



HAL
open science

Modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur à vide

Yilin Li Langlois

► **To cite this version:**

Yilin Li Langlois. Modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur à vide. Autre. Institut National Polytechnique de Lorraine, 2010. Français. NNT : 2010INPL062N . tel-01748841

HAL Id: tel-01748841

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748841>

Submitted on 29 Mar 2018

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>

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE
ÉCOLE DOCTORALE :
Energie Mécanique et Matériaux (EMMA)

Institut Jean Lamour

THÈSE

Présentée et soutenue publiquement le 05/11/2010
pour l'obtention du grade de Docteur de l'INPL
(Spécialité : Mécanique et Energétique)

par

Yilin LANGLOIS

Modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur à vide

Directeur de thèse : Monsieur A. JARDY Chargé de recherche CNRS
(*Institut Jean Lamour*)

Co-directeur de thèse : Monsieur P. CHAPELLE Chargé de recherche CNRS
(*Institut Jean Lamour*)

Composition du jury :

Président du jury : Monsieur G. HENRION Directeur de recherche CNRS
(*Institut Jean Lamour*)

Rapporteurs : Monsieur Y. DELANNOY Professeur des Universités
(*SIMAP-EPM*)

 Monsieur J.J. GONZALEZ Directeur de recherche CNRS
(*Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie*)

Examineurs : Monsieur F. GENTILS Ingénieur Recherche et Développement
(*Schneider Electric*)

 Monsieur D. HONG Professeur des Universités
(*GREMI*)

Invité : Monsieur H. SCHELLEKENS Expert « Disjoncteur à vide »
(*Schneider Electric*)

TABLE DES MATIERES

NOMENCLATURE	1
CHAPITRE - 1 INTRODUCTION	4
CHAPITRE 2 - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	8
2.1 Généralités sur les arcs sous vide.....	8
2.1.1 Régimes de fonctionnement.....	8
2.1.2 Spots cathodiques et plasma interélectrode.....	11
2.2 Modélisation de l'arc sous vide	12
2.2.1 Modèles avec anode passive	14
2.2.1.1 Description des modèles	15
2.2.1.2 Prise en compte de la région cathodique	18
2.2.1.3 Prise en compte de la gaine anodique	19
2.2.1.4 Traitement de la frontière latérale.....	20
2.2.2 Modèles avec anode active.....	20
2.2.2.1 Modélisation des interactions plasma/particules anodiques.....	20
2.2.2.1.1 Approche de Schade et Shmelev	20
2.2.2.1.2 Approches de Londer et Ul'yanov	22
2.2.2.2 Comportement des particules anodiques. Estimation des libres parcours moyens..	24
2.3 Synthèse.....	27
CHAPITRE 3 - CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE L'ARC SOUS VIDE.....	28
3.1 Structure de la maquette expérimentale de disjoncteur	28
3.2 Présentation et discussion des résultats.....	34
3.2.1 Mesures électriques.....	34
3.2.2 Visualisations de l'arc.....	36
3.2.3 Mesures pyrométriques	40
3.3 Conclusion et apport pour les travaux de simulation	42
CHAPITRE 4 - MODELE HYDRODYNAMIQUE.....	43
4.1 Phénomènes considérés – Hypothèses	43

4.2 Equations descriptives du plasma.....	46
4.3 Simplifications	47
4.3.1 Magnétisation des électrons et des ions.....	47
4.3.2 Tenseur des contraintes visqueuses	49
4.3.3 Inertie des électrons	51
4.4 Système d'équations résolu.....	51
4.5 Domaine de calcul et conditions aux limites.....	55
4.5.1 Frontière latérale.....	55
4.5.2 Axe de symétrie	56
4.5.3 Frontière cathodique.....	56
4.5.4 Frontière anodique.....	57
4.6 Densité de flux d'énergie transmise à l'anode	60
4.7 Résolution numérique	61
4.7.1 Implémentation sous Fluent	61
4.7.2 Calcul des composantes radiale et axiale du champ magnétique induit	62
4.7.3 Initialisation des calculs.....	63
4.7.4 Algorithme de résolution	63
CHAPITRE 5 - RESULTATS DU MODELE.....	65
5.1 Régime supersonique	66
5.1.1 Comportement du plasma d'arc sans AMF.....	66
5.1.1.1 Comportement des électrons et distribution de la densité de courant.....	67
5.1.1.2 Comportement des ions	70
5.1.1.3 Densité de flux d'énergie vers l'anode	75
5.1.1.4 Validité de certaines hypothèses du modèle	77
5.1.2 Effet d'un AMF sur le comportement du plasma	78
5.1.3 Etude paramétrique sur les conditions opératoires	82
5.1.3.1 Influence de l'intensité du courant.....	82
5.1.3.2 Influence de la distance interélectrode.....	87
5.2 Régime subsonique.....	91
5.2.1 Comportement du plasma d'arc sans AMF.....	92
5.2.1.1 Comportement des électrons et distribution de la densité de courant.....	92
5.2.1.2 Comportement des ions	95
5.2.1.3 Densité de flux d'énergie vers l'anode	98
5.2.1.4 Validité de certaines hypothèses du modèle	100
5.2.2 Effet d'un AMF sur le comportement du plasma	101
5.2.3 Etude paramétrique sur les conditions opératoires	108
5.2.3.1 Influence de l'intensité du courant.....	108
5.2.3.2 Influence de la distance interélectrode.....	112
5.3 Résumé	115
CHAPITRE 6 - CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	118
RÉFÉRENCES.....	121

ANNEXE A - LIBRES PARCOURS MOYENS ASSOCIES AUX INTERACTIONS ENTRE LA VAPEUR ANODIQUE ET LE PLASMA ISSU DE LA CATHODE 126

A.1 Interactions de la vapeur anodique avec le plasma 126

- A.1.1 Collision élastique entre neutres 126**
- A.1.2 Collision élastique neutre-ion cathodique 126**
- A.1.3 Collision élastique neutre-électron 127**
- A.1.4 Ionisation par choc électronique 128**
- A.1.5 Ionisation par échange de charge 128**
- A.1.6 Recombinaison à trois corps 129**

A.2 Interactions des ions anodiques avec le plasma 129

- A.2.1 Collisions élastiques avec les ions cathodiques 129**
- A.2.2 Relaxation des ions anodiques 130**
- A.2.3 Collisions élastiques ions anodiques-électrons 130**

ANNEXE B - INTEGRALES ELLIPTIQUES COMPLETES DE PREMIERE ET DE SECONDE ESPECE 131

ANNEXE C - COMPLEMENTS SUR LA PROCEDURE DE CALCUL DU CHAMP MAGNETIQUE INDUIT 132

C.1 Principe de superposition 132

C.2 Influence de la taille du maillage sur le calcul des inductions magnétiques 136

Nomenclature

\vec{B}	: Induction magnétique.	T
B_{AMF}	: Induction magnétique axiale externe.	T
B_{r_ind}	: Induction magnétique induite radiale.	T
B_{z_ind}	: Induction magnétique induite axiale.	T
B_{θ_ind}	: Induction magnétique induite azimutale.	T
d	: Distance interélectrode.	m
D_{Helm}	Demi-distance entre les bobines de Helmholtz	m
\vec{E}	: Champ électrique.	$V.m^{-1}$
$\mathcal{G}_{0,anode}$: Flux brut d'évaporation.	$m^{-2}.s^{-1}$
$\mathcal{G}_{0,back}$: Flux de particules de vapeur en provenance du plasma.	$m^{-2}.s^{-1}$
I	: Intensité du courant dans la bobine de Helmholtz.	A
I_{arc}	: Intensité du courant de l'arc.	A
\vec{j}	: Densité de courant.	$A.m^{-2}$
L_H	: Dimension caractéristique.	m
$\ln \Lambda$: Logarithme coulombien.	(-)
L_v	: Chaleur latente de condensation.	J
Ma_i	: Nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions.	(-)
Ma_e	: Nombre de Mach relatif à l'écoulement des électrons.	(-)
m_e	: Masse d'un électron.	kg
m_i	: Masse d'un ion.	kg
N	: Diaphragme de l'ouverture de la caméra.	(-)
n	: Nombre de spires de la bobine de Helmholtz.	(-)
n_1	: Densité des ions cathodiques.	m^{-3}
n_2	: Densité des ions anodiques.	m^{-3}
n_e	: Densité électronique.	m^{-3}
n_i	: Densité ionique.	m^{-3}
p	: Moment cinétique.	$kg.m.s^{-1}$
p_0	: Pression du plasma devant l'anode.	Pa

$P_{c,i}$: Densité de flux d'énergie relative à la recombinaison des ions à la surface de l'anode.	$W.m^{-2}$
$P_{cin,\alpha}$: Densité de flux d'énergie cédée à l'anode, relative à l'énergie cinétique des particules de type α .	$W.m^{-2}$
p_e	: Pression partielle des électrons.	Pa
p_{equi}	: Pression de vapeur saturante à la température de la surface de l'anode.	Pa
p_i	: Pression partielle des ions.	Pa
$P_{gaine,\alpha}$: Densité de flux d'énergie gagnée ou perdue par les particules de type α en traversant la gaine anodique.	$W.m^{-2}$
$P_{s,e}$: Densité de flux d'énergie cédée à l'anode, relative au travail de sortie électronique.	$W.m^{-2}$
$P_{ther,\alpha}$: Densité de flux d'énergie cédée à l'anode, relative à l'énergie thermique des particules de type α .	$W.m^{-2}$
\vec{q}_e	: Densité de flux de chaleur relative à l'écoulement des électrons.	$W.m^{-2}$
\vec{q}_i	: Densité de flux de chaleur relative à l'écoulement des ions.	$W.m^{-2}$
Q_i	: Puissance volumique échangée au cours des collisions électrons-ions.	$W.m^{-3}$
R	: Rayon.	m
R_{Helm}	: Rayon des bobines de Helmholtz	m
\vec{R}	: Force volumique de friction électrons-ions.	$N.m^{-3}$
T_e	: Température électronique.	K
T_i	: Température ionique.	K
T_{surf}	: Température de la surface de l'anode.	K
U_r	: Energie de recombinaison.	J
U_s	: Travail de sortie électronique.	J
v_1^*	: Vitesse critique des ions cathodiques.	$m.s^{-1}$
v_2^*	: Vitesse critique des ions anodiques.	$m.s^{-1}$
v_{Bohm}	: Vitesse de Bohm.	$m.s^{-1}$
\vec{v}_e	: Vitesse des électrons.	$m.s^{-1}$
\vec{v}_i	: Vitesse des ions.	$m.s^{-1}$
v_n	: Vitesse des particules neutres.	$m.s^{-1}$
$v_{\alpha th}$: Vitesse thermique des particules de type α .	$m.s^{-1}$
Z_i	: Charge moyenne des ions.	(-)
Z_α	: Nombre de charge d'une particule de type α .	(-)
ϵ_0	: Permittivité diélectrique du vide ($= 8,854.10^{-12} F.m^{-1}$).	$F.m^{-1}$
ϵ_1	: Energie totale d'un ion cathodique.	J
ϵ_i	: Energie d'ionisation.	J
λ_{2-1}	: Libre parcours moyen relatif aux collisions d'un ion anodique avec un ion cathodique.	m

λ_{2-2}	: Libre parcours moyen relatif aux collisions élastiques ions anodiques-ions anodiques.	m
λ_{e2}	: Libre parcours moyen relatif aux collisions élastiques électrons-ions anodiques.	m
$\lambda_{éch}$: Libre parcours moyen d'ionisation par échange de charge.	m
λ_{ee}	: Libre parcours moyen associé aux collisions élastiques électrons-électrons.	m
λ_{ii}	: Libre parcours moyen associé aux collisions élastiques ions-ions.	m
$\lambda_{ionisation}$: Libre parcours moyen d'ionisation par choc électronique.	m
λ_{n-n}	: Libre parcours moyen associé aux collisions élastiques neutres-neutres.	m
λ_{rec}	: Libre parcours moyen relatif aux recombinaisons à trois corps.	m
μ_0	: Perméabilité magnétique du vide ($4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$).	H.m^{-1}
μ_r	: Perméabilité magnétique relative.	(-)
ν_{1-2}	: Fréquence de collision d'un ion cathodique sur un ion anodique.	s^{-1}
ν_{2-1}	: Fréquence de collision d'un ion anodique sur un ion cathodique.	s^{-1}
ν_{2-2}	: Fréquence de collision élastique ions anodiques-ions anodiques.	s^{-1}
ν_{e2}	: Fréquence de collision élastique électrons-ions anodiques.	s^{-1}
$\nu_{éch}$: Fréquence d'ionisation par échange de charge.	s^{-1}
ν_{n-n}	: Fréquence de collision associée aux collisions élastiques neutres-neutres.	s^{-1}
ν_{rec}	: Fréquence de collision associée aux recombinaisons à trois corps.	s^{-1}
$\overline{\overline{\pi}}_e$: Tenseur des contraintes visqueuses relatif à l'écoulement des électrons.	Pa
$\overline{\overline{\pi}}_i$: Tenseur des contraintes visqueuses relatif à l'écoulement des ions.	Pa
σ	: Conductivité électrique.	$\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
σ_{e2}	: Section efficace de collision élastique électrons-ions anodiques.	m^{-2}
$\sigma_{éch}$: Section efficace d'ionisation par échange de charge.	m^{-2}
$\sigma_{ionisation}$: Section efficace d'ionisation par choc électronique.	m^2
σ_{n-n}	: Section efficace des collisions élastiques neutres-neutres.	m^{-2}
σ_{rec}	: Section efficace relative aux recombinaisons à trois corps.	m^2
τ_e	: Temps moyen entre deux collisions élastiques électrons-électrons.	s
τ_i	: Temps moyen entre deux collisions élastiques ions-ions.	s
Φ_e	: Densité de flux d'énergie cédée par les électrons à l'anode.	W.m^{-2}
Φ_i	: Densité de flux d'énergie cédée par les ions à l'anode.	W.m^{-2}
φ_{sh}	: Chute de potentiel dans la gaine anodique.	V
ω_e	: Pulsation du mouvement des électrons sous l'action d'un champ magnétique.	rad.s^{-1}
ω_i	: Pulsation du mouvement des ions sous l'action d'un champ magnétique.	rad.s^{-1}

Chapitre - 1 Introduction

Dans un réseau électrique, afin de pouvoir protéger les installations reliées au réseau et les personnes, ou tout simplement commander les appareils, il est nécessaire de pouvoir couper le courant dans des conditions particulières, par exemple en cas de surcharge ou de court-circuit. Un disjoncteur idéal devrait avoir une résistance nulle en position fermée et infinie en position ouverte et pouvoir passer instantanément d'un état à l'autre. De plus, le mécanisme d'ouverture des contacts devrait être parfaitement synchronisé avec le passage par zéro du courant alternatif (figure 1.1). Dans la pratique, ces conditions sont irréalisables. A cause de la synchronisation imparfaite de la séparation des contacts avec le zéro du courant, la coupure fait intervenir inévitablement une phase d'arc électrique, l'interruption du courant étant effective uniquement au moment de l'extinction de l'arc.

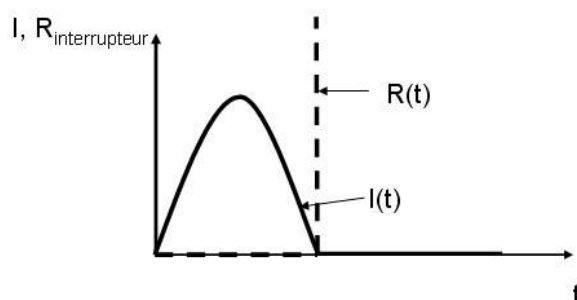


Figure 1.1 Illustration d'une coupure idéale de courant sur un réseau électrique.

Il existe différentes technologies de coupure selon le milieu dans lequel l'arc électrique se développe. Dans le domaine de la moyenne tension (1 - 52 kV), on distingue les coupures dans l'air, l'huile, le vide et le SF₆ [Picot, 2000]. A l'heure actuelle, les appareils utilisant le vide et le SF₆ ont totalement supplantés les autres techniques. Dans la plage 12 -36 kV, ces deux technologies ont des performances équivalentes. Du point de vue de l'impact environnement, la technologie « sous vide » apporte un avantage considérable, car SF₆ est un gaz engendrant un important effet de serre. La figure 1.2 représente la photographie d'une ampoule à vide ainsi qu'un schéma de sa structure interne. Les contacts sont entourés par une céramique à l'intérieur de laquelle un écran est installé en potentiel flottant. Cet écran a pour but d'éviter la métallisation de la céramique par les particules métalliques produites lors de la phase d'arc.

Un arc électrique sous vide (la pression est typiquement de 10⁻⁴ Pa dans un disjoncteur neuf) s'établit dans un plasma de vapeurs métalliques issues des électrodes. Il peut adopter schématiquement deux régimes de fonctionnement : le régime diffus (aux faibles intensités du courant), qui est un mode spécifique de l'arc sous vide, et le régime concentré (aux fortes intensités du courant) où l'arc est visuellement analogue à un arc électrique créé sous pression atmosphérique (les caractéristiques précises de ces deux régimes seront présentées dans le chapitre 2 de ce manuscrit). La détermination des mécanismes responsables du changement de régime de l'arc est encore un sujet ouvert dans la littérature.

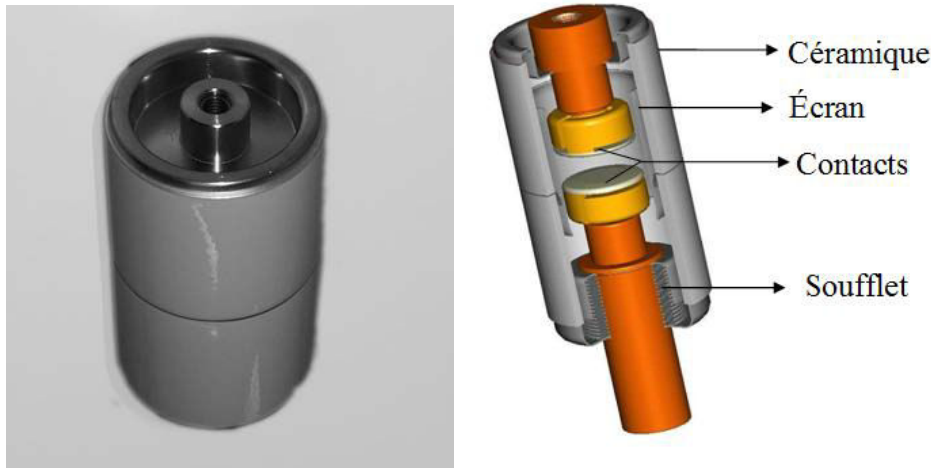


Figure 1.2 Photographie d'une ampoule à vide (à gauche) et schéma de sa structure interne (à droite) [Picot, 2000].

