avec l'intensité du courant. Cette hausse s'avère de plus en plus faible lorsque l'intensité du courant augmente. La valeur maximale du taux de constriction du courant total atteinte dans la plage de courant considérée est sensiblement plus faible que celle obtenue en régime supersonique (*cf.* Figure V-42.b). Outre l'influence de l'AMF, cette faiblesse de la constriction vient du fait que la vitesse des électrons est plus faible dans le cas subsonique par rapport au cas supersonique et diminue rapidement avec la hausse de l'intensité du courant d'arc, ce qui contribue à ralentir dans une grande partie de l'arc, l'augmentation au fur et à mesure de la hausse de l'intensité du courant, du terme $-\sigma_{pl}u_{ez}B_\phi$ dans l'équation (V-8) qui est responsable de la constriction.

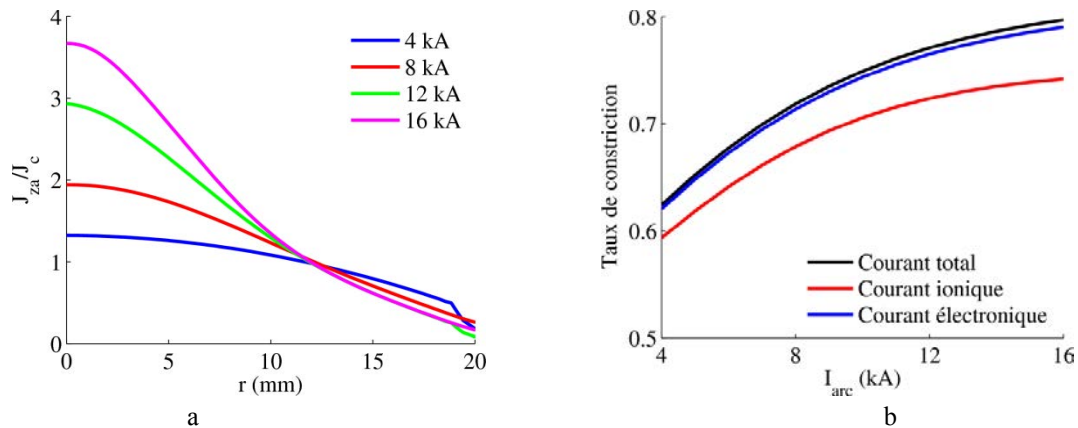


Figure V-48 : (a) Profil le long de la surface de l'anode de la densité de courant axiale normalisée par la densité de courant cathodique pour différentes intensités du courant d'arc, (b) Taux de constriction à la surface de l'anode du courant total, du courant ionique et du courant électronique pour différentes intensités du courant d'arc ($B_{AMF}=45 mT$).

Variables hydrodynamiques

La Figure V-49 montre les profils le long de la frontière anodique des températures électronique et ionique pour différentes intensités du courant d'arc. La température

électronique est uniforme à 4 kA . L'augmentation de l'intensité du courant se traduit par une augmentation de la température qui découle de la hausse du chauffage ohmique. Cette hausse est cependant plus limitée au centre de l'anode car la hausse de la constriction du courant se traduit à cet endroit par un plus fort refroidissement des électrons induit par le saut de potentiel de la gaine anodique. La température ionique à 4 kA est elle aussi relativement uniforme. La hausse de l'intensité du courant se traduit par un échauffement des ions qui est surtout marqué au centre de l'anode et inexistant à sa périphérie. Cet échauffement a pour cause l'accroissement de la température électronique qui entraîne un transfert d'énergie plus important des électrons vers les ions. A noter que l'augmentation de l'efficacité du terme de transfert d'énergie électrons-ions est aussi liée à l'augmentation de la densité de particules avec l'intensité du courant.

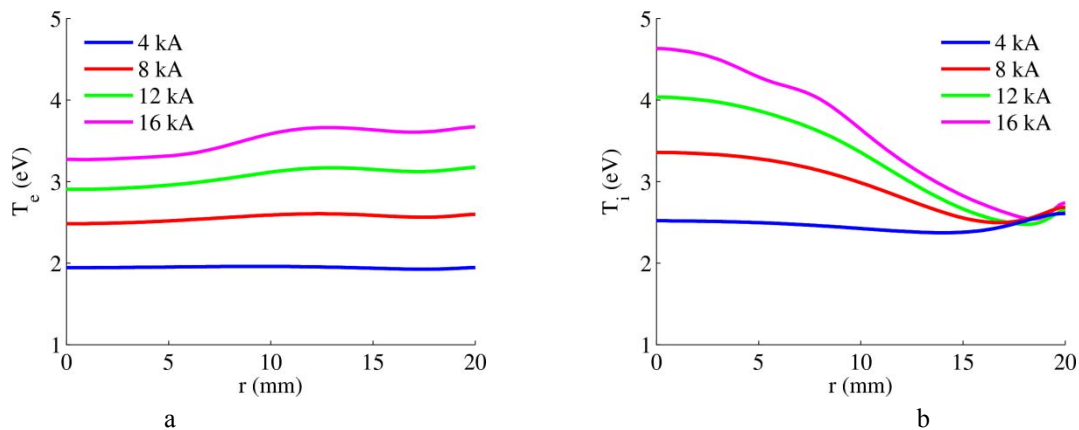


Figure V-49 : (a) Profils le long de la frontière anodiques des températures (a) électronique et (b) ionique pour différentes intensités du courant d'arc ($B_{AMF}=45\text{ mT}$).

La Figure V-50 présente le profil le long de la frontière anodique du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions pour différentes intensités du courant. Lorsque l'intensité du courant est faible (4 kA), le nombre de Mach varie faiblement le long de l'anode, restant compris entre 0,55 et 0,59. A partir de 8 kA , l'amplitude de la variation du nombre de Mach le long de la frontière anodique est beaucoup plus forte. Elle est marquée par une légère baisse du nombre de Mach au centre et par une forte augmentation de ce dernier en bordure de l'anode (où il atteint des valeurs supérieures à 0,7). Cet effet découle principalement d'une augmentation de la vitesse ionique plus importante en périphérie de l'arc qu'au voisinage de l'axe de symétrie. De 8 à 12 kA , l'augmentation de l'intensité du courant se traduit, hormis à moins de 5 mm du bord de l'anode, par une faible variation du nombre de Mach, l'augmentation de la vitesse ionique étant compensée par la hausse des températures. En périphérie de l'anode, le nombre de Mach augmente encore fortement, atteignant une valeur de 0,8. De 12 à 16 kA , le nombre de Mach évolue peu. Par ailleurs, nous pouvons constater que le régime d'écoulement reste subsonique quelle que soit l'intensité du courant.

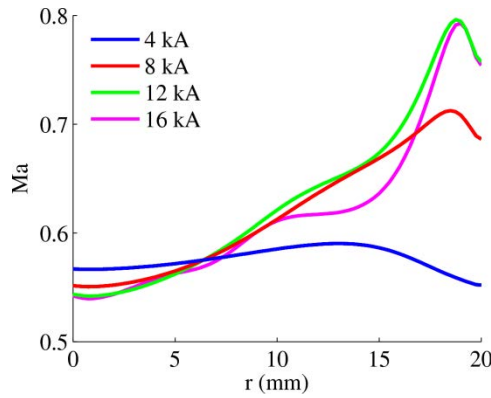


Figure V-50 : Profil le long de la frontière anodique du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions pour différentes intensités du courant d'arc ($B_{AMF}=45 \text{ mT}$).

Densité de flux d'énergie transmise à l'anode

La Figure V-51 montre l'évolution de la valeur maximale de la densité de flux d'énergie déposée à l'anode en fonction de l'intensité du courant d'arc. Naturellement, cette densité de flux augmente avec l'intensité du courant. Si pour un courant de 4 kA , les contributions des ions et des électrons sont équivalentes, la hausse de l'intensité du courant conduit à une stagnation de la contribution électronique, qui finit par ne plus jouer qu'un rôle correctif à 16 kA .

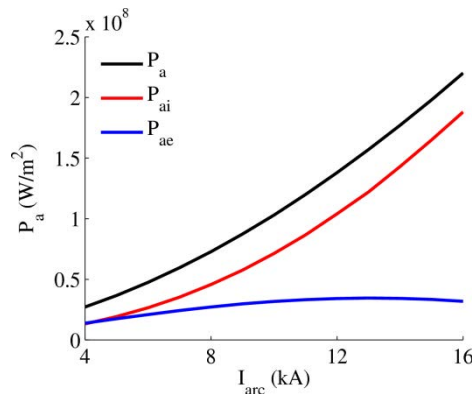


Figure V-51 : Evolution en fonction de l'intensité du courant d'arc de la densité de flux d'énergie maximale déposée à l'anode ainsi que des composantes électronique et ionique de cette densité de flux ($B_{AMF}=45 \text{ mT}$).

V.2.3. Influence de la distance inter-électrodes

V.2.3.1. Régime supersonique

L'étude paramétrique ayant pour objet l'étude du comportement des variables de l'arc en fonction de la distance inter-électrodes reprend pour partie les conditions opératoires utilisées lors de la simulation de référence relative au régime supersonique (Tableau V-7). Quatre simulations ont été effectuées avec des distances inter-électrodes de 10 mm , 20 mm , 30 mm et 40 mm . Contrairement à la simulation de référence, cette étude paramétrique est réalisée en appliquant un AMF uniforme d'intensité 5 mT . L'ajout de cet AMF découle de la nécessité de

ralentir la chute du nombre de Mach minimal qui est très importante à grande distance inter-électrodes et qui peut conduire à la formation d'une onde de choc dans l'arc.

Tableau V-7 : Paramètres (intensités de l'AMF et du courant d'arc, distance inter-électrodes et rayon des électrodes) utilisés lors de l'étude de l'influence de la distance inter-électrodes en régime supersonique.

<i>Régime</i>	B_{AMF}	I_{arc}	L_{arc}	R
-	mT	kA	mm	mm
Supersonique	5	1	10-40	20

Constriction du courant

La Figure V-52.a montre le profil le long de la frontière anodique de la densité de courant axiale pour différentes distances inter-électrodes. On constate que lorsque la distance inter-électrodes passe de 10 mm à 20 mm, la densité de courant axiale augmente sensiblement au voisinage de l'axe de symétrie, tandis qu'elle diminue légèrement entre 20 mm et 40 mm.

La Figure V-52.b montre l'évolution du taux de constriction du courant total au fur et à mesure de l'écoulement du plasma dans l'espace inter-électrodes pour les quatre distances inter-électrodes simulées. A 10 mm de distance inter-électrodes, le taux de constriction croît rapidement et de manière quasiment linéaire. En revanche, pour des distances supérieures, l'évolution du taux de constriction se divise en trois phases dont la distinction devient de plus en plus marquée avec l'augmentation de la distance inter-électrodes. L'augmentation du taux de constriction est d'abord faible. Elle tend ensuite à s'accélérer. Enfin, elle décélère à l'approche de l'anode et à partir d'une distance inter-électrodes de 30 mm, le taux de constriction au voisinage de l'anode tend même à décroître.