Le régime diffus est le plus favorable à l'interruption du courant. En effet, le régime concentré est caractérisé par un plasma plus dense et généralement par un échauffement important des électrodes (avec en particulier, au niveau de l'anode, la fusion d'une partie ou de la totalité de la surface et une émission abondante de vapeurs métalliques). Ces phénomènes (particulièrement l'existence sur les contacts de zones de métal fondu, sources de vapeurs métalliques) peuvent être responsables de la non-interruption du courant au zéro du courant ou d'un réallumage de l'arc électrique pendant l'augmentation de la tension transitoire de rétablissement ou TTR (cette tension résulte de la nature inductive du circuit et peut être très supérieure à la tension nominale du réseau, comme montré sur la figure 1.3) [Picot, 2000]. De plus, la présence de métal fondu accentue grandement le risque de soudage des électrodes lors de la refermeture des contacts.

De manière générale, la réussite définitive de la coupure exige le rétablissement le plus rapidement possible de la tenue diélectrique de la chambre de coupure. Ceci impose notamment une bonne maîtrise de la densité de vapeurs résiduelles et des conditions thermiques au niveau des électrodes au zéro du courant. L'arc électrique ayant une grande influence sur ces paramètres, il est donc nécessaire d'avoir une bonne connaissance du comportement de l'arc.

Il existe actuellement deux techniques pour limiter l'échauffement des électrodes : la technologie dite AMF (axial magnetic field) et celle appelée RMF (radial magnetic field). La première technique permet, par application d'un champ magnétique axial, d'élargir la plage de courant dans laquelle l'arc fonctionne en mode diffus (cf. figure 1.4 (a)). Concrètement, les électrodes sont usinées de telle façon que le courant parcourt les ailettes azimutalement et crée naturellement un champ magnétique dans le sens axial. Dans la suite de ce manuscrit, B_{AMF} représentera l'intensité d'induction magnétique externe ainsi appliquée et AMF représentera le champ magnétique axial externe. La seconde technique consiste à soumettre l'arc en mode concentré à un champ magnétique radial qui induit un mouvement rotatif des pieds d'arc, dans le but de distribuer l'énergie fournie par l'arc sous régime concentré sur toute la surface des électrodes (cf. figure 1.4 (b) où les contacts sont de type « spirale »).

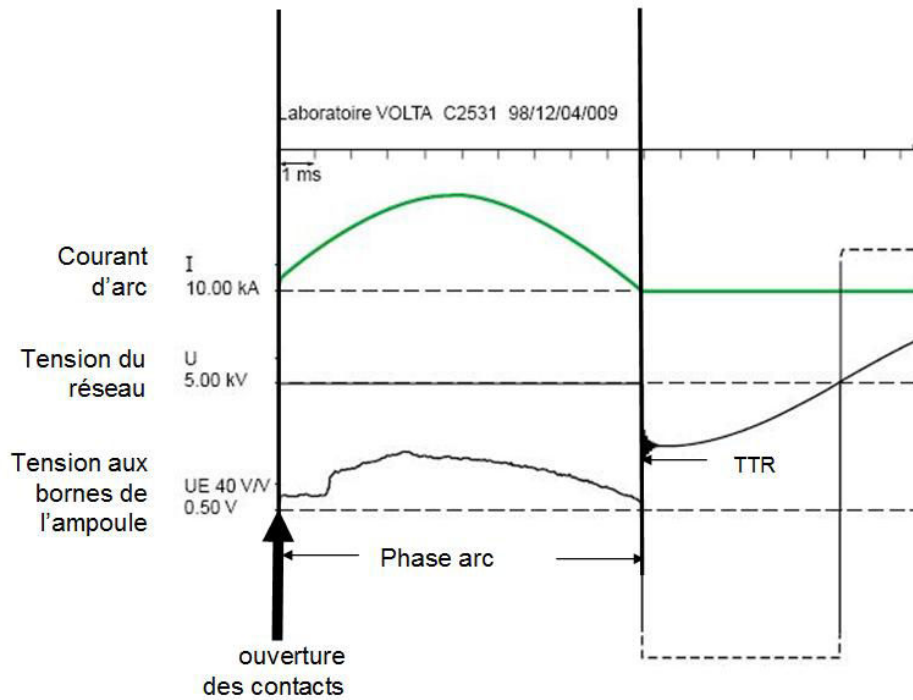


Figure 1.3 Evolutions temporelles du courant, de la tension du réseau et de la tension aux bornes de l'interrupteur lors d'une coupure réussie (d'après [Picot, 2000]).

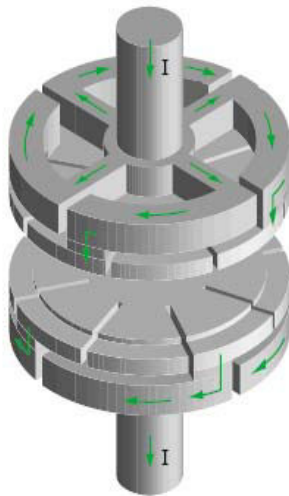


Figure 1.4 (a) Structure des contacts AMF [Picot, 2000].

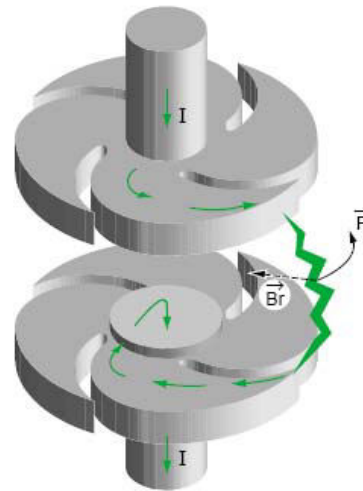


Figure 1.4 (b) Structure des contacts RMF [Picot, 2000].

L'objectif de cette thèse est le développement d'un modèle numérique de l'arc électrique en régime diffus dans un disjoncteur à vide à champ magnétique axial. Grâce à cette modélisation, nous souhaitons étudier et mieux comprendre les phénomènes hydrodynamiques et électromagnétiques régissant les comportements des différentes espèces de particules du plasma (ions, électrons) et les interactions entre ces phénomènes. Nous aborderons également les interactions thermiques de l'arc avec l'anode. A terme, le modèle devra permettre de mettre en évidence les phénomènes à l'origine d'une évolution du régime de fonctionnement de l'arc (transition d'un régime diffus vers un régime concentré) et aider à la détermination des conditions sous lesquelles ce changement de régime se produit.

Le manuscrit de thèse est divisé en six grandes parties. A la suite de cette introduction, le chapitre 2 présente une synthèse bibliographique des travaux antérieurs sur la modélisation d'un arc électrique sous vide. Dans le chapitre 3, nous exposons les résultats d'une série d'expériences concernant la visualisation et la caractérisation du comportement de l'arc électrique à l'intérieur d'une maquette d'essais de disjoncteur. La description du modèle développé dans le cadre du présent travail fait l'objet du chapitre 4. Nous y détaillons les diverses hypothèses simplificatrices utilisées et le système complet d'équations descriptif du plasma, ainsi que l'adaptation du logiciel de calcul Fluent pour la résolution numérique des équations du modèle. Le chapitre 5 est entièrement consacré à la présentation des résultats de simulation. Nous y analysons en particulier, pour différents régimes d'écoulement du plasma, les divers phénomènes régissant les écoulements des ions et des électrons et l'influence de l'AMF sur ces phénomènes. Les résultats de simulation présentés permettent également de caractériser l'impact de divers paramètres opératoires, comme l'intensité du courant de coupure et la distance interélectrode, et d'étudier les transferts d'énergie de l'arc vers l'anode. Dans le chapitre 6, nous donnons les conclusions et les principales perspectives de ce travail.

Chapitre 2 - Etude bibliographique

2.1 Généralités sur les arcs sous vide

2.1.1 Régimes de fonctionnement

Un arc électrique sous vide est une décharge électrique à fort courant et faible tension entre deux électrodes, qui sont placées initialement dans le vide¹. Une des spécificités importantes d'un arc sous vide vient du fait que l'arc fonctionne dans un plasma de vapeurs métalliques issues des électrodes. En l'absence d'un champ magnétique externe, un arc sous vide peut se présenter sous deux formes différentes selon notamment la densité de courant : le mode diffus et le mode concentré [Schade, 2005].

Le mode diffus est spécifique à l'arc sous vide (figure 2.1). Il est observé pour des intensités du courant d'arc inférieures à quelques kA pour des électrodes de quelques centimètres de diamètre [Schade et Shmelev, 2003]. L'arc est constitué d'un ensemble de points lumineux distincts de très faibles dimensions (appelés spots cathodiques), situés sur la surface de la cathode. Ces spots cathodiques sont mobiles et tendent à occuper la totalité de la surface de la cathode. Le plasma interélectrode, qui est produit au niveau des spots, apparaît diffus et très faiblement lumineux. Dans ce mode, l'anode joue essentiellement le rôle d'un collecteur passif des particules du plasma.

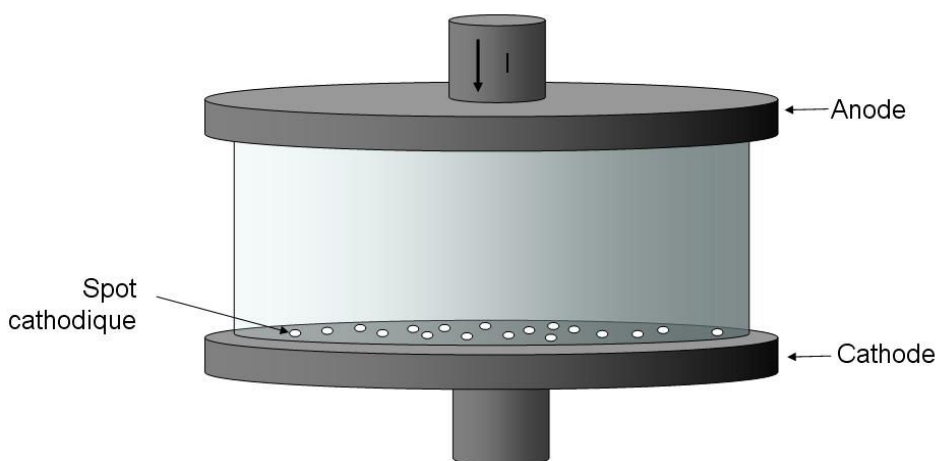


Figure 2.1 Schéma d'un arc en mode diffus.

Lorsque l'intensité du courant d'arc augmente, l'arc adopte préférentiellement le mode concentré (en anglais "columnar arc"). Le plasma interélectrode prend la forme d'une colonne très lumineuse et instable (figure 2.2). On ne peut plus distinguer les spots cathodiques, qui se concentrent à l'intérieur d'une région unique représentant une faible portion de la surface de la cathode. Dans ce mode de fonctionnement, l'anode n'est plus passive. Un spot anodique de

¹ Le niveau de vide correspond à un vide poussé de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-5} Pa.

dimension relativement importante est présent à sa surface, au niveau duquel une intense émission de vapeur métallique se produit. Ces vapeurs sont ensuite ionisées et constituent une source supplémentaire importante de plasma.

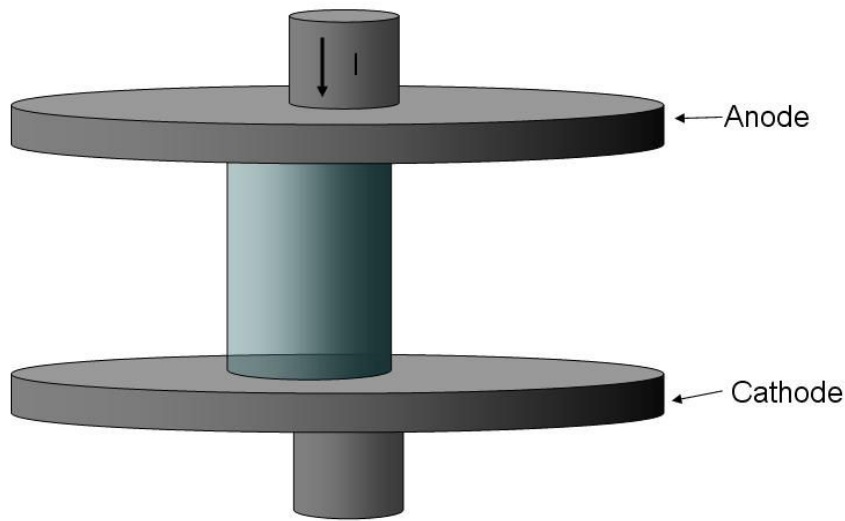


Figure 2.2 Schéma d'un arc en mode concentré.

En présence d'un champ magnétique axial d'origine extérieure, deux modes de fonctionnement supplémentaires s'ajoutent aux deux modes décrits jusqu'à présent : le mode "d'arcs multiples" et le mode "diffus colonnaire".

Les domaines d'existence approximatifs des différents modes de fonctionnement de l'arc en fonction de la densité de courant et de l'intensité d'un champ magnétique axial d'origine extérieure sont représentés sur la figure 2.3 (figure réalisée pour une électrode, de cuivre pur ou de cuivre au chrome, de rayon 2,75 cm [Schade et Shmelev, 2003]).

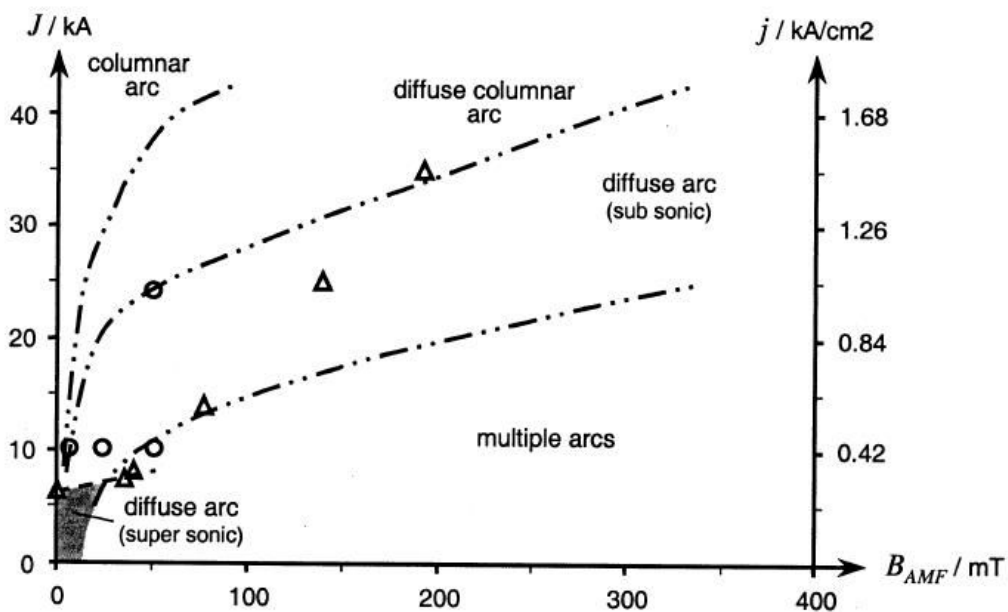


Figure 2.3 Modes de fonctionnement d'un arc sous vide [Schade et Shmelev, 2003].

Globalement, le seuil de courant correspondant à une transition vers un mode de fonctionnement de type concentré est plus élevé en présence d'un champ magnétique axial. Pour des faibles densités de courant et si le champ axial appliqué n'est pas très faible, l'arc adopte le mode "d'arcs multiples", qui est caractérisé par une distance relativement importante entre chaque spot. Pour des intensités de courant plus élevées, l'arc adopte le mode diffus "subsonique" d'apparence quasi-identique à celle du mode diffus "supersonique" observé à faible courant et décrit plus haut (les termes "supersonique" et "subsonique" font référence au régime d'écoulement du plasma). Enfin, à très fort courant, l'arc adopte le mode "diffus colonnaire". L'arc se présente alors sous la forme d'une colonne lumineuse de plasma unique, immergée dans un fond de plasma diffus faiblement lumineux (figure 2.4).

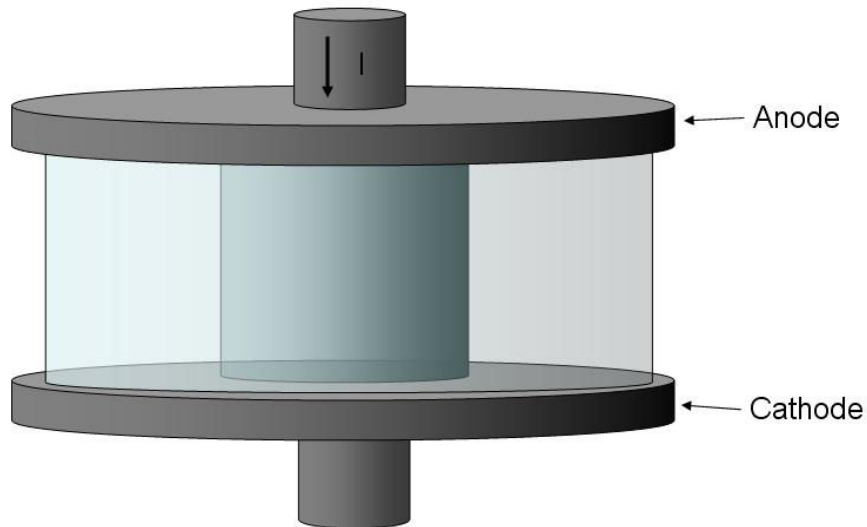


Figure 2.4 Schéma d'un arc en mode "diffus colonnaire".

Les conditions pour lesquelles l'arc passe d'un régime à un autre et les phénomènes gouvernant cette transition ne sont pas encore totalement compris. Ces questions, bien que très largement débattues dans la littérature, restent encore ouvertes. Selon plusieurs auteurs [Boxman, 1977], la formation d'un spot anodique et le passage en mode concentré sont liés à un phénomène de constriction du plasma et de resserrement des lignes de courant au voisinage de l'anode. Ce phénomène entraîne un échauffement localisé intense de l'anode qui conduit à l'apparition d'une tache (ou spot) anodique émettant un flux de vapeurs métalliques dans l'espace interélectrode. Boxman [1977] s'est intéressé aux phénomènes responsables de cette constriction. Il a étudié l'effet du champ magnétique induit par le courant d'arc sur la constriction du plasma, à l'aide d'un modèle 2D simplifié, en distinguant deux cas de figures. Dans le premier cas, la densité de courant est supposée uniforme. Les résultats du modèle mettent en évidence une constriction du flux d'ions au voisinage de l'anode. Dans le second cas, la densité de flux massique des ions est supposée uniforme. On observe alors une constriction du flux d'électrons due à l'effet Hall. Les résultats de cette étude illustrent ainsi le rôle déterminant joué par le champ magnétique induit par le courant sur les phénomènes de constriction.

2.1.2 Spots cathodiques et plasma interélectrode

Les particules qui constituent le plasma proviennent des spots cathodiques. Chaque spot cathodique assure l'émission d'un jet de plasma constitué d'électrons et de particules de vapeur métallique ionisées. Notons que les spots éjectent aussi dans l'espace interélectrode de fines gouttelettes de métal liquide (appelées macroparticules), dont le rayon peut atteindre 25 μm selon Daalder [1976]. Dans la suite, nous noterons v_α la vitesse macroscopique d'ensemble des particules du plasma de type α et v_{ath} leur vitesse d'agitation thermique, cette dernière pouvant être reliée à la température des particules par la relation suivante $v_{\text{ath}} = \sqrt{kT_\alpha/m_\alpha}$.

Les auteurs classent les spots cathodiques en fonctions de la température de la cathode, de la présence d'impuretés en surface et du mode de déplacement des spots à la surface de la cathode [Boxman et al., 1995]. Chaque type de spot est caractérisé par des propriétés différentes (cf. tableau 2.1). Précisons que dans le cas de la coupure dans le vide, nous avons essentiellement à faire aux spots de type I-2, les spots de type I-1 étant présents seulement durant les tous premiers instants (10 à 100 μs selon le type de matériel et le courant d'arc [Lyubimov et Rakhovskii, 1978]) de la durée de vie de l'arc. Les spots de type II ne sont présents que dans le cas de petites électrodes, d'une décharge dans un gaz ambiant ou si le spot est localisé sur une inclusion.

Catégorie	Sous catégorie	Etat de surface	Courant (A)	Fluctuation de tension (V)	Taux d'érosion ($\mu\text{g/C}$)	Cratères post-mortem à la surface de la cathode	Vitesse (m/s)
Type I (mouvement rapide)	Type I-1	Contaminé	< 10	≤ 1	<10	Petits, séparés	10-1000
	Type I-2	Propre	< 300	≥ 5	10-100	Grand, chevauchement	1-100
Type II (quasi-stationnaire)		Propre	5 à 50	Non renseigné	> 100	Grand, chevauchement	<1

Tableau 2.1 Spot cathodique : Types et propriétés [Boxman et al., 1995].

La structure d'un spot cathodique est complexe. D'après Jüttner [2001], la taille d'un spot cathodique peut varier entre 50 et 100 μm . Le courant total émis par un spot dépend du matériau de la cathode. Pour le cuivre, il est compris entre 50 et 100 A. Un spot cathodique est composé de plusieurs fragments d'environ 10 à 20 μm de diamètre, portant chacun un courant d'environ 10 à 15 A dans le cas d'électrodes en cuivre. Un fragment est à son tour composé de plusieurs sous-fragments ou cellules, de taille généralement inférieure à 5 μm et émettant un courant inférieur à 10 A.

Les spots cathodiques sont animés d'un mouvement répulsif sur la surface de la cathode. Le mouvement apparent d'un spot est en fait le résultat d'une suite de processus de naissance et de disparition du spot. En présence d'un champ magnétique transversal, le spot cathodique se déplace dans la direction opposée à celle donnée par la force de Laplace $F = J \times B$ (mouvement rétrograde) [Jüttner, 2001]. Ce phénomène n'a pas encore reçu d'explication complètement satisfaisante. Parmi les différentes théories avancées, on peut citer celle de Kesaev [1972], qui attribue le mouvement rétrograde à l'asymétrie de la configuration du champ magnétique au

niveau du spot (asymétrie due à la superposition du champ magnétique externe et du champ magnétique induit par le courant porté par le spot). L'orientation du jet de plasma émis par le spot dans la direction rétrograde, qui résulte de cette asymétrie, favoriserait l'établissement d'un nouveau site d'émission dans cette même direction, ce qui conduirait au mouvement apparent rétrograde.

Deux théories ont été proposées pour expliquer la génération du plasma au voisinage de la cathode. La première, la plus ancienne et la plus utilisée, est basée sur un processus d'évaporation du métal au niveau d'un spot. Les vapeurs métalliques émises sont ionisées à proximité de la surface et forment le plasma interélectrode [Boxman et al., 1995]. La seconde théorie [Mesyats et Barenkol'ts, 2000] considère que la production du plasma est assurée par un ensemble de cellules autonomes ayant une durée de vie d'environ 10^{-8} s (donc trop courte pour que le flux d'évaporation joue un rôle significatif). Un groupe de ces cellules autonomes forme un spot cathodique. Cette théorie fait appel à un processus de type explosif d'un petit volume de matière à la cathode, produisant directement un plasma dense constitué d'électrons et de particules de vapeur ionisées. Le débat entre ces deux théories n'est pas tranché et la compréhension des mécanismes de production du plasma au niveau d'un spot reste encore une question ouverte.

En ce qui concerne les paramètres caractéristiques des jets de plasma émis par les spots cathodiques, le lecteur pourra trouver une bibliographie exhaustive sur ce sujet dans l'ouvrage de référence consacré aux arcs sous vide, supervisé par Boxman et al. [1995]. Nous donnons ici quelques résultats expérimentaux bien établis. De manière générale, la proportion du courant ionique varie entre 7 et 10 % du courant total pour des courants d'arc variant entre 50 et 1000 A [Kimblin, 1973]. La charge moyenne des ions mesurée est comprise entre 1,71 et 2 pour une électrode en cuivre. La vitesse des ions émis par les spots cathodiques est de l'ordre de 10 km/s, ce qui implique dans le cas du cuivre, une énergie cinétique de plusieurs dizaines d'électron Volts. Les valeurs de la température des électrons mesurées expérimentalement varient selon les conditions expérimentales (matériau des électrodes, intensité du courant d'arc) dans une gamme relativement large (entre 1 et 6 eV).

2.2 Modélisation de l'arc sous vide

Un certain nombre de travaux théoriques traitant du comportement d'un arc électrique sous vide ont été publiés au cours de ces vingt dernières années. La majorité des auteurs [Schellekens, 1983; Keidar et al., 1996, 1997, 1998; Beilis et al., 1998; Londer et Ul'yanov, 1999, 2001, 2005, 2007(a), 2007(b), 2008; Keidar et Schulman, 2000; Gidalevich et al., 2001; Beilis et Keidar, 2002; Chapelle et al., 2002, 2004; Keidar et al., 2004; Schade et Shmelev, 2003, 2004; Wang et al., 2005; Keidar et Taylor, 2008; Hartmann et al., 2008] se focalise sur la description du plasma d'arc en régime diffus, avec pour motivation la plus fréquente l'étude de l'influence d'un champ magnétique axial extérieur sur le comportement du plasma. La synthèse bibliographique présentée dans cette section porte exclusivement sur cette catégorie de modèles.

Parmi les autres sujets abordés dans la littérature, signalons les travaux de [Mesyats et Barenkol'ts, 2000; Beilis et al., 1988; Beilis et Zektser, 1991; Uimanov, 2003] sur les mécanismes de production du plasma au niveau des spots cathodiques et les travaux de [Beilis, 2002; Afanas'ev et al., 2006; Shi et al., 2006] sur le mouvement rétrograde des spots.

L'essentiel des modèles proposés concerne la description du comportement du plasma d'arc en écoulement dans l'espace interélectrode (à l'exclusion donc des régions hors équilibre au voisinage des électrodes), en utilisant une approche de modélisation de type fluide. Les phénomènes mis en jeu au voisinage des électrodes, tels que la formation du plasma dans la région cathodique et l'interaction du plasma avec les vapeurs métalliques émises à l'anode à fort courant, ont reçu beaucoup moins d'attention. Une liste des six groupes de chercheurs dont les travaux sont exposés dans cette section est présentée dans le tableau 2.2. Les phénomènes abordés par chaque groupe et les principales caractéristiques des modèles développés sont également listés dans ce tableau.

Auteurs	Région cathodique	Zone d'écoulement hydrodynamique	Gaine anodique
Keidar et al. [1996, 1997, 1998] Beilis et al. [1998] Keidar et Schulman [2000] Gidalevich et al. [2001] Beilis et Keidar [2002] Keidar et al. [2004] Keidar et Taylor [2008]	Modèle semi-analytique de la formation du plasma (1D, évaporation)	Modèle à 2 fluides (2D axisymétrique, quasi-stationnaire, AMF, électrons et ions isothermes) $j \sim 6.10^6 \text{ A/m}^2$	Anode passive
Chapelle et al. [2002, 2004]	Modèle cinétique de la formation du plasma (1D, évaporation)	Modèle à 2 fluides (cluster de spots, 2D axisymétrique, quasi-stationnaire) $j \sim 10^5 \text{ A/m}^2$	Anode passive
Schade et Shmelev [2003, 2004]		Modèle à 2 fluides (2D axisymétrique, instationnaire, AMF, rayonnement) $j \sim 3.10^6 \text{ A/m}^2 - 2,5.10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive / Anode active (2D)
Londer et Ul'yanov [1999, 2001, 2005, 2007(a), 2007(b), 2008]		Modèle à 2 fluides (2D axisymétrique, quasi-stationnaire, AMF) $j \sim 10^4 \text{ A/m}^2 - 10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive / Anode active (1D)
Wang et al. [2005] Yang et al. [2009]		Modèle à 2 fluides (2D axisymétrique, quasi-stationnaire, AMF) $j \sim 3.10^6 \text{ A/m}^2 - 2.10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive
Hartmann et al. [2008]		Modèle à 2 fluides (3D, instationnaire, AMF) $j \sim 10^7 \text{ A/m}^2$	Anode passive

Tableau 2.2. Travaux de modélisation retenus dans la présente revue bibliographique.

En ce qui concerne les domaines d'application des différents modèles proposés dans la littérature, on peut distinguer trois grands domaines : les disjoncteurs à vide [Beilis et al., 1998; Londer et Ul'yanov, 1999, 2001; Keidar et Schulman, 2000; Beilis et Keidar, 2002; Schade et Shmelev, 2003, 2004; Keidar et al., 2004; Wang et al., 2005; Londer et Ul'yanov 2005, 2007(a), 2007(b), 2008; Keidar et Taylor, 2008; Hartmann et al., 2008; Yang et al., 2009], les procédés de dépôt et de traitement de surface par arc sous vide [Keidar et al., 1996, 1997, 1998; Gidalevich et al., 2001] et le procédé de refusion à l'arc sous vide utilisé pour l'élaboration et l'affinage de lingots d'alliages métalliques [Chapelle et al., 2002, 2004].

Dans la suite de cette section, nous décrivons dans un premier temps les modèles les plus courants, qui considèrent l'anode comme passive (non émettrice de particules). Dans un second temps, nous nous intéressons aux modèles prenant en compte une émission de vapeurs métalliques à l'anode (anode active). Rappelons que seul le régime d'arc diffus est abordé dans les différents travaux présentés.

2.2.1 Modèles avec anode passive

Les modèles considérant l'anode comme un collecteur passif de particules sont les plus nombreux. L'approche utilisée classiquement pour décrire le plasma interélectrode en régime diffus est basée sur l'hypothèse que les jets de plasma émis par chaque spot se mélangent à proximité de la cathode pour former une colonne de plasma homogène dont on peut décrire le comportement par une approche fluide (cf. figure 2.5).

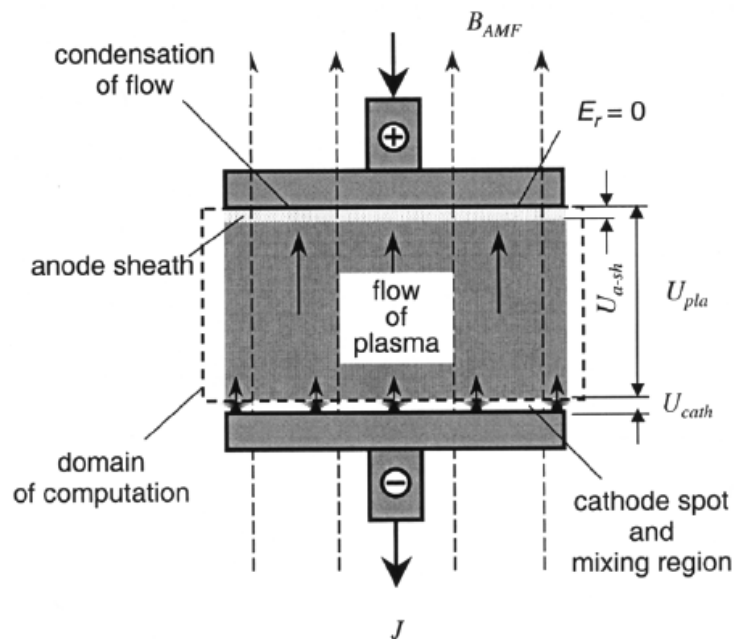


Figure 2.5 Représentation schématique de la structure du plasma d'arc [Schade et Shmelev, 2003].

Les modèles traitent uniquement la région d'écoulement hydrodynamique, c'est-à-dire la région qui s'étend de la section de sortie de la région de mélange des jets de plasma émis par chaque spot jusqu'à la gaine anodique. Les phénomènes au voisinage des deux électrodes sont pris en compte par l'intermédiaire des conditions aux limites. A noter que l'approche de Chapelle et al. [2004] est légèrement différente. Elle s'appuie sur la combinaison de deux sous modèles : un premier modèle (de type fluide) décrivant la colonne de plasma formée à

l'échelle d'un groupe d'une dizaine de spots (appelé cluster) [Chapelle et al., 2002] et un second modèle [El Mir, 2005] simulant le déplacement de chaque cluster à la surface de la cathode.

2.2.1.1 Description des modèles

Presque tous les chercheurs considèrent une géométrie bidimensionnelle axisymétrique et font l'hypothèse d'un régime quasi-stationnaire. Ce dernier choix est justifié, même dans le cas d'un courant alternatif, par le faible rapport entre le temps typique de relaxation des processus au sein du plasma et le temps de variation des phénomènes sur le réseau électrique (0,02 s). Certains auteurs utilisent cependant une approche différente. Les chercheurs des sociétés ABB [Schade et Shmelev, 2003] et Siemens [Hartmann et al., 2008] ont développé chacun un modèle en régime transitoire. Par ailleurs, le modèle d'Hartmann et al. concerne une géométrie tridimensionnelle. Notons que les chercheurs de l'Université de Xi'an [Yang et al., 2009] utilisent un modèle quasi-stationnaire pour étudier au cours du temps l'effet d'un déphasage du champ magnétique axial par rapport au courant de coupure. Dans cette étude, le régime transitoire est décrit comme une succession d'états quasi-stationnaires.

Le plasma est supposé totalement ionisé et les processus d'ionisation et de recombinaison sont considérés comme peu probables. Le déséquilibre thermique des électrons et des particules lourdes résultant des faibles pressions impose la mise en œuvre d'une approche multi-fluide. Généralement deux fluides sont considérés : les électrons et les ions. Seuls Keidar et al. [1998] considèrent un nombre de fluides supérieur à deux, en traitant séparément les ions de charge différente. Les équations de base des modèles sont un système d'équations magnétohydrodynamiques couplant les équations de conservation de matière, de quantité de mouvement et d'énergie pour chacun des fluides, ainsi que les équations de Maxwell. Les modèles se distinguent principalement par les phénomènes pris en compte (présence d'un champ magnétique extérieur, conduction thermique, transferts visqueux, rayonnement), et la formulation des conditions aux limites sur les frontières cathodique et anodique.

Nous décrivons ci-dessous les spécificités principales des modèles développés par chacun des groupes d'auteurs listés dans le tableau 2.2.

Le premier groupe de chercheurs, issus principalement de l'Université de Tel-Aviv [Keidar et al., 1996, 1997, 1998; Beilis et al., 1998; Keidar et Schulman, 2000; Gidalevich et al., 2001; Beilis et Keidar, 2002; Keidar et al., 2004; Keidar et Taylor, 2008] a développé une série de modèles différents, qui peuvent être classés en deux grandes catégories, selon la forme géométrique de l'anode.

La première catégorie [Keidar et al., 1996, 1997, 1998, Gidalevich et al., 2001] considère une anode de forme torique pour étudier les propriétés du plasma en expansion libre, cette géométrie étant caractéristique des procédés de revêtement métallique par arc cathodique sous vide. La deuxième catégorie [Beilis et al., 1998; Keidar et Schulman, 2000; Beilis et Keidar, 2002; Keidar et al., 2004; Keidar et Taylor, 2008] de modèles considère des électrodes planes. Les auteurs font l'hypothèse que les électrons et les ions ne sont pas magnétisés et supposent que les températures électronique et ionique sont constantes, ce qui permet de s'affranchir de la résolution des équations de conservation d'énergie pour ces deux espèces. L'effet d'un champ magnétique axial uniforme d'origine extérieure est pris en compte. Seule la composante orthoradiale du champ magnétique induit par la circulation du courant est représentée. Dans une version de cette série de modèles [Beilis et al., 2002], la température

électronique n'est pas supposée constante et l'équation de conservation d'énergie des électrons est résolue. Comme l'illustre la figure 2.6, les auteurs ont mis en évidence que l'augmentation de la température électronique au cours de l'écoulement du plasma reste modérée (de l'ordre de 40%). Les auteurs se sont appuyés sur ce résultat pour justifier le fait de négliger les variations de la température électronique dans les versions précédentes de leur modèle.