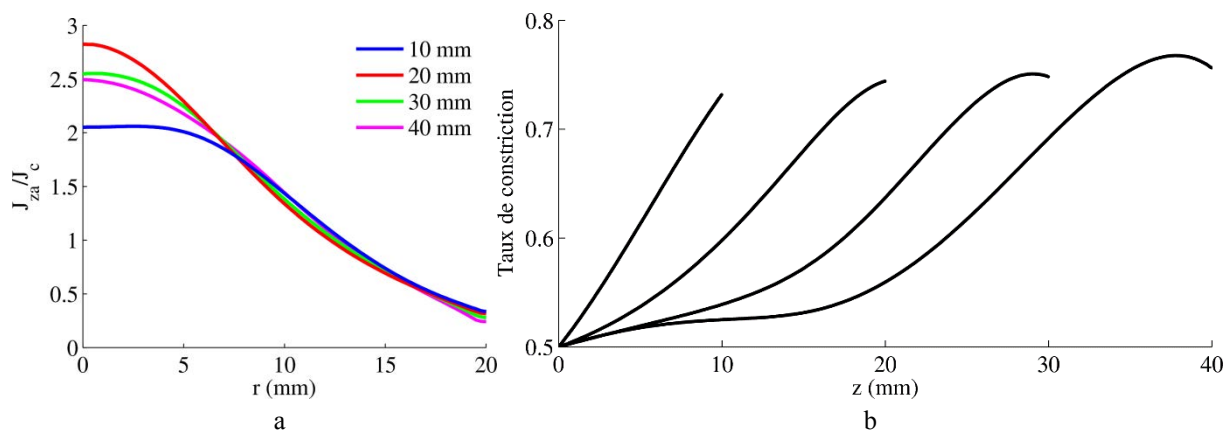


Figure V-52 : (a) Profil le long de la surface de l'anode de la densité de courant axiale normalisée par la densité de courant cathodique pour différentes distances inter-électrodes, (b) Evolution dans l'espace inter-électrodes du taux de constriction du courant total pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=1\text{ kA}$, $B_{AMF}=5\text{ mT}$).

Pour analyser l'évolution du taux de constriction dans l'espace inter-électrodes pour de grandes distances inter-électrodes, nous avons représenté sur la Figure V-53, en considérant à titre d'exemple le cas d'une distance de 40 mm, l'évolution des différents termes de l'équation

(V-8) définissant la densité de courant radiale le long d'un plan de coupe vertical situé à une distance $R/\sqrt{2}$ de l'axe de symétrie. A proximité de la cathode, seuls le terme lié au champ électrique radial ($\sigma_{pl}E_r$) et le terme de Lorentz de constriction ($-\sigma_{pl}u_{ez}B_\varphi$) jouent un rôle significatif. Les deux termes sont de signes opposés et augmentent lentement en valeur absolue, le terme $\sigma_{pl}E_r$ compensant presque la constriction induite par le terme de Lorentz. Au-delà de 10 mm , le terme $\sigma_{pl}E_r$ tend à augmenter, mais cette hausse est compensée par l'apparition d'un terme $\left(\sigma_{pl}\left(\frac{1}{en_e}\frac{\partial p_e}{\partial r} + 0,9\frac{k_b}{e}\frac{\partial T_e}{\partial r}\right)\right)$ de signe négatif, de sorte que le taux de constriction continue à augmenter relativement lentement. A partir de 15 mm , l'augmentation rapide du taux de constriction s'explique par l'accroissement du terme de Lorentz, même si cette augmentation reste pondérée par le terme lié aux gradients de pression et de température électronique qui continue d'augmenter en valeur absolue. A partir d'environ 25 mm , le terme de Lorentz lié à l'AMF ($\sigma_{pl}u_{e\varphi}B_z$) commence à jouer un rôle significatif en s'opposant à la constriction. Son importance augmente de plus en plus rapidement à l'approche de l'anode, ce qui provoque le ralentissement de l'augmentation du taux de constriction, puis la baisse du taux de constriction au voisinage immédiat de l'anode.

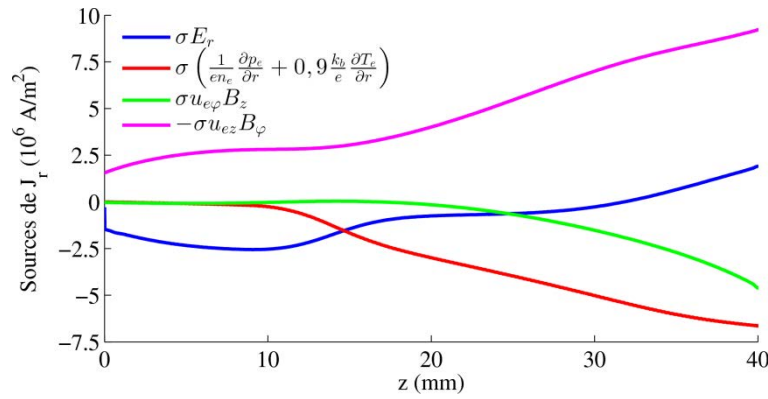


Figure V-53 : Evolution des différents termes de l'équation (V-8) définissant la densité de courant radiale le long d'un plan de coupe vertical situé à une distance $R/\sqrt{2}$ de l'axe de symétrie pour une distance inter-électrodes de 40 mm ($I_{arc}=1\text{ kA}$, $B_{AMF}=5\text{ mT}$).

Variables hydrodynamiques

Sur la Figure V-54 sont représentés les profils de la densité ionique le long de l'axe de symétrie pour les quatre distances inter-électrodes étudiées. Pour des distances inter-électrodes supérieures à 20 mm , on observe une hausse de la densité ionique le long de l'axe. Notons que pour une distance inter-électrodes de 40 mm , le sens de variation de la densité ionique s'inverse (la densité diminue) à proximité de l'anode (à partir d'une distance d'environ 7 mm de l'anode). L'élévation de la densité ionique sur l'axe est un effet de la force de Lorentz radiale $J_z B_\varphi$ agissant sur les ions. La baisse de la densité ionique à proximité de l'anode pour une distance inter-électrodes de 40 mm est quant à elle causée par la force de Lorentz radiale $-J_\varphi B_z$.

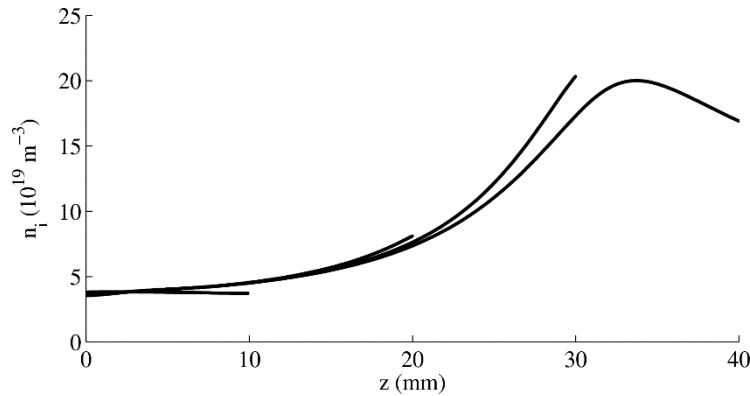


Figure V-54 : Evolution le long de l'axe de symétrie de la densité ionique pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=1\text{ kA}$, $B_{AMF}=5\text{ mT}$).

La compression du plasma le long de l'axe de symétrie se traduit, comme le montre la Figure V-55, par une diminution de la vitesse axiale des ions, avec un gradient qui augmente fortement aux environs de 20 mm . Pour une distance de 40 mm , la détente du plasma au voisinage de l'anode provoque par contre une augmentation de la vitesse axiale ionique. Il est à noter que l'évolution le long de l'axe de la vitesse axiale ionique est quasi-identique quelle que soit la distance inter-électrodes.

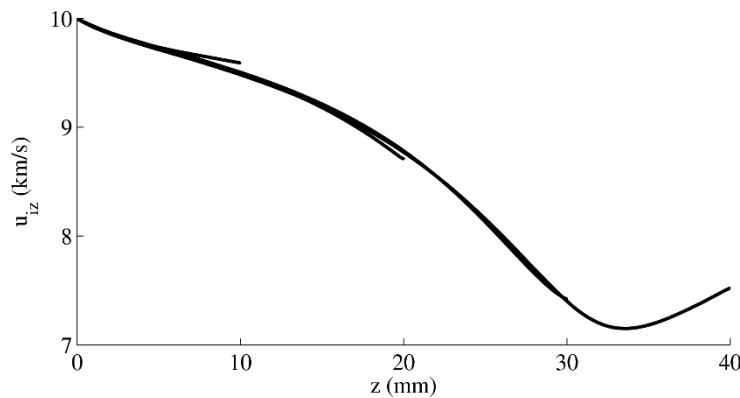


Figure V-55 : Evolution le long de l'axe de symétrie de la vitesse axiale ionique pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=1\text{ kA}$, $B_{AMF}=5\text{ mT}$).

La Figure V-56 présente l'évolution le long de l'axe de symétrie des températures électronique et ionique pour différentes distances inter-électrodes. Quelle que soit la distance inter-électrodes, la température électronique augmente de manière monotone le long de l'axe de symétrie, sauf au voisinage de l'anode pour des distances inter-électrodes de 30 et 40 mm . La température ionique augmente aussi en direction de l'anode mais, contrairement au cas des électrons, cette augmentation est de plus en plus rapide au fur et à mesure de l'écoulement. A noter que, pour une distance de 40 mm , la température ionique décroît légèrement au-delà de 30 mm . Comme pour la densité et la vitesse axiale des ions présentées ci-dessus, l'évolution des températures électronique et ionique est très peu influencée par la distance inter-électrodes.

A proximité de la cathode, l'augmentation de la température électronique est causée, dans des proportions très similaires, par le travail de la force de pression électronique et par l'effet Joule. Tandis que le travail de la force de pression augmente de manière significative avec z

sous l'effet de la compression des électrons, le terme d'effet Joule reste à peu près constant, du fait de la compétition entre l'augmentation de la densité de courant sur l'axe et la hausse de la conductivité électrique résultant de l'augmentation de la température des électrons. La baisse de la température électronique à l'approche de l'anode pour des distances inter-électrodes de 30 et 40 mm est imputable à l'effet refroidissant de la gaine anodique. Par ailleurs, pour une distance inter-électrodes de 40 mm, en raison de la détente du plasma à proximité de l'anode (liée à la chute de la densité ionique observée sur la Figure V-54), le travail de la force de pression devient négatif et participe aussi à la baisse de la température électronique.

La hausse de la température ionique sur l'axe de symétrie est principalement provoquée par le travail de la force de pression ionique, lequel augmente, de manière similaire au travail de la force de pression électronique, au fur et à mesure de l'écoulement, sous l'effet de la compression du plasma. Contrairement au cas des électrons, le transfert d'énergie inter-espèces, qui agit dans le sens d'une augmentation de la température ionique, joue ici un rôle significatif. Sa contribution augmente en direction de l'anode du fait de l'augmentation de la densité ionique. Pour une distance inter-électrodes de 40 mm, le travail de la force de pression ionique devient, comme dans le cas des électrons, négatif à proximité de l'anode en raison de la diminution de la densité. Son effet n'est pas totalement compensé par le transfert d'énergie inter-espèces, provoquant une légère diminution de la température ionique.

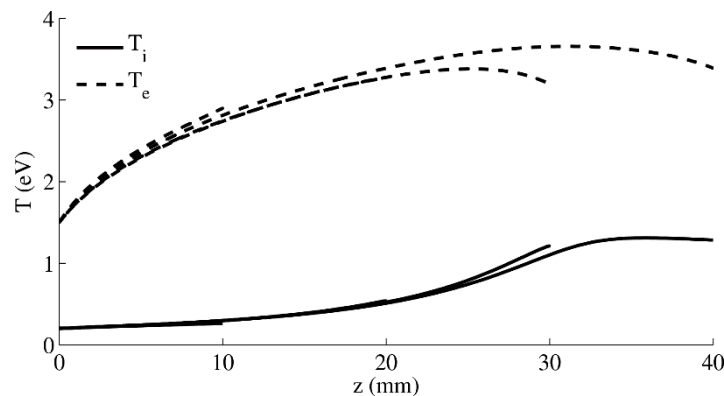


Figure V-56 : Evolution le long de l'axe de symétrie des températures électronique et ionique pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=1\text{ kA}$, $B_{AMF}=5\text{ mT}$).

Comme le montre la Figure V-57.a, le nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions le long de l'axe de symétrie décroît fortement jusqu'à 34 mm, en raison de la diminution de la vitesse axiale ionique et de l'augmentation de T_i et T_e . Pour une distance inter-électrodes de 40 mm, la détente du plasma au voisinage de l'anode conduit à une légère augmentation du nombre de Mach.