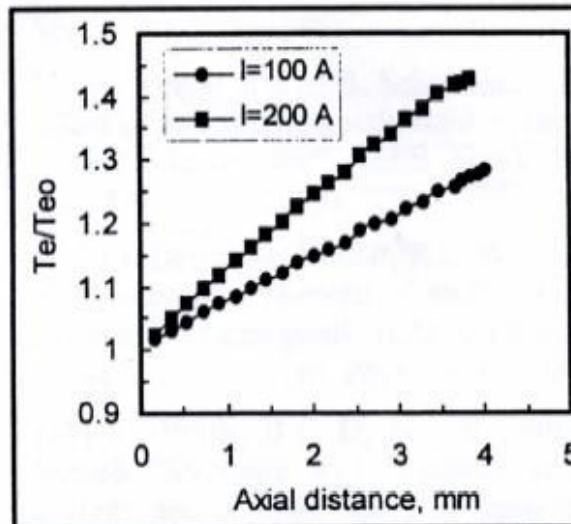


Figure 2.6 Température des électrons calculée le long de l'axe de symétrie pour des intensités du courant d'arc de 100 A et 200 A [Beilis et al., 2002].

Chapelle et al. [2002, 2004] ont développé un modèle destiné à étudier le comportement de l'arc électrique dans le procédé métallurgique de refusion à l'arc sous vide. L'effet d'un champ magnétique extérieur n'est pas abordé. Le modèle inclut la résolution des équations de transport d'énergie des ions et des électrons. Les auteurs font par ailleurs une hypothèse importante qui consiste à supposer que le courant électronique et le courant ionique sont proportionnels en tout point du domaine de calcul. Cette hypothèse permet de simplifier la résolution de système d'équations couplées, en s'affranchissant de la résolution de l'équation de transport de quantité de mouvement relative à l'écoulement des électrons.

Le modèle de Schade et Shmelev [2003] est l'un des modèles les plus complets et les plus avancés à l'heure actuelle. Il tient compte de l'évolution des températures électronique et ionique et de l'influence des trois composantes du champ magnétique induit (les composantes radiale et axiale du champ magnétique induit sont calculées par l'intermédiaire du potentiel vecteur). Les électrons sont considérés magnétisés et l'anisotropie du tenseur de la conductivité électrique est prise en compte. Ce modèle permet de calculer les paramètres du plasma et le champ magnétique induit pour une grande plage de courant d'arc. Enfin, un des points forts de ce modèle est d'inclure une représentation (sous forme simplifiée) des transferts thermiques radiatifs. Un exemple des résultats donné par ce modèle est présenté sur la figure 2.7.

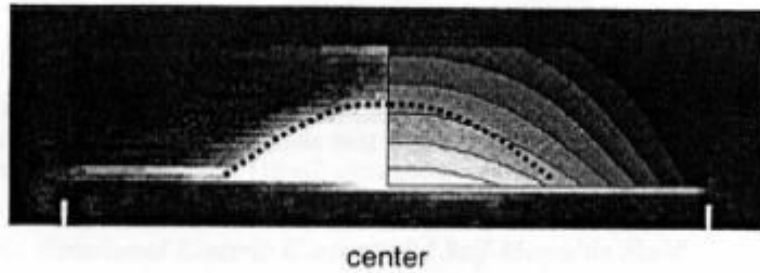


Figure 2.7 Comparaison d'une image vidéo de l'arc (gauche) avec la carte prédite de l'intensité lumineuse émise par l'arc (droite) (diamètre des électrodes 60 mm, intensité 15 kA) [Schade et Shmelev, 2003].

Les différentes versions du modèle proposées successivement par Londer et Ul'yanov [2005; 2007(a); 2007(b); 2008] résolvent les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement relatives aux électrons et aux ions. Mis à part le modèle simplifié présenté dans l'article [Londer et Ul'yanov, 2005], dans lequel les auteurs ont considéré que les températures électronique et ionique sont constantes, toutes les autres versions prennent en compte les variations de ces températures dans l'espace interélectrode. Les auteurs utilisent une méthode de simulation numérique différente des approches plus classiques adoptées en général dans la littérature. Cette méthode consiste à calculer les trajectoires d'éléments de fluide. Grâce à ce modèle, Londer et Ul'yanov ont étudié l'existence de points critiques correspondant à des singularités du système d'équations descriptives du plasma. Ils ont montré en particulier que le système d'équations présente une singularité lorsque la vitesse ionique

atteint une valeur critique $v_{i_critique} = \sqrt{\frac{k}{m_i} (Z_i T_e + T_i)}$.

La plupart des hypothèses et simplifications du modèle de Wang et al. [2005] sont identiques à celles que Schade et Shmelev [2003] utilisent. Toutefois, le modèle de Wang et al. présente quelques différences majeures avec celui de Schade et Shmelev. Premièrement, les transferts par rayonnement ne sont pas considérés. Ensuite, la composante radiale du champ magnétique induit est négligée et un calcul direct de la composante axiale du champ magnétique induit est effectué à partir de la loi de Biot-Savart. Les électrons sont considérés comme non magnétisés et l'anisotropie du tenseur de la conductivité électrique n'est pas prise en compte. Par ailleurs, le modèle inclut, contrairement aux travaux de tous les autres chercheurs, les processus de transferts visqueux au sein de l'écoulement des ions. A noter que le modèle de Wang et al. a été développé au sein du logiciel commercial de calcul Fluent. Les auteurs ont étudié notamment à l'aide de ce modèle l'influence de la distribution d'intensité de l'AMF dans l'espace interélectrode (valeur maximale sur l'axe ou sur la périphérie des électrodes) sur le comportement de l'arc. Récemment, une autre application du modèle a été présentée par Yang et al. [2009]. Ces derniers ont introduit, comme données d'entrée du modèle, les valeurs des intensités de l'AMF et du courant d'arc mesurées expérimentalement à divers instants durant la phase d'arc dans un disjoncteur, afin d'étudier les effets transitoires de l'AMF sur les paramètres caractéristiques du plasma d'arc.

L'originalité du modèle développé par Hartmann et al. [2008] vient de la prise en compte d'une géométrie tridimensionnelle. Il faut noter toutefois que la formulation actuelle du modèle d'Hartmann et al. n'est pas satisfaisante. En effet, les auteurs ont dû multiplier arbitrairement tous les termes source des équations de leur modèle par un facteur 0,5, afin de préserver la stabilité numérique du calcul.

2.2.1.2 Prise en compte de la région cathodique

Les modèles fluides décrits dans la section précédente s'intéressent uniquement au comportement du plasma dans la zone d'écoulement hydrodynamique de l'espace interélectrode. Le comportement du plasma dans cette zone est toutefois fortement dépendant des phénomènes mis en jeu à la surface de la cathode et au sein de la région cathodique. Dans la pratique, ces phénomènes sont pris en compte "implicitement" dans les modèles fluides par l'intermédiaire des conditions aux limites imposées sur la frontière cathodique du modèle (c'est-à-dire la section de sortie de la région de mélange). Les approches utilisées pour déterminer ces conditions aux limites peuvent être classées en deux catégories. Le plus souvent, ces conditions aux limites sont définies de manière plus ou moins arbitraire (en raison du manque d'informations sur les paramètres du plasma dans la région cathodique) à partir de données de la littérature. La seconde approche, plus complexe, associe au modèle fluide une modélisation du plasma dans la région cathodique, fournissant les conditions aux limites requises par le modèle fluide. Seuls les modèles de Beilis [1986, 1988] et de Chapelle et al. [2002] sont basés sur cette seconde approche. Nous détaillons ci-dessous les conditions aux limites utilisées par chaque groupe d'auteurs.

Beilis [1986, 1988] a développé un modèle monodimensionnel de la région cathodique. La production du plasma a pour origine un processus d'évaporation. Ce modèle divise la région cathodique en trois sous-régions (cf. figure 2.8) : une zone balistique, une zone de relaxation des particules lourdes et une zone de relaxation des électrons.

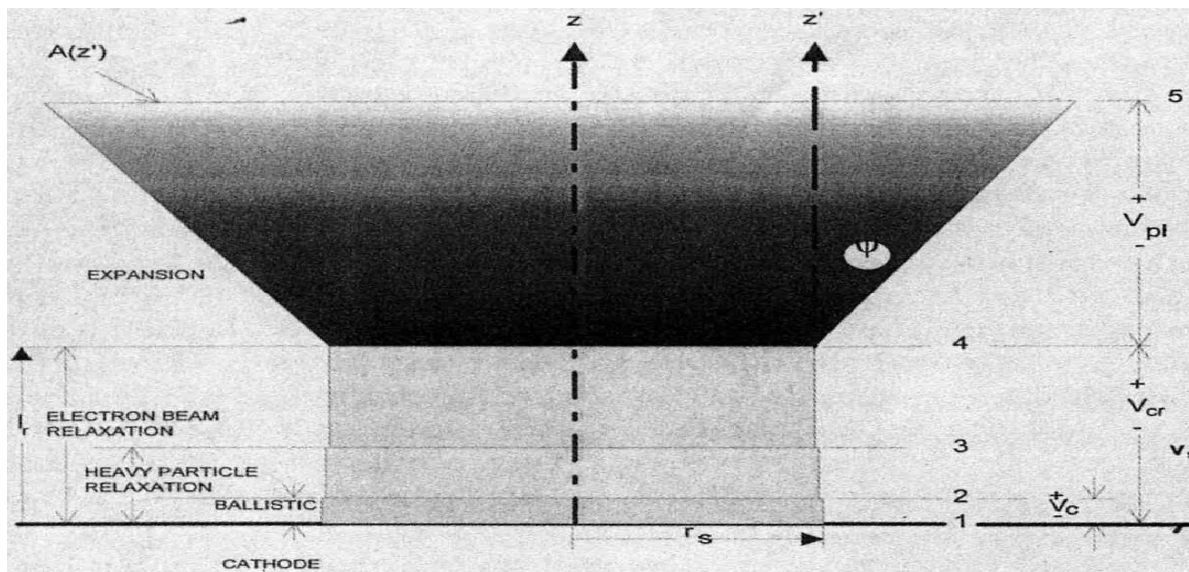


Figure 2.8 Géométrie du modèle de spot cathodique de Beilis [Boxman et al., 1995]

Le principe de ce modèle est basé sur l'écriture de bilans globaux de nombre de particules, de quantité de mouvement et d'énergie à travers chacune de ces zones, en prenant en compte les divers phénomènes mis en jeu, notamment l'émission d'électrons et de vapeurs métalliques au niveau du spot, suivie de l'ionisation des vapeurs par impact avec les électrons accélérés dans la chute de potentiel créée au voisinage de la cathode. Le modèle rend compte également de la conduction de la chaleur et de l'effet Joule dans la cathode. Concernant celle-ci, l'auteur traite les cas de figure d'une cathode massive (assimilée à un milieu semi infini) et d'une cathode constituée d'un film conducteur déposé sur un matériau isolant. Dans le premier cas, le spot cathodique est considéré comme immobile. A l'intérieur de la région balistique, les particules

sont influencées par le champ électrique engendré par la charge d'espace. L'auteur calcule ce champ électrique en résolvant l'équation de Poisson, en tenant compte de l'émission des électrons à la surface de la cathode et du flux de recondensation des électrons et des ions provenant du plasma. Cette modélisation fournit les paramètres du jet de plasma émis par un spot unique en entrée de la zone d'expansion hydrodynamique (cf. figure 2.8). Ces données ont été utilisées ensuite dans le cadre d'un modèle fluide d'un arc multi-spots pour définir les conditions aux limites dans la section d'entrée de la zone d'écoulement hydrodynamique [Beilis et al., 1988; Beilis et Zektser, 1991].

Chapelle et al. [2002] utilisent un modèle de génération du plasma dans la région cathodique développé initialement par Duval [1998]. Ce modèle, comme celui de Beilis, est basé sur un processus de création du plasma par évaporation de la cathode. Il utilise une méthode de simulation numérique de type particulière (Particle In Cell – Monte Carlo), pour résoudre un système d'équations cinétiques associant les équations de Boltzmann-Vlasov et Poisson. Il prend en compte les processus d'ionisation par chocs électroniques et de recombinaison à trois corps. Le modèle nécessite la spécification de la température du métal au niveau du site d'émission cathodique. A la différence du modèle de Beilis, le modèle de Duval donne accès à l'évolution des différents paramètres du plasma (densité, vitesse et température des différentes espèces) et du potentiel électrique en tous points de la région cathodique. Les grandeurs calculées à l'aide de ce modèle ont été utilisées par Chapelle et al. pour définir les conditions aux limites de leur modèle hydrodynamique.

Schade et Shmelev [2003] fixent le taux d'érosion de la cathode et utilisent les résultats expérimentaux de Kutzner et Miller [1992] pour déterminer la charge moyenne des ions. Lorsque le régime d'écoulement du plasma est supersonique, ils font l'hypothèse que les diverses grandeurs du plasma (densité, vitesse et température des électrons et des ions) sont distribuées uniformément sur la frontière cathodique du modèle. Ils supposent que la vitesse ionique et la densité de courant sont purement axiales. Quand le régime d'écoulement du plasma est subsonique, ils fixent uniquement les valeurs intégrales des flux d'énergie et de matière entrant. De plus ils font l'hypothèse que les températures électronique et ionique sont identiques sur la frontière cathodique.

Le modèle développé par Londer et Ul'yanov [2005] est basé sur une formulation spécifique des conditions aux limites, adaptée à la méthode numérique des trajectoires. Ces auteurs fixent les vitesses électronique et ionique sur la frontière cathodique, et introduisent une dépendance radiale de l'angle du vecteur de vitesse par rapport à l'horizontale.

Les conditions aux limites utilisées par Wang et al. [2005] et Hartmann et al. [2008] sont proches, de celles employées par Schade et Shmelev et ne seront pas détaillées ici.

2.2.1.3 Prise en compte de la gaine anodique

L'anode est considérée comme un collecteur passif des particules du plasma. La prise en compte des phénomènes au sein de la gaine anodique de l'arc se réduit généralement à l'écriture sous forme simplifiée de deux bilans globaux à travers cette région : l'un pour l'énergie (à partir duquel une condition aux limites sur la température électronique est formulée pour la modélisation hydrodynamique du plasma interélectrode [Schade et Shmelev, 2003 ; Wang et al., 2005]) et l'autre pour le courant électronique (à partir duquel la chute de potentiel dans la région anodique est calculée). Notons que tous les modèles présentés dans ce travail, à l'exception de celui d'Hartmann et al. [2008], tiennent compte de l'existence d'une

chute de potentiel anodique. Une spécificité des modèles de Schade et Shmelev [2003] et de Wang et al. [2005] est la dérivation, pour l'équation de transport du champ magnétique orthoradial induit, d'une condition à la limite particulière sur la frontière anodique, obtenue à partir de l'équation de transport de quantité de mouvement relative aux électrons et qui fait intervenir la chute de potentiel anodique.

2.2.1.4 Traitement de la frontière latérale

Les conditions aux limites utilisées sur la frontière latérale de la zone d'écoulement hydrodynamique traduisent l'annulation des gradients normaux des grandeurs hydrodynamiques et de la composante normale de la densité de courant. Signalons que Schade et Shmelev [2003] et Londer et Ul'yanov [2005] ont effectué, lors de la simulation numérique de leur système d'équations, un changement de coordonnées de manière à ce que la frontière latérale de leur région de calcul coïncide avec la frontière latérale "réelle" du plasma en écoulement (cette dernière peut être assimilée à la ligne de courant émergeant du bord de la frontière cathodique). Ceci rend le choix de la condition à la limite à imposer sur cette frontière plus aisé. Le modèle proposé par ces auteurs inclut ainsi un calcul explicite de la frontière latérale du plasma.

2.2.2 Modèles avec anode active

Aux fortes intensités du courant, la surface de l'anode est soumise à une évaporation intense, en raison du flux d'énergie accru transmis par l'arc. La modélisation du plasma d'arc ne peut pas être envisagée sans une prise en compte de ces vapeurs et de leur influence sur le plasma créé à la cathode. Plusieurs auteurs [Schulman et Schellekens, 2001; Londer et Ul'yanov, 2001] ont mis en évidence en effet une influence importante des vapeurs anodiques sur les caractéristiques du plasma d'arc en écoulement à fort courant.

Dans cette section, nous détaillons dans un premier temps les différents modèles fluide du plasma interélectrode tenant compte de l'émission de vapeurs à l'anode, proposés dans la littérature. Dans un second temps, en complément de la revue des travaux de la littérature, nous présentons une analyse comparative des libres parcours moyens associés aux différents processus d'interaction possibles entre le plasma issu de la cathode et les particules anodiques.

2.2.2.1 Modélisation des interactions plasma/particules anodiques

Deux groupes d'auteurs [Schade et Shmelev, 2004; Londer et Ul'yanov, 1999, 2001] se sont intéressés à la modélisation de l'influence des particules de vapeur anodique sur le comportement du plasma d'arc. Les différentes approches proposées diffèrent principalement par les hypothèses effectuées pour décrire l'ionisation des particules de vapeur et la relaxation des ions produits avec les ions cathodiques.

2.2.2.1.1 Approche de Schade et Shmelev

Schade et Shmelev [2004] ont développé (voir figure 2.9) un modèle à 3 fluides (électrons, ions, vapeur anodique) prenant en compte le transport et l'ionisation des particules de vapeur anodique au sein du plasma. Pour cela, ils ont modifié la première version de leur modèle (cf. section 2.2.1.1) en ajoutant un troisième système d'équations de transport couplées pour

décrire le comportement des particules de vapeur. Le modèle est basé plus spécifiquement sur les hypothèses suivantes :

- Les particules de vapeur sont isothermes (leur température est égale à la température de la surface de l'anode). Schade et Shmelev justifient cette hypothèse par le fait que les particules de vapeur anodique sont très rapidement ionisées, à proximité immédiate de l'anode.
- Les ions issus de l'ionisation de la vapeur anodique se relaxent immédiatement avec les ions provenant de la cathode. Les ions cathodiques et anodiques sont donc traités comme un fluide unique.