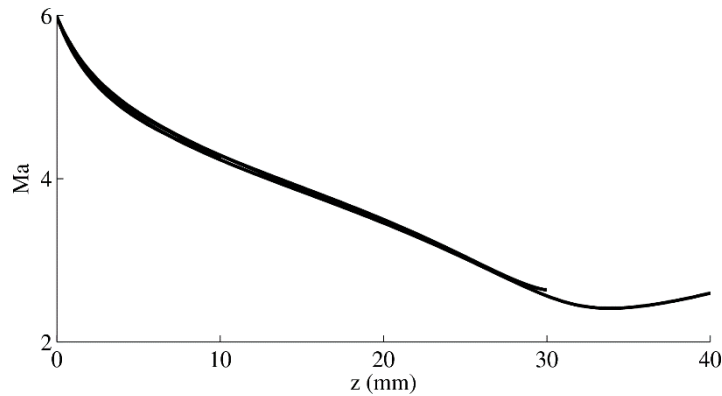


Figure V-57 : Evolution le long de l'axe de symétrie du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=1\text{ kA}$, $B_{AMF}=5\text{ mT}$).

Densité de flux d'énergie transmise à l'anode

Le profil radial de la densité de flux d'énergie transmise par l'arc à l'anode pour différentes distances inter-électrodes est présenté sur la Figure V-58. Chaque profil présente une densité de flux d'énergie maximale sur l'axe de symétrie. Cependant, si la densité de flux d'énergie au centre de l'anode augmente avec l'élévation de la distance inter-électrodes de 10 mm à 20 mm , dans l'intervalle de distance $20 - 40\text{ mm}$, l'élévation de la distance inter-électrodes se traduit par une légère baisse de la densité de flux d'énergie. Ces variations sont bien sûr principalement causées par celles de la densité de courant axiale à l'anode présentées sur la Figure V-52.

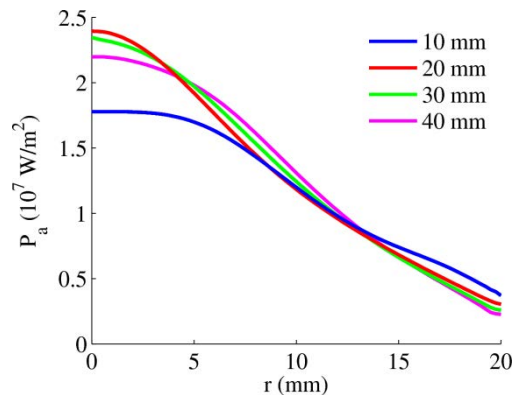


Figure V-58 : Profil radial de la densité de flux d'énergie transmise à l'anode pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=1\text{ kA}$, $B_{AMF}=5\text{ mT}$).

V.2.3.2. Régime subsonique

La seconde étude paramétrique ayant pour objet l'étude du comportement des variables de l'arc en fonction de la distance inter-électrodes reprend les conditions opératoires utilisées lors de la simulation de référence relative au régime subsonique (Tableau V-8). Quatre simulations ont été effectuées avec des distances inter-électrodes de 10 mm , 20 mm , 30 mm et 40 mm .

Tableau V-8 : Paramètres (intensités de l'AMF et du courant d'arc, distance inter-électrodes et rayon des électrodes) utilisés lors de l'étude de l'influence de la distance inter-électrodes en régime subsonique.

Régime	B_{AMF}	I_{arc}	L_{arc}	R
-	mT	kA	mm	mm
Subsonique	45	9	10-40	20

Constriction du courant

La Figure V-59.a présente le profil le long de la frontière anodique de la densité de courant axiale pour différentes distances inter-électrodes. Il apparaît que la hausse de la distance inter-électrodes de 10 mm à 20 mm se traduit par une augmentation significative de 16% de la densité de courant axiale au centre de l'anode. En revanche, la variation de la distance inter-électrodes de 20 mm à 40 mm est presque sans influence sur le profil de la densité de courant axiale.

Contrairement aux observations faites précédemment en régime supersonique, la Figure V-59.b montre qu'en régime subsonique, pour des distances inter-électrodes supérieures à 20 mm, le taux de constriction du courant commence par baisser au cours de l'écoulement du plasma, avant d'augmenter rapidement à l'approche de l'anode pour atteindre une valeur de 0,75 au niveau de la frontière anodique, similaire quelle que soit la distance inter-électrodes.

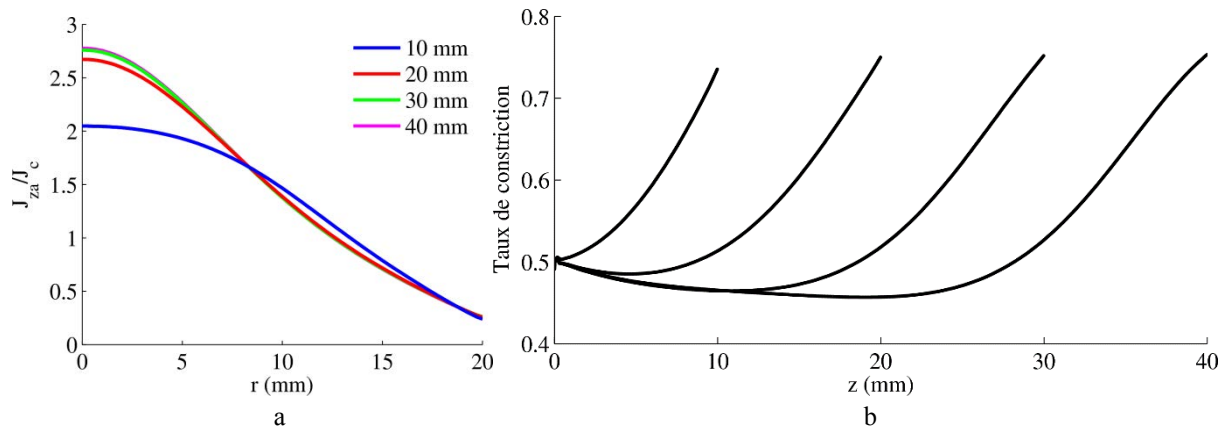


Figure V-59 : (a) Profils le long de la surface de l'anode de la densité de courant axiale normalisée par la densité de courant cathodique pour différentes distances inter-électrodes, (b) Evolution dans l'espace inter-électrodes du taux de constriction du courant total pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=9 kA$, $B_{AMF}=45 mT$).

Afin d'expliquer l'évolution du taux de constriction, nous avons représenté sur la Figure V-60, en considérant à titre d'exemple le cas d'une distance de 40 mm, l'évolution des différents termes de l'équation (V-8) définissant la densité de courant radiale le long d'un plan de coupe vertical situé à une distance $R/\sqrt{2}$ de l'axe de symétrie. Il apparaît que le terme de constriction magnétique ($-\sigma_{pl}u_{ez}B_\phi$) ne connaît qu'une hausse très modérée suivant z , excepté au voisinage de l'anode. Le terme lié au champ électrique radial ainsi que le terme lié au gradient de pression électronique et au gradient de température électronique s'opposent

à la constriction du courant. La somme de ces deux termes compense totalement et excède le terme de constriction magnétique jusqu'à une distance d'environ 10 mm de l'anode, provoquant une diminution du taux de constriction. L'accroissement du taux de constriction du courant au voisinage de l'anode est lié à la forte augmentation du terme $(-\sigma_{pl}u_{ez}B_\varphi)$ dans cette région, qui résulte de l'accélération des électrons causée par la détente du plasma. On observe également au voisinage de l'anode une forte hausse du terme $(\sigma_{pl}u_{e\varphi}B_z)$ généré par l'AMF qui s'oppose à la constriction.

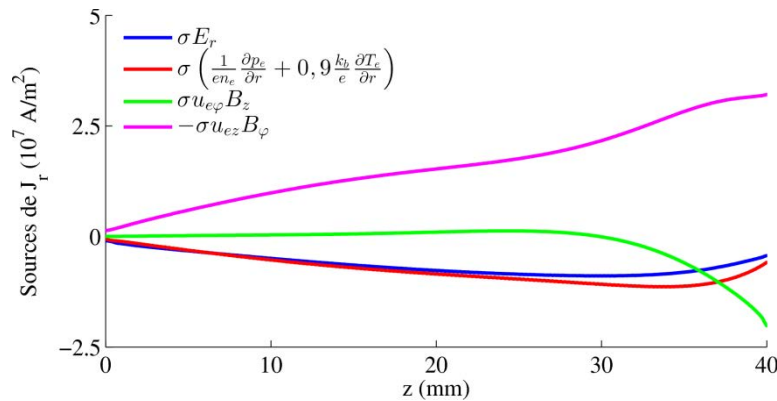


Figure V-60 : Evolution des différents termes de l'équation (V-8) définissant la densité de courant radiale le long d'un plan de coupe vertical situé à une distance $R/\sqrt{2}$ de l'axe de symétrie pour une distance inter-électrodes de 40 mm ($I_{arc}=9$ kA, $B_{AMF}=45$ mT).

Variables hydrodynamiques

La Figure V-61 présente les profils de la densité ionique le long de l'axe de symétrie pour les quatre distances inter-électrodes étudiées. Quelle que soit la distance inter-électrodes, l'évolution de la densité se décompose toujours en une brève phase de hausse au voisinage de la cathode à laquelle succède une phase de baisse de la densité qui se poursuit jusqu'à une distance d'environ 1 ou 2 mm de la frontière anodique. Ensuite, la densité remonte brutalement.

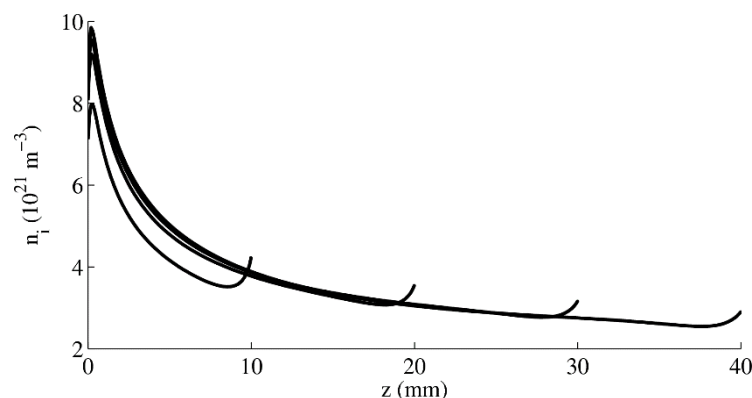


Figure V-61 : Evolution le long de l'axe de symétrie de la densité ionique pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=9$ kA, $B_{AMF}=45$ mT).

La Figure V-62, présente l'évolution de la vitesse axiale ionique le long de l'axe de symétrie pour différentes distances inter-électrodes. Après un très faible ralentissement des ions au voisinage de la cathode consécutif à l'accroissement de la densité observé sur la Figure V-61,

la vitesse axiale ionique augmente en direction de l'anode. A une dizaine de millimètres de l'anode, l'augmentation de la vitesse s'intensifie brutalement. Enfin, à proximité immédiate (entre 1 et 2 mm) de l'anode une légère baisse de la vitesse est observable.