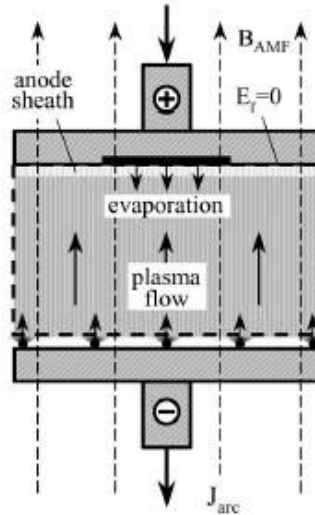


Figure 2.9 Géométrie du modèle de Schade et Shmelev prenant en compte une évaporation à l'anode [Schade et Shmelev, 2004].

Le modèle rend compte des processus d'ionisation par collision avec un électron (première ionisation) et de recombinaison (à trois corps) des particules de vapeur anodique. Les équations de transport de quantité de mouvement et d'énergie relatives aux différents fluides font intervenir des termes traduisant les transferts de quantité de mouvement et d'énergie lors des processus d'ionisation et de recombinaison. Pour décrire le processus d'évaporation à la surface de l'anode, Schade et Shmelev introduisent trois variables : le flux brut d'évaporation ($g_{0,anode}$), le flux de particules de vapeur en provenance du plasma à la pression p_0 ($g_{0,back}$) et se dirigeant vers l'anode, et le flux net d'évaporation (g_{net}) (c'est-à-dire le flux de vapeur réellement transféré au plasma). Ces trois variables sont définies de la manière suivante :

$$g_{0,anode} = p_{equi} (2\pi mk T_{surf})^{-1/2} \quad (\text{Eq. 2.1})$$

$$g_{0,back} = p_0 (2\pi mk T_{surf})^{-1/2} \quad (\text{Eq. 2.2})$$

$$g_{net} = g_{0,anode} - g_{0,back} = g_{0,anode} \left(1 - \frac{p_0}{p_{equi}} \right) \quad (\text{Eq. 2.3})$$

avec p_{equi} la pression de vapeur saturante à la température de la surface de l'anode T_{surf} .

Les résultats du modèle de Schade et Shmelev, présentés sur la figure 2.10, montrent qu'à une distance d'environ 800 μm de la surface de l'anode, il ne reste pratiquement plus de particules

neutres (la densité résiduelle est égale à 10^{12} m^{-3} , ce qui est négligeable devant la densité d'ions, typiquement égale à 10^{22} m^{-3}). Comme illustré sur la figure 2.11, l'émission de vapeur anodique et l'ionisation de cette vapeur conduisent à une augmentation sensible de la densité ionique à proximité de l'anode, comparée aux cas des faibles courants pour lesquels il n'y a pas d'évaporation significative. L'augmentation importante de la densité ionique à proximité de l'anode justifie selon Schade et Shmelev l'hypothèse d'une relaxation "instantanée" des ions anodiques avec les ions cathodiques.

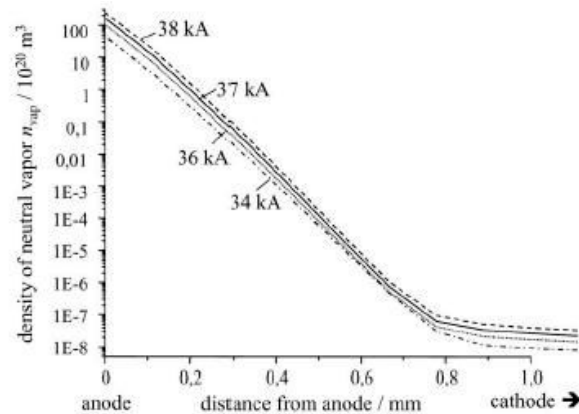


Figure 2.10 Variation le long de l'axe de symétrie de la densité de neutres calculée pour différents courants d'arc [Schade et Shmelev, 2004].

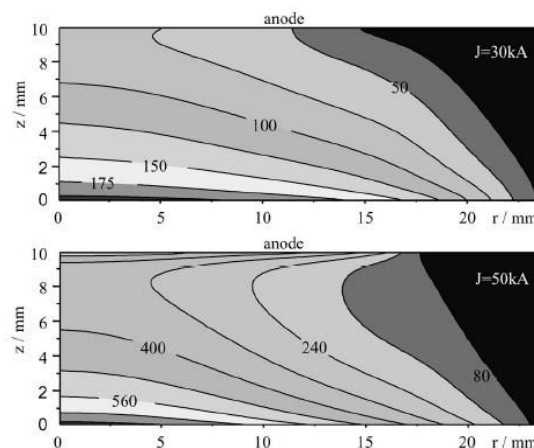


Figure 2.11 Distribution dans l'espace interélectrode de n_i (en 10^{20} m^{-3}) calculée pour deux intensités de courant différentes : 30 kA et 50 kA [Schade et Shmelev, 2004].

2.2.2.1.2 Approches de Londer et Ul'yanov

Dans le cadre d'une première approche, Londer et Ul'yanov [1999] ont étudié l'influence de la vapeur anodique sur le comportement du plasma à l'aide d'un modèle 1D à 3 fluides (électrons, ions cathodiques et ions anodiques) (cf. figure 2.12). Au lieu de considérer comme Schade et Shmelev une relaxation « instantanée » des ions anodiques avec les ions cathodiques, ces auteurs traitent les ions cathodiques et anodiques comme deux fluides distincts et considèrent que c'est l'ionisation des neutres émis à l'anode qui est instantanée. Un système d'équations de transport couplées est résolu pour chaque fluide. Seule l'équation de conservation d'énergie des électrons n'est pas résolue (les électrons sont supposés isothermes, ce qui est justifié par leur conductivité thermique élevée). L'objectif de ce travail de modélisation est l'étude des points singuliers du système d'équations.

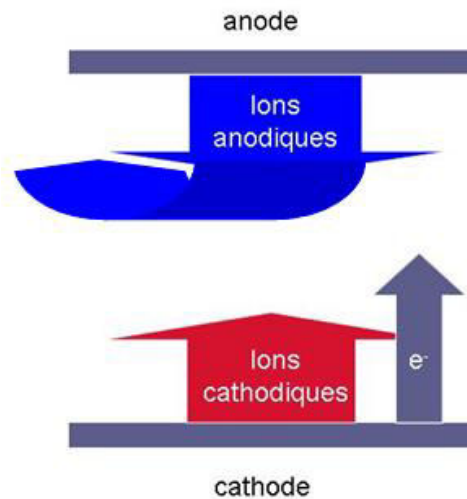


Figure 2.12 Schéma du modèle à 3 fluides de [Londer et Ul'yanov, 1999].

Après un traitement mathématique lourd du système d'équations, les auteurs montrent que la vitesse des ions cathodiques (dirigée vers l'anode) diminue de la cathode vers l'anode, alors que la vitesse des ions anodiques (dirigée vers la cathode) augmente de l'anode vers la cathode (cf. figure 2.13). Selon ce travail, les ions cathodiques et anodiques ont donc des comportements différents, ce qui impose (contrairement à l'approche adoptée par Schade et Shmelev) de les traiter comme deux fluides distincts.

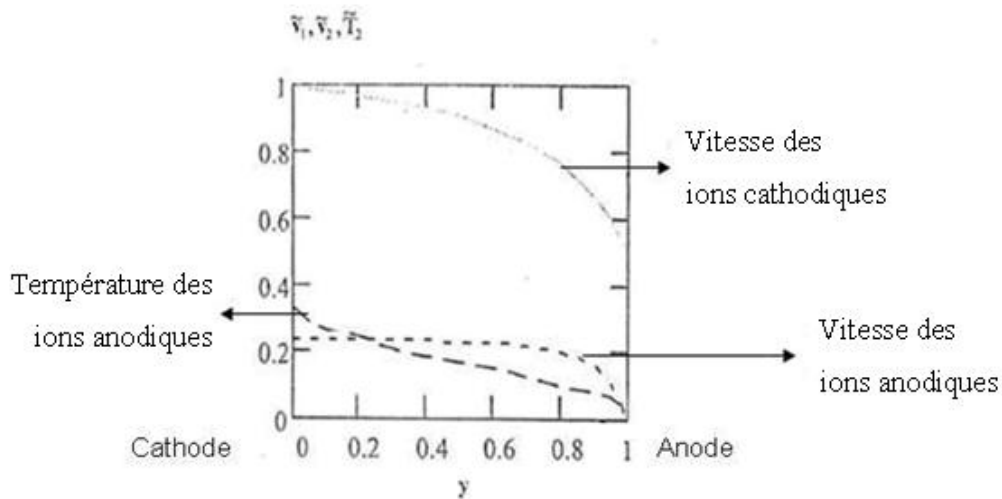


Figure 2.13 Evolutions le long de l'axe de symétrie de la température des ions anodiques et des vitesses des ions cathodiques et anodiques (les variables sont adimensionnalisées) [Londer et Ul'yanov, 1999].

Les auteurs montrent l'existence de deux points singuliers : le premier apparaît lorsque la vitesse des ions cathodiques atteint la valeur $v_1^* = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{Z_1 k T_e}{m_i}}$ (Z_1 est la charge moyenne des ions cathodiques) et le second se produit lorsque la vitesse des ions anodiques atteint la valeur $v_2^* = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{k T_2}{m_i}}$.

Une limitation importante de cette première approche de modélisation est l'impossibilité de simuler l'existence d'un flux d'ions anodiques retournant à la surface de l'anode, puisque la condition à la limite spécifiée à la surface de l'anode fixe une vitesse des ions anodiques dirigée vers la cathode. Le choix de cette condition à la limite est imposé par l'hypothèse d'une ionisation instantanée des particules de vapeur anodique.

Pour lever cette limitation, Londer et Ulyanov [2001] ont amélioré leur modèle en proposant un modèle toujours 1D, mais à 4 fluides (les particules neutres de vapeur anodique, les ions lents anodiques, les ions rapides provenant de la cathode et les électrons). S'appuyant sur le fait que le libre parcours moyen d'ionisation des particules de vapeur reste petit devant le libre parcours moyen associé aux collisions entre particules de vapeur, les auteurs considèrent que les particules de vapeur anodique ne subissent pas de collisions avant d'être ionisées. Le modèle ne résout donc pas d'équations de transport de quantité de mouvement et d'énergie pour les particules de vapeur. Contrairement au modèle précédent à 3 fluides, l'équation de conservation d'énergie des électrons est cette fois-ci résolue. Notons que les termes d'interaction entre les différents fluides (représentant les flux de quantité de mouvement et d'énergie échangés au cours des collisions entre particules) entraînent un fort couplage des systèmes d'équations relatifs à chaque fluide.

Parmi les modèles traitant de l'influence de la vapeur anodique sur le comportement du plasma d'arc, le modèle à 4 fluides de Londer et Ulyanov est le plus complet en termes du nombre de phénomènes pris en compte. Sa principale limitation est le fait qu'il utilise une géométrie monodimensionnelle. Notons que ce modèle prédit une décroissance forte de la densité de particules de vapeur à proximité immédiate de l'anode par suite de leur ionisation.

2.2.2.2 Comportement des particules anodiques. Estimation des libres parcours moyens

Dans la section précédente, nous avons vu que deux modèles ont été proposés jusqu'à présent dans la littérature pour étudier les interactions entre le plasma d'arc et les vapeurs anodiques. Si les résultats fournis par ces deux modèles s'accordent sur le fait qu'une ionisation rapide des vapeurs anodiques se produit à proximité de l'anode, les deux modèles utilisent une approche différente pour traiter les ions issus de l'ionisation des vapeurs anodiques. D'après Schade et Shmelev [2004], les ions anodiques se relaxent « instantanément » avec les ions issus de la cathode, alors que Londer et Ulyanov [1999,2001] traitent les deux espèces ioniques comme deux fluides distincts avec des comportements différents.

Afin de mieux comprendre le comportement des vapeurs anodiques et de vérifier la validité de l'approximation d'une relaxation immédiate entre les ions cathodiques et anodiques, nous présentons dans la section suivante une analyse comparative des libres parcours moyens relatifs aux différentes collisions subies par les particules de vapeur. Nous nous intéressons tout d'abord à l'évolution des particules neutres de vapeur, puis à l'évolution des ions issus de l'ionisation de ces dernières.

Lorsqu'une particule neutre est produite par évaporation à la surface de l'anode, elle est susceptible d'entrer en collision non seulement avec les électrons et les ions provenant de la cathode, mais également avec d'autres particules neutres évaporées. Les interactions que nous allons considérer ici sont listées ci-dessous:

- Collisions élastiques entre les particules neutres anodiques
- Collisions élastiques entre les particules neutres anodiques et les électrons
- Collisions élastiques entre les particules neutres anodiques et les ions cathodiques
- Ionisation des particules neutres anodiques par choc électronique
- Ionisation des particules neutres anodiques par échange de charge avec un ion cathodique
- Collisions élastiques entre les ions anodiques
- Collisions élastiques entre les ions anodiques et les ions cathodiques
- Collisions élastiques entre les ions anodiques et les électrons

Nous allons évaluer un ordre de grandeur des libres parcours moyens associés à chacune des interactions ci-dessus pour des valeurs typiques des paramètres du plasma cathodique (tirées de la littérature) et une large gamme de valeurs de la température de surface de l'anode. Les expressions des différents libres parcours moyens considérés sont détaillées dans l'annexe A.

Sachant que l'évaporation au niveau de l'anode se produit pour de très forts courants, nous allons utiliser des valeurs des paramètres du plasma cathodique représentatifs de ce cas de figure. Nous avons retenu les valeurs suivantes :

- densité électronique : $n_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ [Schade et Shmelev, 2003]
- température électronique : $T_e = 3 \text{ eV}$ [Schade et Shmelev, 2003]
- température ionique : $T_i = 5 \text{ eV}$ [Schellekens, 1983]
- vitesse ionique : $v_i = 500 \text{ m/s}$ [Schellekens, 1983]

En première approximation, nous supposons que les particules anodiques (neutres, ions) ne disposent pas de vitesse de dérive, mais uniquement d'une vitesse thermique correspondant à la température de surface de l'anode (T_{surf}). Les pressions partielles des particules anodiques (neutres, ions) sont prises égales à la pression de vapeur saturante à la température T_{surf} , à partir de laquelle on déduit la densité des particules. Deuxièmement, compte tenu du fait que l'énergie thermique des ions cathodiques est nettement supérieure à leur énergie cinétique, nous négligeons cette dernière.

Sur la base des données et des hypothèses ci-dessus, une évaluation des différents libres parcours moyens, a été faite pour des températures de la surface de l'anode comprises entre 1700 K et 2200 K (figures 2.14 et 2.15). On constate sur la figure 2.14 qu'aux faibles températures de la surface de l'anode ($T_{\text{surf}} < 1800 \text{ K}$), les particules de vapeur anodique interagissent avec toutes les autres espèces de particules à l'intérieur de la couche de Knudsen (région de relaxation des particules de vapeur adjacente à l'anode qui s'étend sur une distance ayant pour ordre de grandeur le libre parcours moyen associé aux collisions élastiques entre particules de vapeur). Pour des températures plus élevées ($T_{\text{surf}} > 1800 \text{ K}$), le libre parcours moyen d'ionisation par choc électronique devient très grand devant l'épaisseur de la couche de Knudsen. Dans la plage de température étudiée, les collisions les plus fréquentes sont les collisions élastiques des particules de vapeur avec les électrons et les collisions d'ionisation par échange de charge. La figure 2.14 suggère aussi que pour une dimension typique du système de l'ordre de 1 cm (cas des arcs de disjoncteur) les particules de vapeur anodique sont très rapidement complètement ionisées à proximité immédiate de la surface de l'anode. Ce résultat confirme les résultats de simulation obtenus dans la littérature.

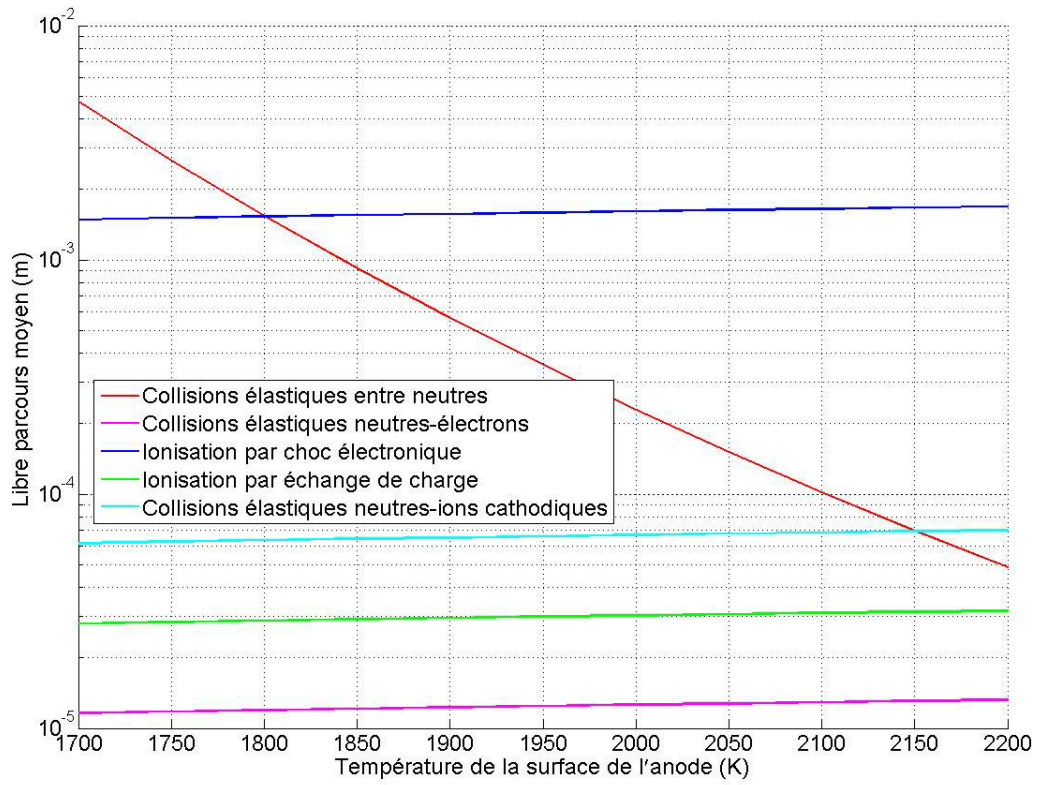


Figure 2.14 Comparaison des libres parcours moyens relatifs aux collisions subies par les particules de vapeur anodique.

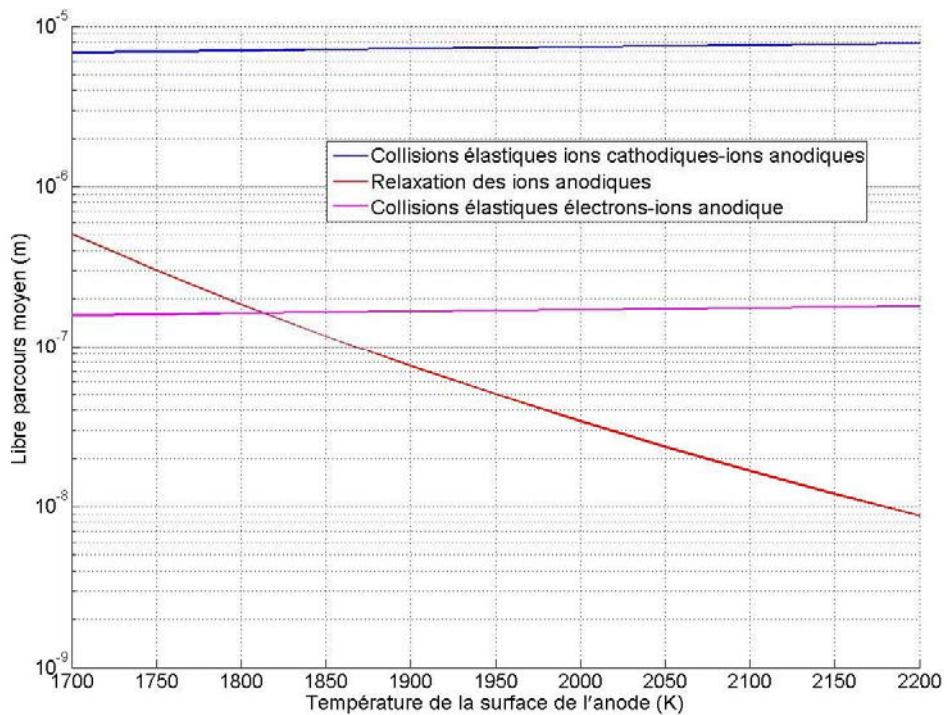


Figure 2.15 Comparaison des libres parcours moyens relatifs aux collisions élastiques ions anodiques-ions anodiques, ions anodiques-électrons et ions anodiques-ions cathodiques.

Sur la figure 2.15, on peut constater que la relaxation de la population d'ions anodiques vers un état d'équilibre s'effectue sur une distance très faible (inférieure à 10^{-6} m). Pour des températures de la surface de l'anode supérieures à environ 1800 K, cette relaxation se produit avant que les ions anodiques interagissent avec les électrons et les ions issus de la cathode. Par ailleurs, on peut noter que le libre parcours moyen relatif à la relaxation des ions anodiques avec les ions cathodiques est très faible (de l'ordre de 10^{-5} m). Par conséquent, l'hypothèse de Schade et Shmelev [2004], selon laquelle la relaxation entre les ions anodiques et les ions cathodiques est « instantanée », semble légitime.

2.3 Synthèse

La plupart des travaux de modélisation d'un arc électrique sous vide présentés dans la littérature se concentrent sur la description de l'écoulement du plasma au sein de la région d'écoulement hydrodynamique, et étudient en particulier l'effet d'un champ magnétique axial extérieur. La modélisation mise en œuvre pour décrire cette région est basée sur une approche magnétohydrodynamique, généralement à 2 fluides (faisant intervenir la résolution conjointe des équations de transports couplées régissant les écoulements des ions et des électrons du plasma, et des équations électromagnétiques de Maxwell), en considérant une géométrie bidimensionnelle axisymétrique. Les équations des modèles sont souvent simplifiées en utilisant le fait que les termes d'inertie dans les équations de transport des électrons et les termes de transferts visqueux relatifs aux ions et aux électrons sont négligeables. Une hypothèse couramment formulée consiste à négliger les échanges par rayonnement. Les conditions aux limites imposées du côté cathodique sont le plus souvent définies à partir de valeurs des paramètres du plasma tirées de la littérature. A noter que la spécification de ces conditions aux limites est rendue difficile par le fait que les mécanismes de génération du plasma au niveau d'un spot restent encore mal compris. Du côté anodique, les modèles traitent la plupart du temps l'anode comme un collecteur passif du courant en prenant en compte de manière simplifiée la présence d'une gaine anodique. Seuls deux groupes d'auteurs (Schade et Shmelev, Londer et Ul'yanov) ont modélisé l'effet sur le comportement du plasma des particules de vapeur émise à l'anode aux fortes intensités du courant. Les travaux de ces deux groupes font apparaître que le flux de vapeurs anodiques est totalement ionisé à proximité immédiate de la surface de l'anode.

Chapitre 3 - Caractérisation expérimentale de l'arc sous vide

De nombreux auteurs ont analysé expérimentalement le comportement de l'arc dans un disjoncteur à vide (par exemple [Schellekens, 1983; Yanabu et al., 1985; Dullni et al., 1989; Steinke et Lindmayer, 2005]). Une campagne d'expériences a également été réalisée au cours de la présente étude, au sein du laboratoire d'essais de puissance de Schneider Electric. Pour cela, une maquette expérimentale spécifique de disjoncteur AMF permettant de découpler le champ magnétique axial imposé du courant d'arc a été mise au point.

Notre objectif principal est d'étudier l'influence d'un champ magnétique axial externe sur le régime de fonctionnement de l'arc, le comportement collectif des spots et la zone d'accrochage anodique, afin de comparer à terme ces observations aux résultats du code de simulation développé dans le cadre de ce travail de thèse. Précisons que cette campagne d'expériences ayant été menée au cours du dernier semestre de la thèse, seul un dépouillement préliminaire des mesures effectuées est présenté dans ce chapitre.

3.1 Structure de la maquette expérimentale de disjoncteur

Les essais de coupure sous vide ont été menés sur une maquette expérimentale conçue et mise en place spécifiquement pour les besoins de ce travail de thèse, dans le cadre d'un stage d'élève-ingénieur de l'Institut National des Sciences Appliquées de Strasbourg [Guittet, 2009]. Cette maquette permet de reproduire des conditions d'établissement de l'arc sous vide, comparables à celles obtenues dans un disjoncteur industriel réel (courant d'arc, vitesse de déplacement des contacts, vide dans l'enceinte...).

Le cahier des charges pour cette maquette comportait deux points principaux : d'une part une bonne accessibilité optique pour visualiser l'arc et effectuer des mesures physiques, et d'autre part un dispositif permettant de générer le champ magnétique axial de manière découplée du courant d'arc afin de réaliser une campagne d'essais avec une variation indépendante de ces deux paramètres.

La maquette d'essai (voir figure 3.1) peut être décomposée en 7 parties :

- une enceinte sous vide et son groupe de pompage,
- une paire de contacts électriques qui vont se séparer lors du court-circuit,
- un actionneur pneumatique permettant la séparation des contacts,
- une bobine de Helmholtz, pour générer le champ magnétique AMF,
- deux alimentations électriques (circuits LC) permettant de générer des courants de court-circuit pour créer l'arc électrique et alimenter la bobine de Helmholtz,
- un pyromètre monochromatique pour mesurer la température des contacts,
- deux caméras rapides pour filmer l'arc électrique.

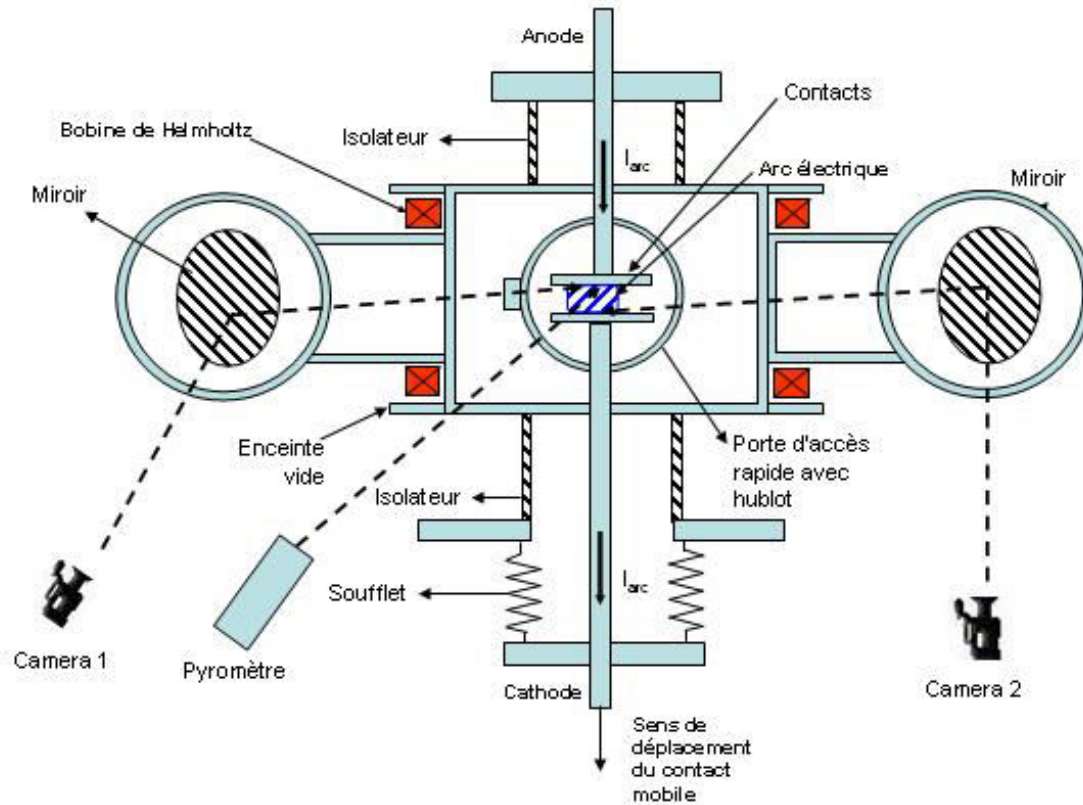


Figure 3.1 Maquette d'essai.

Enceinte sous vide et système de pompage

Le cœur de la maquette est une enceinte sous vide composée d'une croix en inox sur laquelle est reliée l'ensemble des éléments : traversées électriques et mécaniques (avec soufflets d'étanchéité), isolateurs céramiques, hublots, périscopes, et enfin le système de pompage. Les deux contacts électriques sont contenus dans cette enceinte. Deux isolateurs céramiques sont montés en haut et en bas de la partie principale de l'enceinte afin de garder celle-ci à un potentiel flottant. Une ouverture frontale équipée d'un hublot a été mise en place pour permettre de changer facilement les contacts.

Un groupe de pompage est utilisé pour diminuer la pression à l'intérieur de l'enceinte jusqu'à l'obtention d'un vide secondaire (de l'ordre de 0,1 à 1 Pa). Ce groupe de pompage est composé d'une pompe classique à palettes et d'une pompe turbo-moléculaire.

Contacts électriques et dispositif de déplacement des contacts

Les contacts électriques de la maquette de disjoncteur sont, soit usinés dans du cuivre pur, soit réalisés avec un pseudo alliage Cuivre-Chrome (CuCr 75%/25%). Leur rayon est égal à 2,2 cm. Ils sont montés sur deux supports (tiges cylindriques) dont l'un est fixe et l'autre mobile, relié au mécanisme pneumatique. La fermeture et l'ouverture des contacts sont réalisés par un actionneur pneumatique. La vitesse de séparation est d'environ 1 m.s^{-1} , comparable à celle d'un disjoncteur réel (distance interélectrode de 1 cm pour un temps d'ouverture de 10 ms). Pour atteindre cette vitesse d'ouverture relativement rapide, un dispositif spécifique a été mis en place. Il fonctionne de la façon suivante : avant les essais, on ferme les contacts avec un

vérin pneumatique jusqu'à détection de la position fermée. Ensuite, on inverse la poussée du vérin, ce qui va tendre à ouvrir les contacts, qui restent pourtant fermés grâce à la présence d'une butée sur l'axe du vérin. Quand l'automate envoie le signal d'ouverture (synchronisé avec le déclenchement du courant de court-circuit), un actionneur électromécanique vient libérer la butée mécanique et sépare ainsi les deux contacts de façon rapide. La mesure du déplacement de l'électrode mobile est effectuée à l'aide d'un potentiomètre linéaire relié au support du contact mobile.

Accessibilité optique

L'enceinte sous vide en inox est munie de deux périscoopes (voir figure 3.1). En effet, pendant la phase d'arc d'une coupure à fort courant, une forte évaporation et une projection de gouttelettes de métal se produisent à la surface des contacts, et provoquent un dépôt opaque sur la surface intérieure de l'enceinte et sur tout hublot en vis-à-vis direct. Pour se prémunir contre ce phénomène, des périscoopes équipés d'un miroir sont intercalés entre l'arc et le hublot. Le dépôt métallique est généralement assez uniforme (hormis quelques gouttelettes), et ne dégrade pas la réflexion de l'image par le miroir.

Bobines de Helmholtz et génération du champ AMF

Les bobines de Helmholtz, dont la structure de base est montrée sur la figure 3.2 et l'installation sur la maquette représentée sur la figure 3.3, sont deux bobines circulaires de même rayon. Ce dispositif permet de créer un champ magnétique relativement uniforme en son centre (point C sur la figure 3.2) dans le sens de l'axe.

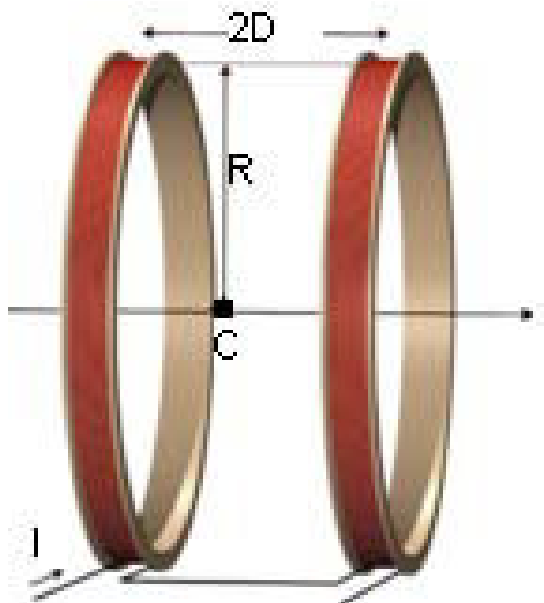


Figure 3.2 Schéma représentant les bobines de Helmholtz.



Figure 3.3 Montage des bobines de Helmholtz sur la maquette.

Le champ magnétique créé au centre est donné approximativement par l'expression :

$$B = \frac{\mu_r \mu_0 n I R_{\text{Helm}}^2}{(R_{\text{Helm}}^2 + D_{\text{Helm}}^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{Eq. 3.1})$$

avec μ_r la perméabilité magnétique relative (sans dimension) et n le nombre de spires.

Dans ce travail, nous avons utilisé des bobines composées de 8 spires de rayon $R_{\text{Helm}} = 10$ cm. Les bobines sont séparées par une distance $2D_{\text{Helm}} = 20$ cm et alimentées par un courant sinusoïdal de période 12 ms, synchronisé avec le courant d'arc. L'enceinte sous vide est constituée d'acier inox amagnétique ($\mu_r=1$). Notons que l'ensemble de ces données permet de conclure que le champ magnétique généré par les bobines n'est pas écranté par l'enceinte.

Diagnosics optiques

Pour le diagnostic de l'arc sous vide, deux caméras ultra-rapides PHANTOM V7.1 sont mises en place (figure 3.4). Par un bon positionnement, la première est capable de filmer la totalité de l'espace interélectrode et la surface de l'anode, alors que la seconde peut fournir des images de l'espace interélectrode et de la surface de la cathode. La caméra du côté anode est munie d'un objectif de 180 mm et celle du côté cathode dispose d'un objectif de 105 mm. Une série d'atténuateurs est également disponible afin d'ajuster l'intensité lumineuse en fonction de la sensibilité du capteur de la caméra, pour éviter toute surexposition. Durant les essais, les deux caméras rapides ont été utilisées avec une résolution d'images de 640x264 pixels; et une vitesse d'acquisition de 12012 images/seconde.