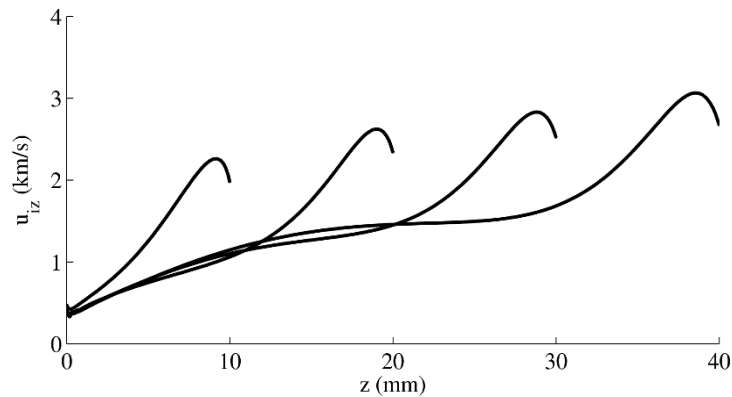


Figure V-62 : Evolution le long de l'axe de symétrie de la vitesse axiale ionique pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

Afin d'analyser l'évolution de la vitesse axiale ionique sur la Figure V-62, nous présentons sur la Figure V-63 la variation le long de l'axe de symétrie des pressions électronique et ionique. Succède aux brusques variations des pressions au voisinage de la cathode une phase d'écoulement marquée par une baisse très lente des pressions électronique et ionique. Ensuite, à une distance de l'anode variant faiblement avec la distance inter-électrodes ($\sim 10\text{ mm}$), la pression électronique et dans une moindre mesure la pression ionique commencent à chuter plus rapidement. Si la chute de la pression électronique se poursuit jusqu'à l'anode et est relativement importante, la baisse de la pression ionique est plus limitée et s'interrompt à une distance de 1 à 2 mm de l'anode. La variation de la pression ionique, qui doit s'adapter à la condition de pression imposée sur la frontière anodique (équation IV-77), s'achève par une remontée brutale.

Au voisinage immédiat de la cathode, la brusque variation des pressions conduit à une augmentation de la pression totale qui s'oppose à l'écoulement des ions et provoque leur léger ralentissement. Lors de la phase d'écoulement quasi-isobare, le gradient axial de la pression totale est relativement faible, surtout pour les distances inter-électrodes de 20 à 40 mm. La force de Lorentz étant nulle sur l'axe de symétrie, la faible augmentation de la vitesse axiale ionique durant cette phase reste le fait de la force de pression. La phase d'accélération rapide des ions s'explique par l'augmentation des gradients de pression lors de la phase de baisse des pressions électronique et ionique. Le ralentissement des ions au voisinage de l'anode s'explique par la rapide remontée de la pression ionique. Au-delà d'une distance de quelques mm de l'axe de symétrie, l'uniformité des pressions suivant z dans la phase d'écoulement quasi-isobare est encore plus marquée et la force de Lorentz $J_r B_\phi - J_\phi B_r$ joue alors un rôle prépondérant dans l'accélération des ions. De plus, la remontée de la pression ionique au voisinage de l'anode, ainsi que la baisse de la vitesse ionique et l'augmentation de la densité, ne s'observent plus.

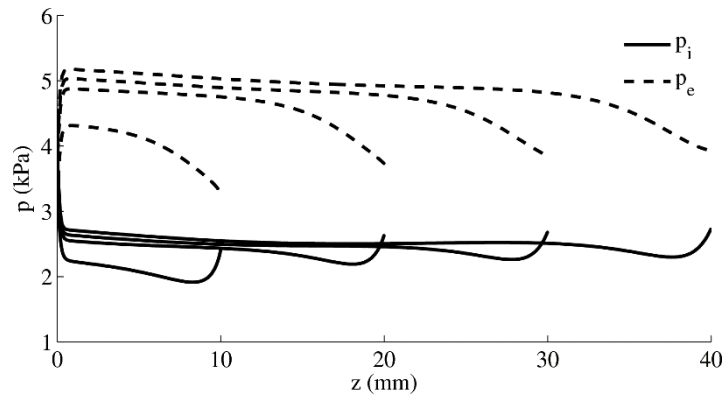


Figure V-63 : Evolution le long de l'axe de symétrie des pressions électronique et ionique pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

La Figure V-64 présente l'évolution des températures électronique et ionique le long de l'axe de symétrie pour différentes distances inter-électrodes. La température électronique augmente de manière monotone quelle que soit la distance inter-électrodes jusqu'à une distance de quelques mm de l'anode, puis connaît une chute de l'ordre de 1 à $1,5\text{ eV}$. La population ionique en revanche est sujette au voisinage de la cathode à un refroidissement brutal. Par la suite, la température des ions augmente au fur et à mesure de l'écoulement, en étant peu dépendante de la distance inter-électrodes. A l'approche de l'anode, la température ionique augmente plus lentement, et se met à baisser légèrement lorsque la distance inter-électrodes dépasse 30 mm . Comme pour les autres variables hydrodynamiques ioniques, cet effet n'est observé qu'à proximité de l'axe de symétrie. Enfin, à proximité immédiate de l'anode, la température ionique voit son augmentation accélérer ou reprendre suivant les cas.

Hors du voisinage immédiat de la cathode où le transfert d'énergie inter-espèces joue un grand rôle dans l'échauffement des électrons, la hausse de la température électronique observée sur la Figure V-64 résulte exclusivement du chauffage Ohmique. Le travail des forces de pression électronique a, du fait de la diminution de la densité électronique, une contribution négative qui participe au refroidissement des électrons à proximité de l'anode. Toutefois ce dernier est surtout la conséquence du flux de chaleur négatif induit par la gaine anodique.

L'évolution de la température ionique est principalement contrôlée par le transfert d'énergie inter-espèces. Ce terme provoque au voisinage de la cathode une chute de la température ionique, puis est responsable de l'échauffement des ions dans le reste de l'espace inter-électrodes. Cependant, l'efficacité du transfert d'énergie inter-espèces diminue progressivement au cours de l'écoulement des ions sous l'effet de la chute de la densité du plasma visible sur la Figure V-61, de sorte qu'à l'approche de l'anode, la température des ions peut être amenée à diminuer légèrement sous l'effet du travail de la force de pression ionique. Enfin, la légère remontée de la température au voisinage immédiat de l'anode est provoquée par le travail de la force de pression ionique, qui est à nouveau positif.

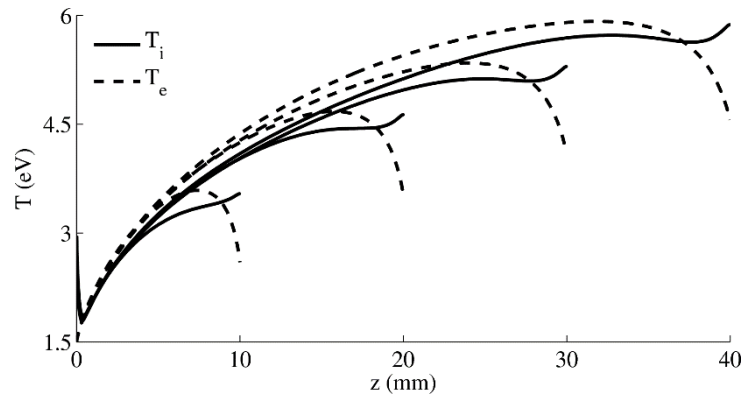


Figure V-64 : Evolution le long de l'axe de symétrie des températures électronique et ionique pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

Le profil d'évolution du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions le long de l'axe de symétrie présentée sur la Figure V-65 est très proche de celle de la vitesse axiale ionique présentée sur la Figure V-62. Le nombre de Mach augmente relativement lentement pendant la phase d'écoulement isobare jusqu'à environ 10 mm de l'anode, la hausse de la vitesse ionique étant compensée par la hausse des températures. Aussi, pour des distances inter-électrodes de 20 mm ou plus, le nombre de Mach à 10 mm de l'anode n'excède pas $0,3$. En revanche, on observe à l'approche de l'anode une forte élévation du nombre de Mach, qui atteint environ $0,6$ à la surface de l'anode quelle que soit la distance inter-électrodes. Un tel comportement est dû à l'accélération rapide des ions et à la chute de la température électronique dans cette région.

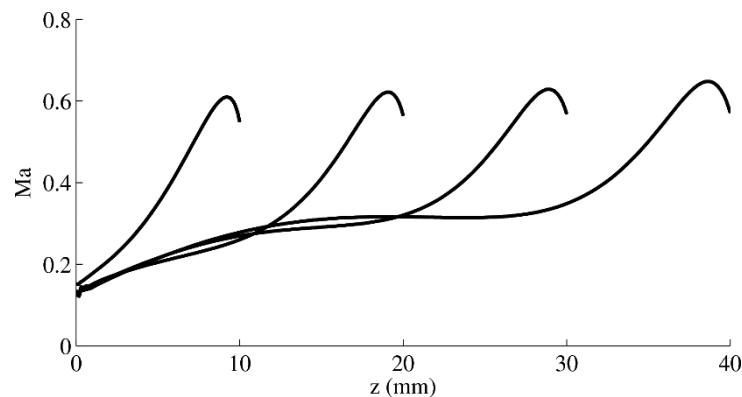


Figure V-65 : Evolution le long de l'axe de symétrie du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=9\text{ kA}$, $B_{AMF}=45\text{ mT}$).

Densité de flux d'énergie transmise à l'anode

Comme illustré sur la Figure V-66, une augmentation de la distance inter-électrodes de 10 mm à 20 mm accentue modérément la densité de flux d'énergie transmise par le plasma au centre de l'anode. En revanche, la variation de la distance inter-électrodes dans l'intervalle $20 - 40\text{ mm}$ n'a aucun effet sur la densité de flux d'énergie. La très faible variation de la densité de courant dans cet intervalle de distance inter-électrodes en est la cause principale (Figure V-59). Précisons cependant que l'on assiste, au fur et à mesure de l'augmentation de la distance inter-électrodes, à une baisse de l'énergie électronique au profit de l'énergie ionique.

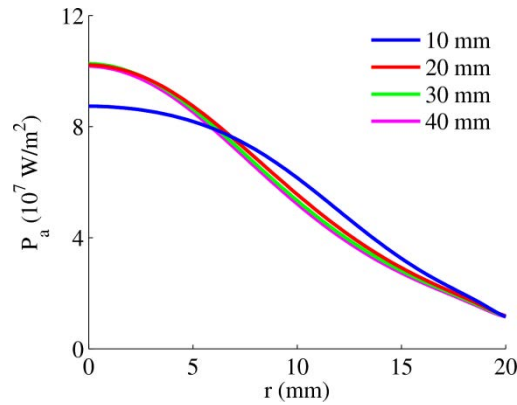


Figure V-66 : Profil le long de la surface de l'anode de la densité de flux d'énergie déposée par le plasma pour différentes distances inter-électrodes ($I_{arc}=9 \text{ kA}$, $B_{AMF}=45 \text{ mT}$).

V.3. Résumé

A l'aide du modèle numérique présenté dans le chapitre IV, nous avons analysé le comportement du plasma d'arc généré entre deux contacts en cuivre de rayon 20 mm .

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté une analyse détaillée du comportement du plasma à faible courant (régime d'écoulement supersonique) et à fort courant (régime d'écoulement subsonique), pour une distance inter-électrodes de 10 mm . Le cas à faible courant a concerné une intensité de 1 kA en l'absence d'AMF, tandis que le cas à fort courant a concerné une intensité de 9 kA en présence d'un AMF d'intensité 45 mT . Dans les deux cas, on observe, sous l'effet de la force de Lorentz créée par le champ magnétique azimuthal auto-induit, un phénomène de constriction du courant. En régime supersonique, cette constriction n'a lieu qu'à proximité de l'anode, car elle est dans le reste de l'arc contrecarrée par l'existence d'un fort champ électrique radial. En revanche, en régime subsonique, la constriction du courant se développe dès le voisinage de la cathode, où elle n'est limitée que par le gradient radial de la pression électronique, puis elle continue d'augmenter en direction de l'anode, la force de Lorentz associée à l'AMF jouant alors un rôle prépondérant dans la limitation de cette augmentation. Par ailleurs, en régime supersonique, la compression du plasma au cours de son transit vers l'anode conduit, avec le transfert d'énergie inter-espèces, à un échauffement des ions. Elle conduit aussi, avec l'effet Joule, à une élévation de la température électronique. En régime subsonique, le plasma subit au contraire une détente, qui limite l'échauffement des ions et des électrons et conduit à l'augmentation de leurs vitesses respectives. Enfin, la densité de flux d'énergie déposée par l'arc à l'anode s'avère maximale dans les deux cas au centre de l'anode. Cependant, tandis qu'en régime supersonique, cette densité de flux d'énergie est principalement portée par les électrons, en régime subsonique elle est principalement portée par les ions.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons présenté plusieurs études paramétriques portant sur les effets d'une variation de l'intensité de l'AMF, de l'intensité du courant d'arc et de la distance inter-électrodes, en envisageant successivement le cas d'un régime d'écoulement supersonique et celui d'un régime d'écoulement subsonique.