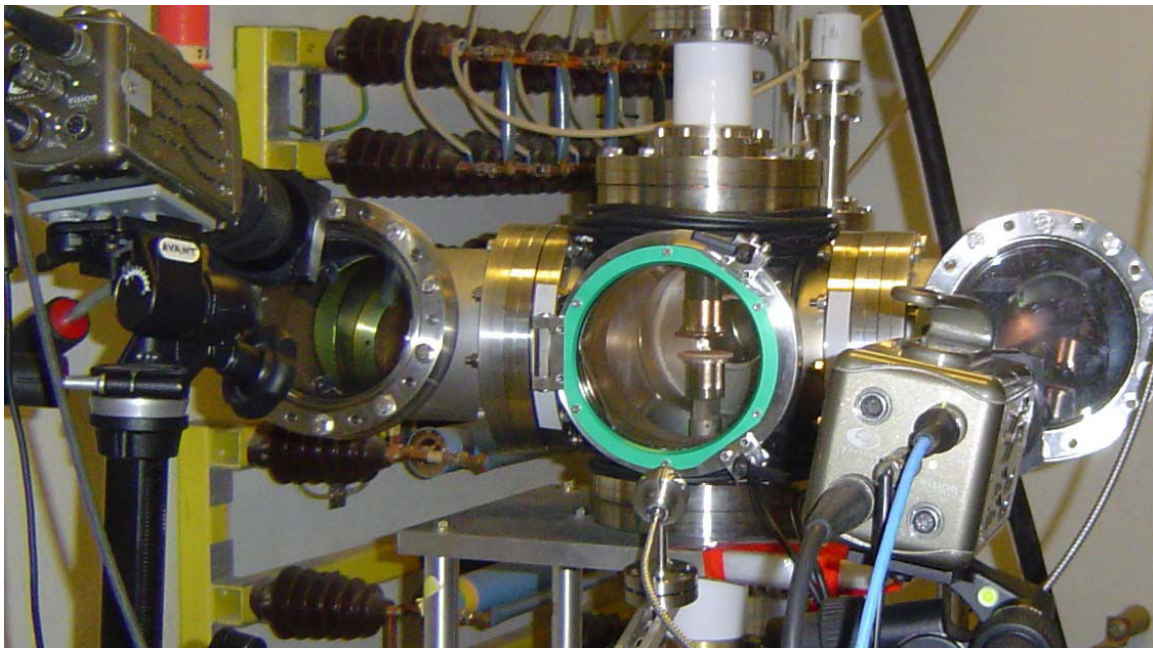


Figure 3.4 Photographie de l'enceinte sous vide.

Un pyromètre monochromatique KLEBER 740-LO mesure le rayonnement infrarouge issu de la surface de l'anode (dans l'intervalle spectral 2,2-2,4 μm) et permet d'estimer sa température. Pour des raisons d'accessibilité optique (et d'angle de visée, que l'on souhaite le moins tangent possible à la surface du contact), le pyromètre est placé devant un hublot central non muni de périscope (voir figure 3.4), avec une visée directe sur le centre de la surface de l'anode. Dans cette configuration, pour éviter le dépôt métallique évoqué précédemment, ce hublot est protégé par une seconde vitre en verre, nettoyée ou changée fréquemment afin de conserver sa transparence.

Alimentation électrique

L'alimentation électrique de la maquette est réalisée avec deux circuits de type LC couplés qui génèrent les courants de court-circuit. Dans les deux cas, la résistance R est très faible et correspond à celle des jeux de barre et des câbles utilisés pour connecter la maquette d'essais. Le schéma du circuit électrique est présenté sur la figure 3.5.

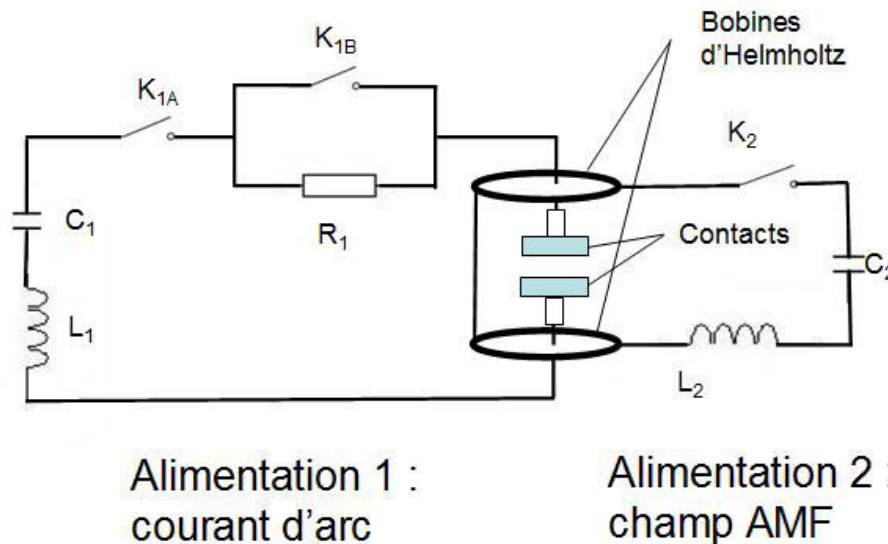


Figure 3.5 Circuit de puissance.

- ❖ Le premier circuit L_1C_1 (dont la fréquence est réglée à 50 Hz) génère le courant de court-circuit pour créer l'arc électrique entre les contacts. Nous utilisons une station d'essais synthétiques de court-circuit présente au laboratoire VOLTA de Schneider Electric. Le circuit capacitif basse tension est utilisé, et permet de générer des courants crêtes de court-circuit de 30 kA environ. La tension de charge des capacités est d'environ 1000 V (elle dépend bien sûr du courant de court-circuit souhaité).
- ❖ Le second circuit L_2C_2 permet d'alimenter la bobine de Helmholtz et générer le champ AMF. Cette alimentation est constituée d'un ensemble de capacités en parallèle, reliées à une inductance en série. Elle permet de générer une onde de courant sinusoïdale amortie, dont la valeur crête peut atteindre 10 kA. La fermeture du circuit est réalisée par un thyristor. La tension de charge des capacités est d'environ 400 V (elle dépend du courant de court-circuit souhaité).

Les fonctions des thyristors K_{1A} , K_{1B} , K_2 et de la résistance R_1 sont liées à la synchronisation des déclenchements des alimentations, de l'initiation de l'arc et de l'ouverture des contacts. Elles sont décrites précisément ci-dessous.

La tension d'arc est mesurée à l'aide d'un diviseur de tension. Les deux courants de court-circuit sont mesurés par des bobines de Rogowski avec circuits intégrateurs. Ces données, ainsi que le déplacement des contacts et le signal du pyromètre, sont enregistrées sur un oscilloscope.

Il est important de rappeler que, dans un disjoncteur industriel réel, l'alimentation de la bobine de Helmholtz est réalisée avec le courant d'arc lui-même. Les électrodes sont usinées

de façon à ce que le courant de court-circuit parcourt de façon azimutale les spires intégrées aux contacts et crée un champ magnétique axial induit. Par conséquent, les valeurs du champ magnétique axial et du courant d'arc ne sont pas découplées dans un disjoncteur réel. L'originalité de cette campagne d'essais est donc, à l'aide de ces deux alimentations, d'étudier l'effet du champ magnétique sur le comportement de l'arc.

La synchronisation du courant d'arc et de l'ouverture de la maquette est faite de manière particulière, telle que présentée sur la figure 3.6 :

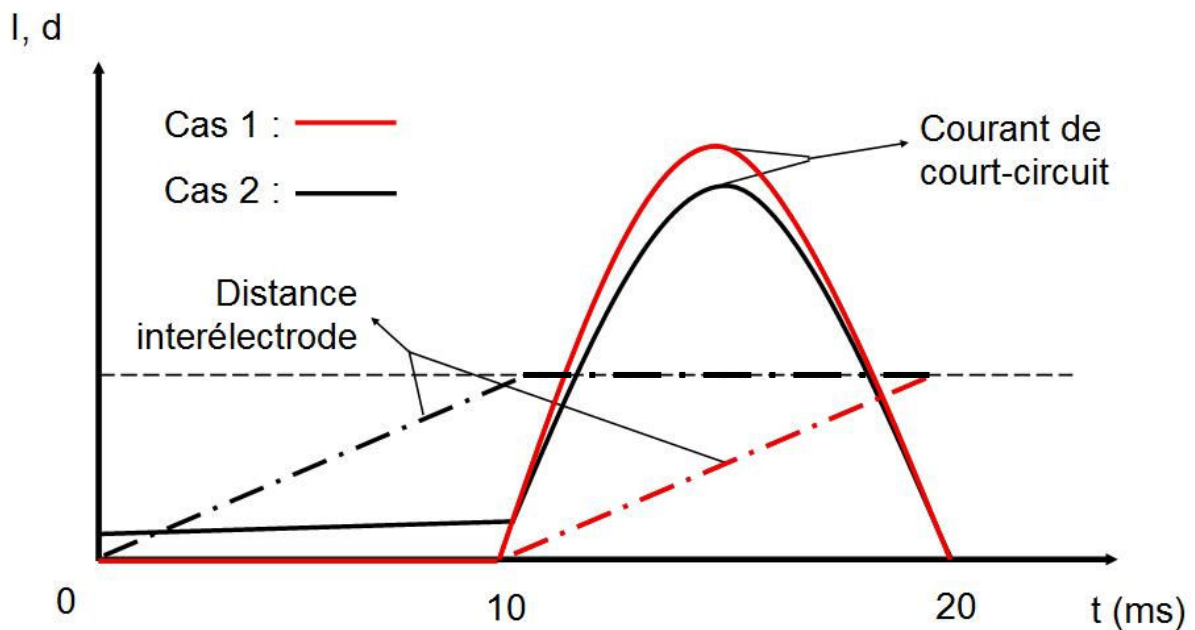


Figure 3.6 Synchronisation de l'ouverture des contacts et de l'initiation du courant d'arc.

- ❖ La méthode la plus simple serait de synchroniser la fermeture des deux circuits de puissance (soit K_{1A} et K_2 , dans ce cas, K_{1B} et R_1 ne sont pas nécessaires) juste avant l'instant effectif de séparation des contacts (cas 1 sur la figure 3.6). Cependant, avec cette technique, la distance interélectrode est très faible à l'atteinte du pic du courant. En effet, avec une vitesse d'ouverture de 1 m.s^{-1} , nous avons besoin d'environ 10 ms pour ouvrir les contacts à la distance maximum, soit la durée totale de la demi-période de notre alimentation de courant d'arc.
- ❖ Pour pouvoir mieux contrôler la distance interélectrode à l'instant du pic de courant, nous avons adopté une technique inspirée de celle utilisée par [Yanabu et al., 1985], et basée sur l'ajout au circuit des éléments K_{1B} et R_1 . A la séparation des contacts, seul un faible courant est envoyé pour permettre à l'arc de s'établir (seul K_{1A} est fermé). Après environ 10 ms, en fermant les thyristors K_{1B} et K_2 la totalité du courant d'arc est envoyée et le champ AMF est initié. Nous pouvons ainsi visualiser correctement le comportement de l'arc pendant une demi-période de la sinusoïde, avec une distance de séparation des contacts importante (1 cm) et constante (cas 2 de la figure 3.6).

3.2 Présentation et discussion des résultats

Les campagnes d'expériences réalisées sur l'installation décrite dans la section précédente se sont déroulées sur une période de deux semaines. Ces campagnes ont nécessité ma participation active aux côtés de Michaël Guittet, élève-ingénieur stagiaire, et de Stéphane Dye, technicien à Schneider Electric. Un total de 54 expériences a été effectué au cours de ces campagnes. Les paramètres de ces expériences sont les suivants :

- Deux séries d'essais ont été réalisées : la première avec des contacts en cuivre pur et la seconde (pour les valeurs de courant les plus élevées) avec des contacts en alliage cuivre-chrome (cas d'un disjoncteur réel).
- L'intensité du courant d'arc crête est comprise entre 1 et 20 kA.
- L'intensité du champ magnétique axial AMF est comprise entre 0 et 12,5 mT/kA.

La figure 3.7 montre les configurations testées (une par point sur la figure), en fonction des valeurs crêtes des intensités du courant d'arc et du champ magnétique axial.

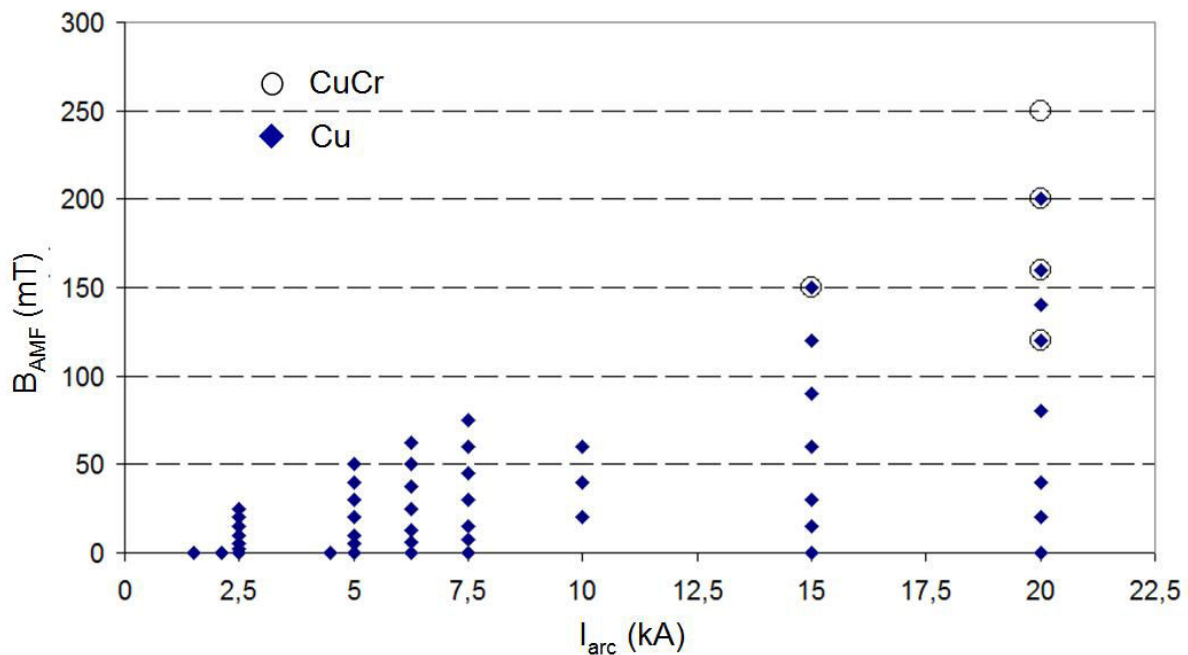


Figure 3.7 Récapitulatif des expériences réalisées.

Dans la suite de ce document, nous allons principalement présenter les résultats des expériences réalisées avec des électrodes en cuivre.

3.2.1 Mesures électriques

La figure 3.8 présente un exemple des données enregistrées par l'oscilloscope pour un essai de coupure avec un courant d'arc de 20 kA.

- I_{arc} : l'intensité du courant d'arc,

- I_{bob} : l'intensité du courant dans les bobines de Helmholtz servant à générer le champ AMF,
- U_{arc} : la tension d'arc,
- U_{depl} : la tension relative à la mesure du déplacement des contacts,
- U_{pyro} : la tension relative à la mesure pyrométrique.

La tension d'arc est plutôt instable au début de la phase d'arc et sensiblement plus régulière pendant la phase où le courant de coupure est relativement élevé. Au pic de courant, sa valeur est de l'ordre de 80 V.

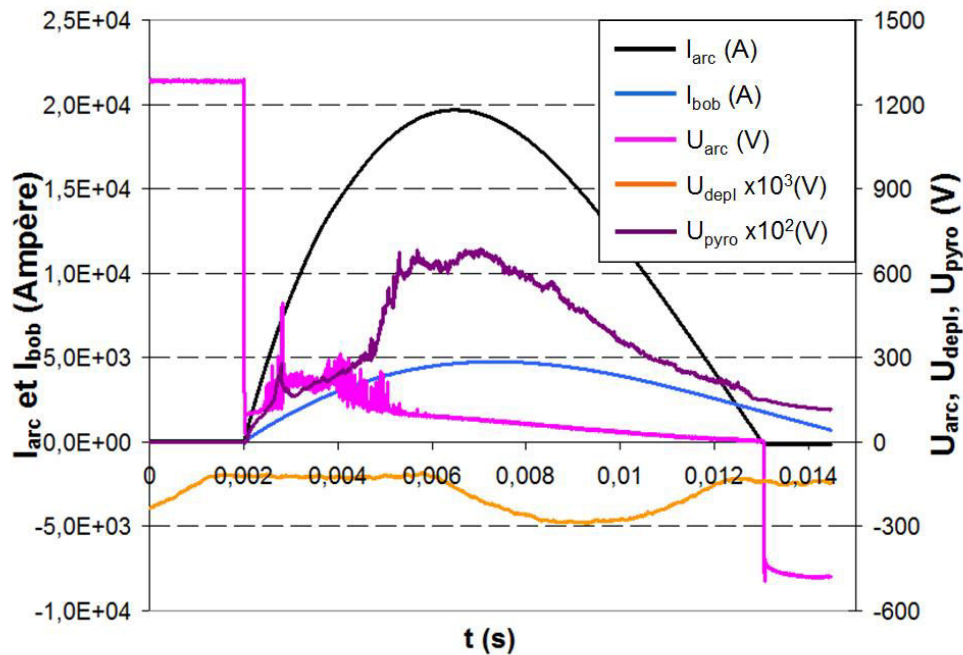


Figure 3.8 Enregistrement de l'oscilloscope pour $I_{\text{arc, crête}} = 19,66 \text{ kA}$, $B_{\text{AMF}} = 165 \text{ mT}$, matière Cu.

Le courant dans les bobines de Helmholtz est synchronisé correctement avec le courant d'arc. L'intensité maximale du courant dans les bobines crée théoriquement une induction magnétique de 165 mT. De plus, nous pouvons également remarquer que l'intensité maximale du courant d'arc est égale à 19,66 kA au lieu de la valeur visée de 20 kA. Pour une étude quantitative fine des phénomènes, il est nécessaire de relever avec soin ces données.

Durant la phase d'arc, les contacts sont ouverts et la position du contact mobile est relativement stable hormis quelques rebonds. La forte variation de la tension de sortie du pyromètre (qui est liée à la température de la surface de l'anode par l'équation (3.2) donnée page 41) indique une variation importante de la température de la surface de l'anode. On observe que l'évolution de la température suit relativement bien celle de l'intensité du courant de coupure.