L'influence de l'AMF a été étudiée en régime supersonique dans l'intervalle $0 - 40 \text{ mT}$ et en régime subsonique dans l'intervalle $10 - 200 \text{ mT}$. Quelle que soit la nature de l'écoulement, l'augmentation de l'intensité de l'AMF se traduit par une baisse de la constriction du courant. Lorsque l'intensité de l'AMF est faible, son action n'est notable que là où la constriction du courant est la plus importante, c'est-à-dire près de l'anode. En revanche, lorsque l'intensité de l'AMF augmente, son action se fait ressentir dans une région bien plus importante de l'espace inter-électrodes. L'accroissement de l'intensité de l'AMF se traduit aussi par une uniformisation des profils des températures électronique et ionique le long de la frontière anodique et par une baisse de la valeur maximale de la densité de flux d'énergie déposée par l'arc à l'anode.

L'effet de l'intensité du courant d'arc a été étudié dans l'intervalle $0,5 - 1,953 \text{ kA}$ en régime supersonique et dans l'intervalle $4 - 16 \text{ kA}$ en régime subsonique. Quel que soit le régime d'écoulement, l'augmentation de l'intensité du courant se traduit par une augmentation de sa constriction du fait de la hausse de l'intensité du champ magnétique azimutal. En régime supersonique, l'augmentation de l'intensité conduit à une baisse de la valeur minimale du nombre de Mach du plasma atteinte à la surface de l'anode. Cette baisse reste linéaire jusqu'à $1,8 \text{ kA}$ et a pour origine principale la hausse des températures électronique et ionique, puis elle s'accélère brutalement à l'approche du point transsonique. Ce dernier effet est gouverné par le ralentissement des ions à proximité de l'anode, qui est causé par l'augmentation de la force de Lorentz axiale faisant suite à l'augmentation de la constriction du courant. Pour les deux régimes d'écoulement, l'augmentation de l'intensité du courant se traduit par un échauffement plus important des électrons et des ions au cours de leur écoulement dans l'espace inter-électrodes et une augmentation rapide de la valeur maximale de la densité de flux d'énergie déposée par l'arc à l'anode, qui résulte de la constriction accrue du courant.

Enfin, l'influence de la distance inter-électrodes a été étudiée pour les régimes supersonique et subsonique en faisant varier cette distance entre 10 mm et 40 mm . Quelle que soit la nature de l'écoulement, la constriction du courant à l'anode augmente significativement lorsque la distance inter-électrodes passe de 10 mm à 20 mm , mais est peu dépendante de cette distance au-delà de 20 mm . L'évolution du taux de constriction en fonction de z est très différente selon le régime d'écoulement. En régime supersonique le taux de constriction augmente de façon monotone dans l'espace inter-électrodes, sauf à proximité immédiate de l'anode aux grandes distances inter-électrodes. En régime subsonique, lorsque la distance inter-électrodes dépasse 20 mm , le taux de constriction commence par chuter en s'éloignant de la cathode, avant d'augmenter rapidement à l'approche de l'anode. En régime supersonique, l'évolution le long de l'axe de symétrie des variables hydrodynamiques est peu dépendante de la distance inter-électrodes. Le plasma est sujet d'abord à une compression jusqu'à environ 30 mm de la cathode, à laquelle succède une légère détente. Cette compression s'accompagne d'un échauffement des ions et d'une baisse de la vitesse ionique et du nombre de Mach. En régime subsonique, lorsque la distance électrode est supérieure à 20 mm , le plasma s'écoule de manière quasi-isobare dans une grande partie de l'espace inter-électrodes. A environ 10 mm de l'anode, la pression électronique diminue. Ce phénomène conduit à une forte accélération des ions et à une augmentation rapide du nombre de Mach, dont la valeur maximale sur la

frontière anodique reste toujours inférieure à 1. Enfin, en régime supersonique comme en régime subsonique, si l'augmentation de la distance inter-électrodes de 10 mm à 20 mm se traduit par une hausse de la valeur maximale de la densité de flux d'énergie transmise par le plasma au centre de l'anode, au-delà de 20 mm , la variation de la distance inter-électrodes n'a plus d'influence notable sur le profil de la densité de flux d'énergie transmise par le plasma.

CONCLUSION GENERALE

1. Résumé

Ce mémoire, qui a pour objet l'étude d'un arc électrique sous vide contrôlé par un champ magnétique axial (AMF), a été organisé suivant une approche expérimentale et une approche numérique.

L'étude expérimentale a consisté à filmer à l'aide de caméras rapides des arcs de vapeurs métalliques générés dans une enceinte sous vide entre deux contacts cylindriques en CuCr25 de 35 mm de rayon et espacés d'une distance constante de 20 ou 30 mm. En outre, les arcs étaient contrôlés par un champ magnétique axial généré par une bobine de Helmholtz alimentées en courant par un circuit indépendant du circuit alimentant les arcs. L'amorçage de l'arc a été effectué à l'aide d'une électrode auxiliaire située en périphérie de la cathode. Le protocole diffère en ces deux derniers points des expériences présentées dans la littérature pour étudier les arcs sous vide à grandes distances inter-électrodes, au cours desquelles l'amorçage s'effectue à l'aide d'une électrode d'amorçage insérée au centre de l'un des contacts et où l'AMF est généré par le passage dans les contacts du courant alimentant l'arc. Ce protocole nous a permis de générer des arcs d'une durée proche de 10 ms, dont les intensités de courant ont varié de 5 à 43 kA pic, et contrôlés par un AMF d'intensité atteignant 143 ou 269 mT pic.

L'analyse des résultats de ces expériences s'est concentrée sur l'étude de l'aspect de la colonne d'arc en fonction des intensités du courant et du champ magnétique et sur l'étude de la distribution des spots cathodiques et de la densité de courant cathodique. L'observation de la colonne d'arc lors des tirs à 20 et 30 mm de distance inter-électrodes réalisés avec des courants allant de 5 à 32 kA et contrôlés par un AMF de 143 mT a permis de constater une transition progressive d'un régime d'arcs multiples vers un régime d'arc diffus au fur et à mesure de l'augmentation de l'intensité du courant. Lors d'un tir à 36 kA avec une distance inter-électrodes de 30 mm toujours en présence d'un AMF d'intensité 143 mT, nous avons observé l'établissement d'un régime d'arc diffus colonnaire aux environs du pic de courant. La répartition des spots cathodiques à la surface de la cathode a été étudiée à l'aide d'un programme de traitement d'images permettant la détection automatique des spots cathodiques. La répartition des spots s'avère être indépendante de la distance inter-électrodes dans l'intervalle 20 – 30 mm, mais est dépendante de l'intensité du courant d'arc. En dessous de 13 kA, les spots forment un groupe compact n'occupant pas la totalité de la surface de la cathode. De 17 kA à 32 kA, ils peuvent, au moment du pic de courant, soit occuper la totalité de la surface de la cathode, soit laisser subsister une zone vide au centre de la cathode. Au-delà de 36 kA, les spots occupent toujours la totalité de la surface de la cathode avant le pic de courant. La connaissance de la position des spots a permis d'estimer le profil radial moyen de la densité de courant à la surface de la cathode. Nos résultats montrent une relative uniformité de la densité de courant cathodique jusqu'à 32 kA sur la surface occupée par les spots et une

densité de courant qui tend à être maximale en périphérie de la cathode au moment du pic de courant pour des intensités dépassant 36 kA . Enfin, la méthode de détection des spots nous a permis d'estimer à 36 A le courant moyen porté par un spot cathodique sur une surface de CuCr25. L'analyse de la distribution des spots lors du tir à 36 kA a permis de constater l'absence de concentration des spots en dessous de la colonne de plasma concentré qui caractérise le régime diffus colonnaire à faible distance inter-électrodes, ce qui suggère une origine purement magnétohydrodynamique du confinement de la colonne de plasma centrale pour le régime diffus colonnaire à grande distance inter-électrodes.

L'étude numérique a nécessité le développement d'un modèle 2D-axysymétrique en régime quasi-stationnaire, qui se focalise sur la description de la zone d'écoulement hydrodynamique du plasma inter-électrodes, les phénomènes anodiques et cathodiques étant pris en compte, soit à partir d'équations bilans, soit à partir de données issues de la littérature. La colonne d'arc est modélisée suivant une approche magnétohydrodynamique dans laquelle le plasma, électriquement neutre, est composé d'électrons sans inertie et d'une unique population d'ions s'écoulant de manière anisotherme depuis la cathode vers l'anode. Les champs électrique et magnétique sont calculés à partir du potentiel scalaire électrique et du potentiel vecteur magnétique. Les régimes d'arc pouvant être simulés grâce ce modèle sont le régime diffus supersonique et le régime diffus subsonique, le régime d'écoulement influant sur la formulation des conditions aux limites.

Ce modèle nous a permis d'effectuer des études paramétriques en régimes diffus supersonique et subsonique, en faisant successivement varier l'intensité de l'AMF, l'intensité du courant d'arc et la distance inter-électrodes, l'influence de ce dernier paramètre ayant été très peu étudiée jusqu'à présent dans la littérature :

- L'augmentation de l'intensité de l'AMF se traduit par une diminution de la constriction du courant qui conduit à une uniformisation des distributions radiales des températures ionique et électronique, et à une baisse de la valeur maximale de la densité de flux d'énergie déposée par l'arc à l'anode, témoignant de l'efficacité de l'AMF à augmenter l'intensité critique d'apparition d'un régime d'anode active.
- L'augmentation de l'intensité du courant s'accompagne, quel que soit le régime d'écoulement du plasma, d'une augmentation de la constriction du courant. En régime supersonique, ceci s'accompagne d'une chute de la valeur minimale atteinte par le nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions sur la frontière anodique, qui reste linéaire jusqu'à un certain seuil d'intensité, puis décroît très brutalement jusqu'à une valeur proche de l'unité au-delà de ce seuil.
- L'influence de la distance inter-électrodes a été étudiée dans l'intervalle $10 - 40\text{ mm}$. Notre étude montre que si la variation de la distance inter-électrodes de 10 à 20 mm conduit à un accroissement notable de la constriction du courant de l'arc qui se traduit par une augmentation de la densité de flux d'énergie déposée par l'arc au centre de l'anode, une variation de la distance inter-électrodes au-delà de 20 mm n'induit aucune nouvelle hausse de la constriction du courant et ne provoque pas de variation notable de la densité de flux d'énergie anodique. En régime supersonique, le plasma est marqué au cours de son écoulement vers l'anode par un phénomène de compression,

qui provoque un fort ralentissement des ions s'interrompant à l'approche de l'anode dans le cas d'une distance inter-électrodes de 40 mm . En régime subsonique, l'écoulement est caractérisé par une phase d'écoulement quasi-isobare, surtout pour des distances inter-électrodes supérieures à 10 mm , puis par une phase de détente des électrons, qui s'amorce toujours à $\sim 10\text{ mm}$ de la surface de l'anode et qui est responsable d'une forte accélération des ions.

2. Perspectives et voies d'améliorations

Afin de pallier certaines des difficultés expérimentales rencontrées au cours de ce travail (en particulier concernant l'amorçage de l'arc et la génération de l'AMF) et permettre ainsi la réalisation (de façon plus systématique) d'expériences pour une plage plus étendue de conditions opératoires, il serait nécessaire d'accroître la puissance du dispositif d'amorçage et de renforcer le socle de la bobine de Helmholtz. En complément des résultats obtenus dans ce travail, il serait intéressant de réaliser de nouvelles campagnes d'essais afin d'étudier plus en détail les valeurs critiques des intensités du courant d'arc et de l'AMF associées à la transition entre le régime diffus et le régime diffus colonnaire. Une analyse spectroscopique serait en outre utile afin de mieux cerner la nature de ce phénomène. Si, comme nous le pensons, l'établissement d'un régime diffus colonnaire aux grandes distances inter-électrodes a une origine purement magnétohydrodynamique, la mise en évidence d'un tel phénomène par notre modèle dans des conditions d'intensité du courant et du champ magnétique axial proches de celles de l'expérience pourrait constituer des éléments de validation de notre modélisation.

Les améliorations du modèle numérique envisageables dans un futur proche sont multiples :

- Une première amélioration possible et rapidement applicable consiste au passage à la simulation tridimensionnelle de l'arc. La formulation développée dans le chapitre IV a été conçue pour faciliter le portage 3D du modèle et permettre ainsi de coupler la simulation de l'écoulement du plasma avec le calcul du champ magnétique généré par le passage du courant dans les contacts (la géométrie des contacts réels étant tridimensionnelle). Par ailleurs, le passage à la 3D revêt un intérêt particulier pour les arcs à grandes distances inter-électrodes puisque, comme nous l'avons noté dans notre étude bibliographique, ces arcs ne peuvent pas toujours être considérés comme axisymétriques. Un modèle 3D pourrait en outre, après adaptation des conditions aux limites, permettre de simuler le régime d'arcs multiples que nous avons observé au cours de nos expériences, un modèle 2D-axisymétrique ne permettant de simuler que le jet de plasma émis par un spot cathodique unique. Le développement d'un modèle 3D a déjà été engagé au cours de cette thèse, toutefois quelques problèmes persistent, principalement liés à la formulation des conditions aux limites sur le potentiel électrique au niveau des frontières cathodique et anodique de la zone hydrodynamique de l'arc.
- Une seconde voie d'amélioration est la mise au point d'un modèle en régime transitoire. Elle s'avère intéressante à plus d'un titre. Tout d'abord, si la diffusion du champ électromagnétique est rapide dans le plasma, elle est beaucoup plus lente dans les contacts. Aussi, un traitement transitoire s'avère nécessaire pour prendre en

compte les déphasages du champ magnétique provoqués par les courants de Foucault dans les contacts. La prise en compte du régime transitoire a aussi un intérêt spécifique pour les arcs à grandes distances inter-électrodes, pour lesquels la forme de la colonne de plasma peut être sujette à de rapides variations. Le passage en régime transitoire pourrait aussi être une étape nécessaire dans la prise en compte du plasma secondaire émis à l'anode, l'échauffement de cette dernière ne pouvant être calculé en régime stationnaire. Cependant, cette évolution sera sans doute plus difficile à accomplir, car l'interface physique du logiciel COMSOL servant à calculer dans notre modèle les champs magnétique et électrique ne fonctionne qu'en régime stationnaire.

Une dernière voie d'amélioration possible concerne l'amélioration de la stabilité numérique du modèle afin de rendre possible la simulation du développement d'ondes de choc au cours de l'écoulement des ions, et permettre ainsi une étude fine de la transition entre le régime diffus supersonique et le régime diffus subsonique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. Picot, “La Coupure du Courant Electrique dans le Vide”, cahiers de Schneider Electric, 2000.
- [2] D. Koch, “Propriétés et Utilisations du SF6 dans les Appareils MT et HT”, cahiers de Schneider Electric, 2003.
- [3] Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), “Radiative Forcing of Climate Change ; Report of the Scientific Assessment Working Group of IPCC”, Press Syndicate of the University of Cambridge, Cambridge - Grande Bretagne, 1994.
- [4] X. Godechot, S. Chakraborty, A. Girodet and P. Vinson, “Design and Tests of Vacuum Interrupters for High Voltage Circuit Breakers”, in *Proceedings of XXVIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Bombay - India, pp. 417-420, 2014.
- [5] A. W. Wright, “On a New Process for the Electrical Deposition of Metals, and for Constructing Metal-Covered Glass Specula”, *J. Franklin Institut*, vol. 104, no. 4, pp. 242-251, 1877.
- [6] F. J. Zanner, “Metal Transfer During Vacuum Consumable Arc Remelting”, *Metallurgical Trans. B*, vol. 10, pp. 133-142, 1979.
- [7] R. W. Sorensen and H. E. Mendenhall, “Vacuum Switching Experiments”, *Trans. AIEE*, vol. 45, no. 12, pp. 1102-1105, 1926.
- [8] J. E. Jennings, A. C. Schwager and H. C. Ross, “Vacuum Switches for Power Systems”, *Trans. AIEE*, vol. 75, no. 4, pp. 462-468, 1956.
- [9] M. P. Reece, “The Vacuum Switch - Properties of the Vacuum Arc”, *Proc. IEE*, vol. 110, no. 4, pp. 793-802, 1963.
- [10] G. R. Mitchell, “High-Current Vacuum Arcs - An Experimental Study”, *Proc. IEE*, vol. 117, no. 12, pp. 2315-2326, 1970.
- [11] A. Anders, “Unfiltered and Filtered Cathodic Arc Deposition”, in *P. M. Martin Handbook of Deposition Technologies for Films and Coatings*, 3 ed., Amsterdam - Netherlands, William Andrew, 2010, pp. 466-531.
- [12] Z. Zalucki and J. Janiszewski, “Transition from Constricted to Diffuse Vacuum Arc Modes during High AC Current Interruption”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 27, no. 4,

- pp. 991-1000, 1999.
- [13] J. V. R. Heberlein and J. G. Gorman, "The High Current Metal Vapor Arc Column Between Separating Electrodes", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 8, no. 4, pp. 283-288, 1980.
- [14] H. C. Miller, "Anode Modes in Vacuum Arcs", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 4, no. 4, pp. 382-388, 1997.
- [15] T. H. Lee, A. Greenwood, D. W. Crouch and C. E. Titus, "Development of Power Vacuum Interrupters", *AIEE Trans. Power Appar. Syst.*, vol. 81, no. 3, pp. 629-635, 1962.
- [16] T. Ito and T. Okura, "High Current Interruption Phenomena in Vacuum Interrupters", *Mitsubishi Denki Giro*, vol. 41, no. 1, pp. 1409-1423, 1967.
- [17] S. Yanabu, S. Souma, T. Tamagawa and S. T. T. Yamashita, "Vacuum Arc under an Axial Magnetic Field and its Interruption Ability", *Proc. IEE*, vol. 126, no. 4, pp. 313-320, 1979.
- [18] R. L. Boxman, S. Goldsmith and A. Greenwood, "Twenty-Five Years of Progress in Vacuum Arc Research and Utilization", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 25, no. 6, pp. 1174-1186, 1997.
- [19] Y. Zhang, X. Yao, Z. Liu, Y. Geng and P. Liu, "Axial Magnetic Field Strength Needed for a 126-kV Single-Break Vacuum Circuit Breaker During Asymmetrical Current Switching", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 8, pp. 2034-2042, 2013.
- [20] W. Hartmann, W. Haas, M. Römheld and N. Wenzel, "AMF Vacuum Arcs at Large Contact Separation", in *XXIst Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Yalta - Ukraine, pp. 450-453, 2004.
- [21] N. Wenzel, A. Lawall, U. Schümann and S. Wethekam, "Combined Experimental and Theoretical Study of Constriction Threshold of Large-Gap AMF Vacuum Arcs", in *Proceeding of the XXVIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Bombay-India, pp. 193-196, 2014.
- [22] N. Vogel, "The Cathode Spot Plasma in Low-Current Air and Vacuum Break Arcs", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 26, no. 10, pp. 1655-1661, 1993.
- [23] Y. Langlois, Modélisation de l'Arc Electrique dans un Disjoncteur à Vide, Thèse: Université de Lorraine, Nancy - France, 2010.
- [24] B. E. Djakov and R. Holmes, "Cathode Spot Division in Vacuum Arcs With Solid Metal Cathodes", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 4, no. 4, p. 569-580, 1971.

- [25] B. Jüttner, “Cathode Spots of Electric Arcs”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 34, no. 17, pp. 103-123, 2001.
- [26] C. W. Kimblin, “Erosion and Ionization in the Cathode Spot Region of Vacuum Arcs”, *J. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 7, pp. 3074-3080, 1973.
- [27] Z. M. Zhou, J. Gao, F. Li, Y. K. Zhang, Y. P. Wang and M. Kolbe, “On the Metastable Miscibility Gap in Liquid Cu–Cr alloys”, *J. Mat. Sci.*, vol. 44, no. 14, pp. 3793-3799, 2009.
- [28] L. Yu, Y. Geng, G. Kong and Z. Liu, “High-Current Vacuum Arc Phenomena of Nanocrystalline CuCr25 Contact Material”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 39, no. 6, pp. 1418-1426, 2011.
- [29] S. Anders and B. Jüttner, “Influence of Residual Gases on Cathode Spot Behavior”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, no. 5, pp. 705-712, 1991.
- [30] E. A. Guile and A. H. Hitchcock, “The Erosion of Copper Cathodes from Vacuum to Atmospheric-Pressure Arcs”, *J. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 7, pp. 4275-4276, 1978.
- [31] D. T. Tuma, C. L. Chen and D. K. Davies, “Erosion Products from the Cathode Spot Region of a Copper Vacuum Arc”, *J. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 7, pp. 3821-3831, 1978.
- [32] J. Kutzner and H. C. Miller, “Integrated Ion Flux Emitted from the Cathode Spot Region of a Diffuse Vacuum Arc”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 25, no. 4, pp. 686-693, 1992.
- [33] A. Anders, “Ion Charge State Distributions of Vacuum Arc Plasmas: The Origin of Species”, *Phys. Rev.*, vol. 55, no. 1, pp. 969-981, 1997.
- [34] B. Jüttner, “Nanosecond Displacement Times of Arc Cathode Spots in Vacuum”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 27, no. 4, pp. 836 - 844, 1999.
- [35] R. L. Boxman, *Handbook of Vacuum Arc Science and technology*, Park Ridge, usa: Noyes Publications, 1995.
- [36] G. A. Mesyats, “Ectons and Their Role in Plasma Processes”, *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 47, no. 5, pp. 109-151, 2005.
- [37] S. Anders and A. Anders, “On Modes of Arc Cathode Operation”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, no. 1, pp. 20-24, 1991.
- [38] Y. H. Fu, *Cathode Surface Effects and H.F. Behaviour of Vacuum Arc*, Phd thesis: Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven - Netherlands, 1990.

- [39] E. Hantzsche, "Mysteries of Arc Cathode Spot : A Retrospective Glance", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 31, no. 5, pp. 799-808, 2003.
- [40] D. Y. Fang, "Cathode Spot Velocity of Vacuum Arcs", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 15, no. 5, pp. 833-844, 1982.
- [41] B. Jüttner, "The Dynamics of Arc Cathode Spots in Vacuum: New Measurements", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, no. 1, pp. 221-229, 1997.
- [42] I. I. Beilis, B. E. Djakov, B. Jüttner and H. Pursch, "Structure and Dynamics of High-Current Arc Cathode Spots in Vacuum", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, no. 1, pp. 119-130, 1997.
- [43] A. E. Robson, "The Motion of a Low-Pressure Arc in a Strong Magnetic Field", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 11, no. 3, pp. 1917-1923, 1978.
- [44] B. Jüttner and I. Kleberg, "The Retrograde Motion of Arc Cathode Spots in Vacuum", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 33, no. 12, pp. 2025-2036, 2000.
- [45] A. M. Chaly, K. K. Zabello and S. M. Shkol'nik, "Cathode Spot Velocity in Tangential Magnetic Field on Cathode of Copper-Chromium Composition in Vacuum", in *Proceedings of XXVIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Bombay - India, pp. 229-232, 2014.
- [46] A. M. Chaly and S. M. Shkol'nik, "Low-Current Vacuum Arcs With Short Arc Length in Magnetic Fields of Different Orientations - A Review", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 39, no. 6, pp. 1311-1318, 2011.
- [47] K. K. Zabello, Y. A. Barinov, A. Chaly, A. A. Logatchev and S. M. Shkol'nik, "Experimental Study of Cathode Spot Motion and Burning Voltage of Low-Current Vacuum Arc in Magnetic Field", *IEEE Trans Plasma Sci*, vol. 33, no. 5, pp. 1553-1559, 2005.
- [48] H. El Mir, Comportement de l'Arc Electrique et Fusion de l'Electrode Consommable dans un Four de Refusion VAR, Thèse: INPL, Nancy - France, 2005.
- [49] N. E. Perskii, V. I. Sysun and Y. D. Khromoi, "Dynamics of Vacuum-Discharge Cathode Spots", *High Temp.*, vol. 27, no. 6, pp. 832 - 839, 1989.
- [50] A. M. Chaly, A. A. Logatchev and S. M. Shkol'nik, "Cathode Processes in Free Burning Stabilized by Axial Magnetic Field Vacuum Arcs", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 27, no. 4, pp. 827-835, 1999.
- [51] J. C. Sherman, R. Webster, J. E. Jenkins and R. Holmes, "Cathode Spot Motion in High Current Vacuum Arcs on Copper Electrodes", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 8, no. 6, pp.

- 696-702, 1975.
- [52] A. M. Chaly, A. A. Logatchev, S. M. Shkol'nik and K. K. Zabello, "Current Density on the Cathode of High Current Vacuum Arc Stabilized by Axial Magnetic Field", in *Proceedings of XIXth Int. Symp. on Discharge and Electrical Insulation in Vacuum*, Xi'an - China, pp. 286-289, 2000.
- [53] X. Song, Z. Shi, C. Liu, S. Jia and L. Wang, "Influence of AMF on the Expansion Speed of Cathode Spots in High-Current Triggered Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 8, pp. 2061-2067, 2013.
- [54] A. M. Chaly, A. A. Logatchev, K. K. Zabello and S. M. Shkol'nik, "High-Current Vacuum Arc in a Strong Axial Magnetic Field", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, no. 4, pp. 939-945, 2007.
- [55] V. P. Afanas'ev, A. M. Chaly, A. A. Logatchev, S. M. Shkol'nik and K. K. Zabello, "Computer-Aided Reconstruction of Cathode Images Obtained by High Speed Photography of High Current Vacuum Arcs", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 29, no. 5, pp. 695-699, 2001.
- [56] A. M. Chaly, A. A. Logatchev, K. K. Zabello and S. M. Shkol'nik, "High-Current Vacuum Arc Appearance in Nonhomogeneous Axial Magnetic Field", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 31, no. 5, pp. 884-889, 2003.
- [57] Z. Shi, S. Jia, X. Song, Z. Liu, H. Dong and L. Wang, "The Influence of Axial Magnetic Field Distribution on High-Current Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 8, pp. 1446-1451, 2009.
- [58] E. Schade and D. L. Shmelev, "Numerical Simulation of High-Current Vacuum Arcs With an External Axial Magnetic Field", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 5, pp. 693-697, 2003.
- [59] C. Wieckert and W. Egli, "Theoretical Analysis of the Current and Energy Flow to the Anode in the Diffuse Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 15, no. 5, pp. 649-642, 1989.
- [60] E. Dullni, E. Schade and W. Shang, "Vacuum Arc Driven by Cross-Magnetic Field (RMF)", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 31, no. 5, pp. 902-908, 2003.
- [61] E. Schade, "Physics of High-Current Interruption of Vacuum Circuit Breakers", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, no. 5, pp. 1564-1575, 2005.
- [62] S. M. Shkol'nik, "Anode Phenomena in Arc Discharges: a Review", *Plasma Sources Sci. and Tech.*, vol. 20, no. 1, pp. 013001 1-31, 2011.

- [63] C. W. Kimblin, "Vacuum Arc Ion Currents and Electrode Phenomena", *Proc. IEEE*, vol. 59, no. 4, pp. 546-555, 1971.
- [64] J. Kutzner and H. C. Miller, "Ion Flux From the Cathode Region of a Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 17, no. 5, pp. 688-694, 1989.
- [65] C. W. Kimblin, "Anode Voltage Drop and Anode Spot Formation in dc Vacuum Arcs", *J. Appl. Phys.*, vol. 40, no. 4, pp. 1744-1752, 1969.
- [66] S. M. Shkol'nik, "Secondary Plasma in the Gap of High-Current Vacuum Arc: Origin and Resulting Effects", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, no. 1, pp. 1511-1518, 2003.
- [67] W. G. J. Rondeel, "The Vacuum Arc in an Axial Magnetic Field", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 8, no. 8, pp. 935-942, 1975.
- [68] M. Keidar, I. Beilis, R. Boxman and S. Goldsmith, "2D Expansion of the Low-Density Interelectrode Vacuum Arc Plasma Jet in an Axial Magnetic Field", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 29, no. 7, pp. 1973-1983, 1996.
- [69] L. Wang, S. Jia, Z. Shi and M. Rong, "Numerical Simulation of Vacuum Arc under Different Axial Magnetic Fields", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 38, no. 7, pp. 1034-1041, 2005.
- [70] M. B. Schulman and H. Schellekens, "Visualization and Characterization of High-Current Diffuse Vacuum Arcs on Axial Magnetic Field Contacts", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 28, no. 2, pp. 443-451, 2000.
- [71] H. Schellekens, Modelling of the Diffuse Arc in a Vacuum Circuit Breaker, PhD thesis: Univ. Eindhoven, Eindhoven - Netherlands, 1983.
- [72] M. B. Schulman and P. G. Slade, "Sequential Modes of Drawn Vacuum Arcs between Butt Contacts for Currents in the 1 kA to 16 kA Range", *IEEE Trans. Comp., Packag., Manufact. Technol. Part. A*, vol. 18, no. 2, pp. 417-422, 1995.
- [73] A. M. Chaly, A. A. Logatchev and S. M. Shkol'nik, "Cathode Spot Dynamics on Pure and Metals and Composite Materials in High-Current Vacuum Arcs", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 25, no. 4, pp. 564-570, 1997.
- [74] M. Keidar and E. D. Taylor, "A Generalized Criterion of Transition to the Diffuse Column Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 5, pp. 693-697, 2009.
- [75] S. Cheng, X. Shixin, J. Wang and Z. Shen, "The Discharge Development Arc Modes in Vacuum", *Plasma Sci. and Tech.*, vol. 9, no. 1, pp. 39-44, 2007.
- [76] S. Cheng, S. Xiu and Z. Liu, "Study on a New Single Coil-Type Axial Magnetic Field Contact for High-Voltage Vacuum Interrupters", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, no.

- 2, pp. 425-433, 2007.
- [77] S. Xiu, Q. Li, G. Liu and Z. Ye, "Study of Distortion of a Vacuum Arc at a Long-Gap Distance", *Plasma Sci. and Tech.*, vol. 13, no. 2, pp. 188-193, 2011.
- [78] L. Wang, L. Hu, J. Deng, X. Zhou, S. Jia, Z. Qian, X. Huang and Z. Shi, "Experimental Investigation on Vacuum Arc Behaviors Subjected to Larger Diameter Cup-Shaped and Coil-Shaped Axial Magnetic Field Electrode", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 43, no. 3, pp. 884-891, 2015.
- [79] S. Cheng and J. Wang, "Study on High-Current Vacuum Arc Characteristics Under Self-Generated Axial Magnetic Field of Contact at a Long Contact Gap for High-Voltage Vacuum Interrupters", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 1, pp. 243-253, 2009.
- [80] X. Yao, J. Wang, Y. Geng and Z. Liu, "Anode Mode Diagram: A Determination of Opening Displacement Curve for a 126kV Vacuum Circuit Breaker", in *Proceedings of XXVIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Bombay - India, pp. 189-192, 2014.
- [81] L. T. Falkingham and W. Molan, "Arc Control Systems for AMF High Voltage Vacuum Interrupters-Modeling the Contact Gap", in *Proceedings of XXVIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Bombay - India, pp. 125-128, 2014.
- [82] D. L. Shmelev and T. Delachaux, "Physical Modeling and Numerical Simulation of Constricted High Current Vacuum Arcs under Action of Transverse Magnetic Field", in *Proceedings of XXIIIrd Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Bucarest - Romania, pp. 392-397, 2008.
- [83] M. Keidar, I. I. Beilis, R. L. Boxman and S. Goldsmith, "Voltage of the Vacuum Arc with a Ring Anode in an Axial Magnetic Field", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 25, no. 4, pp. 580-585, 1997.
- [84] M. Keidar, M. B. Schulman and E. D. Taylor, "Model of a Diffuse Column Vacuum Arc With Cathode Jets Burning in Parallel With a High-Current Plasma Column", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 32, no. 2, pp. 783-791, 2004.
- [85] E. D. Taylor and M. Keidar, "Transition Mode of the Vacuum Arc in an Axial Magnetic Field: Comparison of Experimental Results and Theory", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, no. 5, pp. 1527-1531, 2005.
- [86] P. Chapelle, Etude Expérimentale et Modélisation de l'Arc Electrique dans le Procédé de Refusion VAR, Thèse: INPL, Nancy - France, 2001.

- [87] E. Schade and D. L. Shmelev, "Numerical Simulation of High-Current Vacuum Arcs in External Magnetic Fields", in *Proceedings of XXIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Yalta - Ukraine, pp. 411-414, 2004.
- [88] Y. I. Londer and K. N. Ul'yanov, "Peculiarities of Interaction of the Cathode Stream With Anode Vapors in a Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 27, no. 4, pp. 901-905, 1999.
- [89] Y. Londer and K. N. Ul'yanov, "A Two-Dimensional Mathematical Model of a Short Vacuum Arc in External Magnetic Field", *High Temp.*, vol. 43, no. 6, pp. 843-853, 2005.
- [90] Y. I. Londer and K. N. Ul'yanov, "A Two-Dimensional Mathematical Model of a Short Vacuum Arc in External Magnetic Field: Results of Numerical Calculations", *High Temp.*, vol. 40, no. 1, pp. 22-28, 2006.
- [91] Y. I. Londer and K. N. Ul'yanov, "Mathematical Model of the Vacuum Arc in an External Axial Magnetic Field", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, no. 4, pp. 897-904, 2007.
- [92] Y. I. Londer and K. N. Ul'yanov, "The Effect of Boundary Conditions on the Distribution of Physical Parameters in a High-Current Vacuum Arc Discharge", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 8, pp. 1362-1366, 2009.
- [93] L. Wang, S. Jia, Z. Shi and L. Zhang, "MHD Simulation of High-Current Subsonic Vacuum Arc under Different Distributed Axial Magnetic Fields", *Vacuum*, vol. 82, no. 1, pp. 100-104, 2007.
- [94] L. Wang, S. Jia, Q. Zhou, W. Haijing and Z. Shi, "Three-Dimensional Model and Simulation of Vacuum Arcs under Axial Magnetic Fields", *Phys. Plasmas*, vol. 19, no. 1, pp. 013507 1-10, 2012.
- [95] L. Wang, Q. Zhou, X. Huang, S. Jia and Z. Shi, "Three-Dimensional Time-Dependent Model and Simulation of High-Current Vacuum Arc in Commercial Axial Magnetic Fields Vacuum Interrupters", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 8, pp. 2015-2021, 2013.
- [96] L. Wang, X. Huang, S. Jia, J. Deng, Z. Qian and Z. Shi, "3D Numerical Simulation of High Current Vacuum Arc in Realistic Magnetic Fields considering Anode Evaporation", *J. Appl. Phys.*, vol. 117, no. 24, pp. 243301 1-14, 2015.
- [97] W. Hartmann, A. Hauser, A. Lawall, R. Renz and N. Wenzel, "Development of a FEM Simulation of Axial Magnetic Field Vacuum Arcs", in *Proceedings of XXIIIrd Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Bucharest - Roumania, pp. 398-401, 2008.

- [98] W. Hartmann, A. Hauser, A. Lawall, R. Renz and N. Wenzel, “The 3D Numerical Simulation of a Transient Vacuum Arc under Realistic Spatial AMF Profiles”, in *Poceedings of XXIVth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Brunswick - Germany, pp. 285-288, 2010.
- [99] J. Jadidian, “A Compact Design for High Voltage Direct Current Circuit Breaker”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 6, pp. 1084-1091, 2009.
- [100] J. Jadidian, “Multiphysics Simulation of High-Current Vacuum Arc in an Intense Pulsed Axial Magnetic Field”, in *Proceeding of COMSOL Conference*, Boston - U.S., 2010.
- [101] C. Xiang, Z. Xue, H. Dong and J. Zou, “Numerical Simulation of Vacuum Arc Based on an Improved MHD Model”, in *Proceeding of XXVI Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Bombay - India, pp. 285-288, 2014.
- [102] D. L. Shmelev and I. V. Uimanov, “Hybrid Computational Model of High-Current Vacuum Arcs With External Magnetic Field”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 43, no. 8, pp. 2261-2266, 2015.
- [103] W. Han, Z. Yuan and J. He, “Variation of Plasma Parameters of Vacuum Arc Column with Gap Distance”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 55, no. 7, pp. 076001 1-9, 2016.
- [104] S. I. Braginskii, “Transport Process in a Plasma”, *Rev. Plasma Phys.*, vol. 1, pp. 205-311, 1965.
- [105] Y. Langlois, P. Chapelle, A. Jardy and F. Gentils, “On the Numerical Simulation of the Diffuse Arc in a Vacuum Interrupter”, *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no. 11, pp. 113306 1-12, 2011.
- [106] S. Amiroudine and J. L. Battaglia, *Mécanique des Fluides : Cours et Exercices Corrigés*, 2nd ed., Paris - France: Dunod, 2014.
- [107] I. I. Beilis, “Cathode Arc Plasma Flow in Knudsen Layer”, *High Temp.*, vol. 24, no. 3, pp. 319-325, 1986.
- [108] I. I. Beilis, “The Vacuum Arc Cathode Spot and Plasma Jet: Physical Model and Mathematical Description”, *Contrib. Plasma Phys.*, vol. 43, no. 3, pp. 224-236, 2003.
- [109] N. A. Almeida, M. S. Benilov, L. G. Benilova, W. Hartmann and N. Wenzel, “Near-Cathode Plasma Layer on CuCr Contacts of Vacuum Arcs”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 8, pp. 1938-1949, 2013.
- [110] M. S. Benilov and L. G. Benilova, “The Double Sheath on Cathodes of Discharges Burning in Cathode Vapour”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, no. 34, pp. 345204 1-11,

- 2010.
- [111] M. S. Benilov, M. D. Cunha, W. Hartmann, S. Kosse, A. Lawall and N. Wenzel, "Space-Resolved Modeling of Stationary Spots on Copper Vacuum Arc Cathodes and on Composite CuCr Cathodes With Large Grains", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 8, pp. 1950-1958, 2013.
- [112] M. S. Benilov, M. D. D. Cunha, W. Hartmann, S. Kosse, A. Lawall and N. Wenzel, "Modeling Spots on Composite Copper–Chromium Contacts of Vacuum Arcs and their Stability", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 43, no. 8, pp. 2253-2260, 2015.
- [113] H. T. C. Kaufmann, M. D. Cunha, M. S. Benilov, W. Hartmann and N. Wenzel, "Detailed Numerical Simulation of Cathode Spots in High-Current Vacuum Arcs", in *Proceedings of XXVIIIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Suzhou - China, pp. 405-408, 2016.
- [114] Y. I. Londer and K. N. Ul'yanov, "Theory of Anode Region of Short High-Current Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 8, pp. 2002-2006, 2013.
- [115] K. U. Riemann, "The Bohm Criterion and Sheath Formation", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 24, no. 4, pp. 493-518, 1991.
- [116] Y. I. Londer and K. N. Ul'yanov, "Peculiarities of the Slow Ion Flow Movement in the Near-Anode Region of a High-Current Vacuum Arc", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 29, no. 5, pp. 708-712, 2001.
- [117] B. Tezenas du Montcel, "Etude expérimentale du comportement d'un plasma de vapeur métallique dans une enceinte sous vide", Rapport: Institut Jean Lamour, Nancy - France, 2017.
- [118] S. Giere, H. C. Kärner and H. Knobloch, "Dielectric Strength of Double and Single-Break Vacuum Interrupters: Experiments with Real HV Demonstration Bottles", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 8, no. 1, pp. 43-47, 2001.
- [119] X. Shixin, L. Quan, X. Defeng and X. Fei, "Investigation of Vacuum Arc Characteristics in Cup-type Axial Magnetic Field Contacts with Irons and without Irons", in *Proceedings of XXIVth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Brunswick - Allemagne, pp. 305-307, 2010.
- [120] D. Leader, "Electrical Breakdown in Vacuum", in *Proceedings of Symp. Insulating Mat.*, Philadelphia - USA, pp. 138-140, 1952.
- [121] L. Jagannathan and C. V. Jawahar, "Perspective Correction Methods for Camera-Based Document Analysis", in *Proceedings of Ist Int. Work. Camera Based Doc. Analysis and Recognition*, Seoul - Korea, 2005.

- [122] H. C. Miller, "Anode Modes in Vacuum Arcs: Update", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 45, no. 8, pp. 2366-2374, 2017.
- [123] G. Kong, Z. Liu, D. Wang and R. Mingzhe, "High-Current Vacuum Arc: The Relationship Between Anode Phenomena and the Average Opening Velocity of Vacuum Interrupters", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 39, no. 6, pp. 1370-1378, 2011.
- [124] A. Khakpour, S. Gortschakow, D. Uhrlandt, R. Methling, S. Franke, S. Popov, A. Batrakov and K. D. Weltmann, "Video Spectroscopy of Vacuum Arcs During Transition Between Different High-Current Anode Modes", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 44, no. 10, pp. 2462-2469, 2016.
- [125] A. S. Pillai and R. Hackam, "Surface Flashover of Solid Insulators in Atmospheric Air and in Vacuum", *J. Appl. Phys.*, vol. 58, no. 1, pp. 146-153, 1985.
- [126] E. D. Taylor, "Visual Measurements of Plasma Arc Modes in a High Current Vacuum Arc with an Axial Magnetic Field", in *Proceedings of XLIXth IEEE Holm Conf. on Electrical Contacts*, Washington - USA, pp. 70-75, 2003.
- [127] S. Jia, Z. Shi and L. Wang, "Vacuum Arc under Axial Magnetic Fields Experimental and Simulation Research," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 47, no. 40, pp. 403001 1-24, 2014.
- [128] Plansee, "Cuivre-chrome (CuCr)| Plansee", [Online]. Available: <https://www.plansee.com/fr/produits/composants/contacts-electriques/cuivre-chrome-cucr.html>. [Accessed 18 9 2017].
- [129] S. Jia, X. Song, Z. Shi, L. Wang and H. Xintao, "Investigations on the Motion of High-Current Vacuum-Arc Cathode Spots Under a Magnetic Field", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 39, no. 6, pp. 1344-1348, 2011.
- [130] T. Binz and K. Möller, "The Characteristics of High-Current Arcs in Vacuum Under the Influence of Axial Magnetic Fields", *Elektrotech. Inf. Tech.*, vol. 107, pp. 134-137, 1990.
- [131] J. M. Rax, *Physique des Plasma*, Dunod, Paris - France, 2005.
- [132] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Academic Press, vol. 1, New York - USA, 1966.
- [133] J.-L. Raimbault and R. Smets, *Modélisation fluide des plasmas*, Master "Plasma de l'espace au laboratoire", Palaiseau - France, 2013.
- [134] W. D. Davis and H. C. Miller, "Analysis of the Electrode Products Emitted by dc Arcs in a Vacuum Ambient", *J. Appl. Phys.*, vol. 40, no. 5, pp. 2212-2221, 1969.

- [135] J. E. Daalder, "Components of Cathode Erosion in Vacuum Arcs", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 9, no. 16, pp. 2379-2395, 1976.
- [136] CIPETA, "Hexafluorure de Soufre - SF₆", 16 juillet 2014. [Online]. Available: <http://www.citepa.org/fr/air-et-climat/polluants/effet-de-serre/hexafluorure-de-soufre>. [Accessed 9 juin 2015].

Etude expérimentale et modélisation d'un plasma de vapeurs métalliques dans une ampoule à vide pour le développement de disjoncteurs Haute-Tension

Mots clefs : Arc sous vide, Disjoncteur Haute-Tension, Grandes distances inter-électrodes, Champ magnétique axial (AMF), Etude expérimentale, Etude numérique

Dans le cadre d'un projet étudiant la possibilité de remplacer le SF6 par du vide comme milieu de coupure dans les disjoncteurs Haute-Tension, une travail ayant pour objet d'acquérir une meilleure compréhension du comportement d'un arc de vapeurs métalliques à grandes distances inter-électrodes ($>10\text{mm}$) et contrôlé par un champ magnétique axial (AMF) a été entrepris. Ce travail a premièrement donné lieu à l'élaboration d'une expérience au cours de laquelle des arcs, créés entre deux contacts en CuCr25 fixes, ont été visualisés par vidéo rapide dans une maquette démontable d'ampoule à vide. Différents types de régime d'arc ont été observés. En outre, à l'aide d'une méthode numérique de détection des spots cathodiques, nous avons pu étudier l'évolution de la distribution spatiale des spots cathodiques, mesurer l'intensité moyenne du courant porté par un spot et déterminer le profil radial moyen de la densité de courant cathodique. Cette thèse a aussi eu pour objet le développement d'un modèle magnétohydrodynamique à 2 fluides, 2D-axysymétrique et quasi-stationnaire, de la zone d'écoulement hydrodynamique de l'arc, permettant de traiter le cas des régimes d'arc diffus supersonique et diffus subsonique. Ce modèle a permis d'étudier le comportement du plasma d'arc en fonction des intensités du courant d'arc et de l'AMF et de la distance inter-électrodes.

Experimental study and modelling of a metal vapor plasma in a vacuum chamber for the development of High-Voltage Circuit Breakers

Keywords : Vacuum arc, High-Voltage circuit breaker, Long contact gap, Axial magnetic field (AMF), Experimental study, Numerical study.

In the frame of a project investigating the possibility to replace SF6 by vacuum as a breaking medium in High-Voltage circuit breakers, a study that focusses on acquiring a better understanding of the behavior of a metal vapor arc at long contact gap ($>10\text{mm}$) and controlled by an axial magnetic field (AMF) has been undertaken. The study involves first the building of an experimental setup where arcs, created between two fixed CuCr25 contacts, were visualized using a high-speed camera in a vacuum demountable chamber. Various types of arc regime have been observed. Moreover, by means of a numerical method of detection of the cathode spots, we were able to study the evolution of the spatial distribution of the cathode spots, to measure the average current carried by a spot and to determine the average radial profile of the current density at the cathode surface. This study had also for object the development of a 2D-axisymmetric and quasi-steady magnetohydrodynamic model of the hydrodynamic flow region of the arc based on a two-fluid approach. The model allows to simulate the supersonic and the subsonic diffuse arc regimes. It is used to study the arc behavior as a function of to the arc current, the AMF intensity and the contact gap.