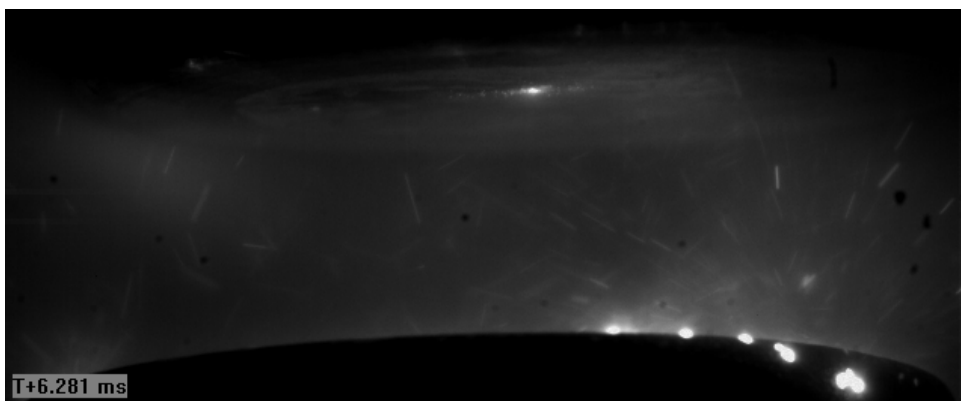
3.2.2 Visualisations de l'arc

Le comportement de l'arc électrique est filmé par les deux caméras ultra-rapides. Les résultats présentés ici ont été obtenus avec des valeurs de l'indice d'ouverture du diaphragme (N) de l'objectif comprises entre 11 et 22, et en utilisant des filtres d'atténuation de l'intensité lumineuse, d'indice compris entre 0,1 % et 10 % selon les essais. Le choix d'une ouverture de diaphragme et d'un filtre approprié n'est pas trivial, la plage d'intensité lumineuse émise par l'arc étant très large en fonction des conditions d'essais. La caméra ne doit jamais être saturée pour pouvoir exploiter correctement les images. Les valeurs des indices d'ouverture du diaphragme et du filtre utilisées sont indiquées par la suite entre parenthèses dans la légende de l'image.

D'une manière générale, à faible intensité du courant d'arc, l'arc adopte un mode de fonctionnement diffus. L'espace interélectrode est alors occupé uniformément par un plasma peu lumineux. A la surface de la cathode, plusieurs spots cathodiques très lumineux génèrent la matière qui maintient le plasma. Alors que l'anode est essentiellement passive en régime diffus (aucune émission lumineuse n'est observée à la surface de l'anode), l'anode joue un rôle de plus en plus actif lorsque le courant d'arc augmente, comme illustré sur les figures 3.9 et 3.10.



(a) Vue sur la surface de la cathode (N=11 – filtre 1%).



(b) Vue sur la surface de l'anode (N=11 – filtre 1%).

Figure 3.9 Images de l'arc pour $I_{\text{arc}} = 5 \text{ kA}$ et $B_{\text{AMF}} = 0 \text{ mT}$. Le rayon des électrodes est égal à 2,2 cm.

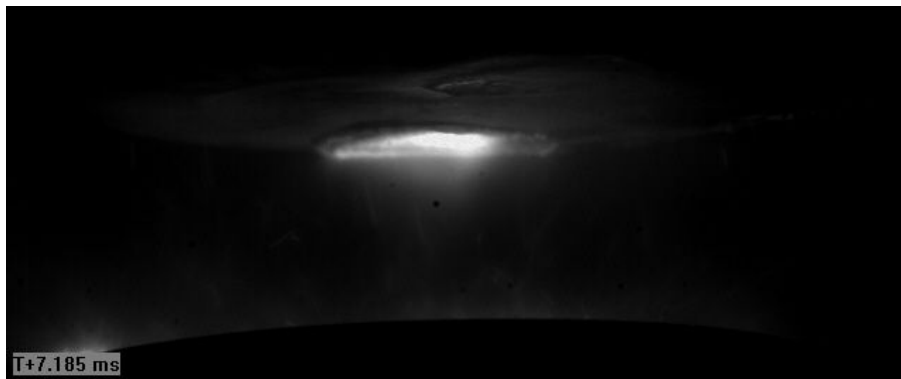
Les images présentées sur la figure 3.9 montrent l'arc à l'instant correspondant au pic d'intensité du courant, pour un courant d'arc de 5 kA et sans champ B_{AMF} , du côté de la

cathode (a) et de l'anode (b). On remarque sur l'image (b) l'apparition d'un point lumineux, qui correspond très probablement à une structure appelée « footpoint » dans la littérature [Boxman et al., 1995] (les structures de type « footpoint » sont caractéristiques d'un régime de fonctionnement de l'arc intermédiaire entre un régime sans spot anodique et avec spot anodique).

A fort courant de coupure et pour des intensités du champ magnétique axial externe nulles ou faibles, un spot anodique très lumineux est présent à la surface de l'anode. La figure 3.10 montre un tel cas de figure issu d'une expérience réalisée pour une intensité du courant d'arc de 6,93 kA et en l'absence de champ B_{AMF} .



(a) Vue sur la surface de la cathode (N=16 – filtre 0,5%).



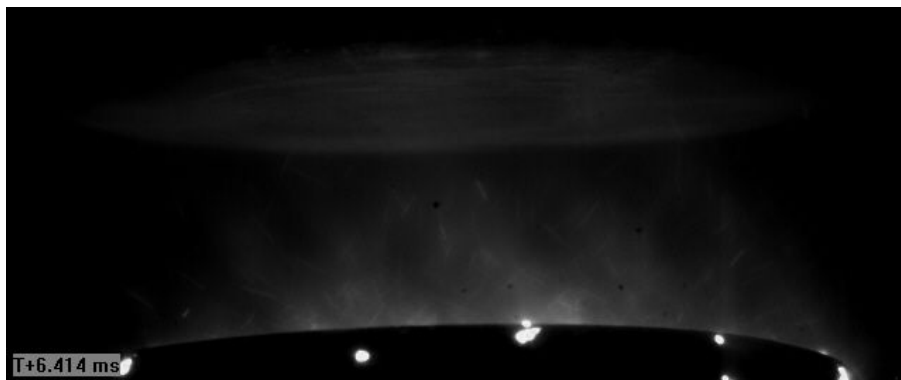
(b) Vue sur la surface de l'anode (N=16 – filtre 1%).

Figure 3.10 Images de l'arc pour $I_{arc} = 6,93$ kA et $B_{AMF} = 0$ mT. Le rayon des électrodes est égal à 2,2 cm.

Lorsque nous augmentons l'intensité du champ magnétique axial appliqué à l'arc (cf. figure 3.11, correspondant à un champ AMF de 45 mT et à une intensité de 7,64 kA, soit une intensité très proche de celle de l'arc présenté sur la figure 3.10), le spot anodique disparaît.



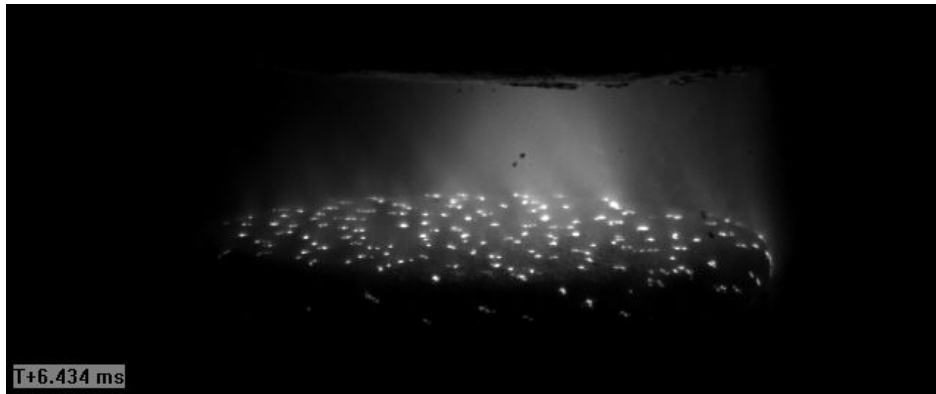
(a) Vue sur la surface de la cathode (N=16 – filtre 0,5%).



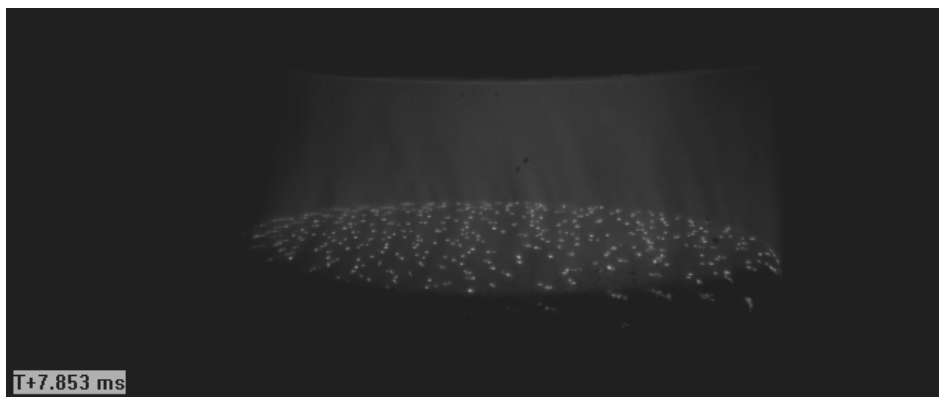
(b) Vue sur la surface de l'anode (N=16 – filtre 1%).

Figure 3.11 Images de l'arc pour $I_{\text{arc}} = 7,64 \text{ kA}$ et $B_{\text{AMF}} = 45 \text{ mT}$. Le rayon des électrodes est égal à 2,2 cm.

Comme indiqué précédemment, quelques essais ont également été effectués avec des électrodes en cuivre-chrome. La figure 3.12 montre une comparaison de la structure de l'arc sur des contacts en CuCr avec celle observée avec des contacts en Cu. Les images présentées ont été obtenues avec les mêmes paramètres d'enregistrement de la caméra et pour des conditions opératoires identiques (intensité du courant d'arc d'environ 20 kA, intensité du champ AMF d'environ 160 mT). Nous pouvons constater que l'arc généré sur les électrodes en cuivre est beaucoup plus lumineux que l'arc généré sur les électrodes en cuivre-chrome. Etant donné que les filtres et les indices d'ouverture du diaphragme sont identiques dans les deux cas, ceci indique que l'énergie dissipée par rayonnement est sensiblement plus faible pour un arc généré sur les électrodes en cuivre-chrome. Ceci pourrait être le signe que le plasma est moins dense dans ce dernier cas. Nous pouvons également constater que la luminosité de l'arc est moins uniforme dans le cas du cuivre pur, la luminosité de l'arc (et donc probablement la densité du plasma) étant plus forte dans la région centrale de la décharge. Une dernière remarque est que le nombre de spots cathodiques est nettement supérieur sur l'image (b) que sur l'image (a). Compte tenu du fait que les intensités du courant sont presque identiques, ceci nous laisse penser que les spots cathodiques sur la surface de CuCr fournissent un courant inférieur à ceux sur la surface de Cu. Enfin, visuellement, les spots cathodiques sur le contact en CuCr semblent être plus petits que ceux sur le contact en Cu.



(a) Vue sur la surface de la cathode en cuivre pur
 $I_{\text{arc}} = 19,65 \text{ kA}$, $B_{\text{AMF}} = 164,79 \text{ mT}$ ($N=22$ – filtre 0,5%).



(b) Vue sur la surface de la cathode en alliage CuCr
 $I_{\text{arc}} = 19,86 \text{ kA}$, $B_{\text{AMF}} = 165,85 \text{ mT}$ ($N=22$ – filtre 0,5%).

Figure 3.12 Comparaison des arcs produits avec des électrodes en Cu et en CuCr.
 Le rayon des électrodes est égal à 2,2 cm.

La figure 3.13 récapitule l'ensemble des comportements de l'arc électrique observés durant nos essais. Ils sont classifiés en deux catégories selon que l'arc s'établit avec ou sans l'apparition d'un spot anodique (ou d'un « footpoint »). Sans surprise, il est observé que lorsque l'intensité du courant d'arc augmente, l'arc tend à adopter un mode de fonctionnement avec la présence d'un spot anodique (ou d'un « footpoint »). Lorsqu'on applique à cet arc un champ magnétique axial externe suffisamment intense, l'arc repasse dans un mode de fonctionnement diffus et le spot anodique/« footpoint » disparaît. Plus précisément, nous pouvons constater l'absence de spots anodiques pour un rapport des intensités du champ AMF et du courant d'arc $B_{\text{AMF}}/I_{\text{arc}}$ supérieur à 6 mT/kA. En l'absence de champ AMF, l'anode devient active (présence d'un « footpoint » ou d'un spot anodique) pour des intensités du courant d'arc supérieures à 4,5 kA.

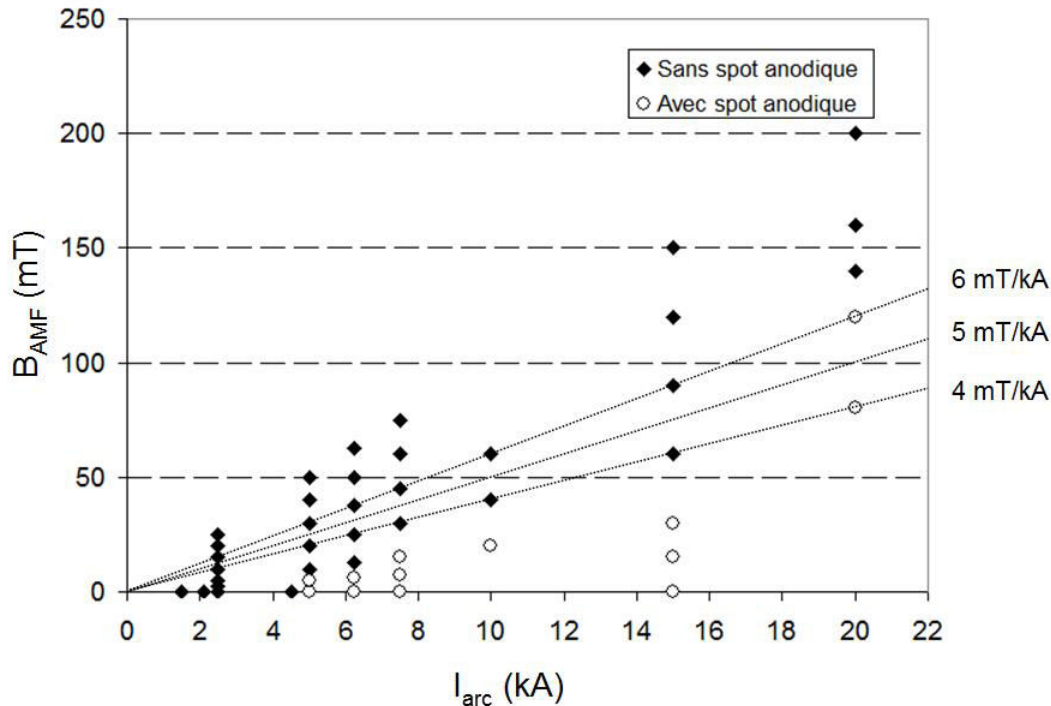


Figure 3.13 Synthèse des comportements de l'arc observés lors des essais réalisés avec des électrodes en cuivre.

En conclusion, nous pouvons vérifier, comme cela est décrit dans la littérature, que l'application d'un champ magnétique axial externe permet de maintenir l'arc dans un mode sans spot anodique (mode le plus favorable à la réussite de la coupure) sur une plage de courant plus étendue.

3.2.3 Mesures pyrométriques

Pour une interprétation complète des mesures pyrométriques réalisées avec le pyromètre monochromatique, il est nécessaire de connaître avec précision l'émissivité des matériaux que nous avons utilisés pour les contacts. Cette mesure peut se faire à l'aide d'un dispositif expérimental annexe (par exemple en plaçant les échantillons dans un four dont la température est connue). Dans notre cas, nous baserons notre interprétation sur une valeur d'émissivité trouvée dans la littérature. L'émissivité sur le boîtier du pyromètre a été réglée sur la valeur minimale autorisée soit 0,1. Cette valeur est proche de la valeur 0,06 donnée par [Watanabe et al., 2003] pour l'émissivité du cuivre pur non oxydé. Précisons que cette dernière valeur n'est valide en toute rigueur que pour un angle de visée normal à la surface, ce qui n'est pas le cas dans notre dispositif expérimental.

Dans ce travail, nous n'interpréterons donc pas finement les résultats de pyrométrie. Les résultats présentés doivent être considérés comme des ordres de grandeur, à interpréter comparativement les uns par rapport aux autres. La mesure fine de la température de l'anode sera l'objet d'une étude ultérieure réalisée à Schneider Electric.

Une autre difficulté liée aux mesures pyrométriques dans l'environnement de l'arc sous vide est la « perturbation » éventuelle du capteur infrarouge par la lumière émise par le plasma d'arc lui-même. Pour vérifier cet impact, le positionnement du pyromètre a été modifié,

durant quelques essais, de manière à ne viser que le plasma d'arc sous vide, et non plus la surface de l'anode. Le signal lu sur l'oscilloscope était alors négligeable, montrant la faible émission lumineuse de l'arc dans le domaine spectral du pyromètre. Cette observation tend à valider nos mesures. Cependant, nous n'avons pas pu vérifier ce résultat pour la zone de plasma très dense adjacente à l'anode, ce afin de déterminer si le rayonnement infrarouge émis à la surface de l'anode provient majoritairement de la surface échauffée ou de cette couche de plasma qui peut être très lumineuse selon les conditions (en présence d'un spot anodique). Ajoutons qu'une information supplémentaire quant à la perturbation de la mesure du pyromètre par l'émission du plasma aurait pu être obtenue en examinant le signal pyrométrique au moment de l'extinction de l'arc.

La documentation du pyromètre indique que, après ajustement de la valeur de l'émissivité, nous pouvons relier la température à la tension de sortie du pyromètre de la façon suivante :

$$T_{\text{surf}} (\text{K}) = 200U_{\text{pyro}} + 573 \quad (\text{Eq. 3.2})$$

(la plage de mesure de la température du pyromètre est de 573 à 2573 K, correspondant à des tensions de sortie de 0 à 10 V).

La figure 3.14 présente un récapitulatif des maxima de température atteints à la surface de l'anode pour l'ensemble des essais effectués avec des contacts en cuivre pur. Pour plus de clarté, les points de mesures ont été regroupés selon trois plages de valeurs de l'intensité du courant d'arc. Pour les essais correspondant à des courants d'arc compris entre 1 et 4,5 kA, les températures étant inférieures au seuil de détection du pyromètre, aucun point de mesure n'est présentés sur la figure 3.14.

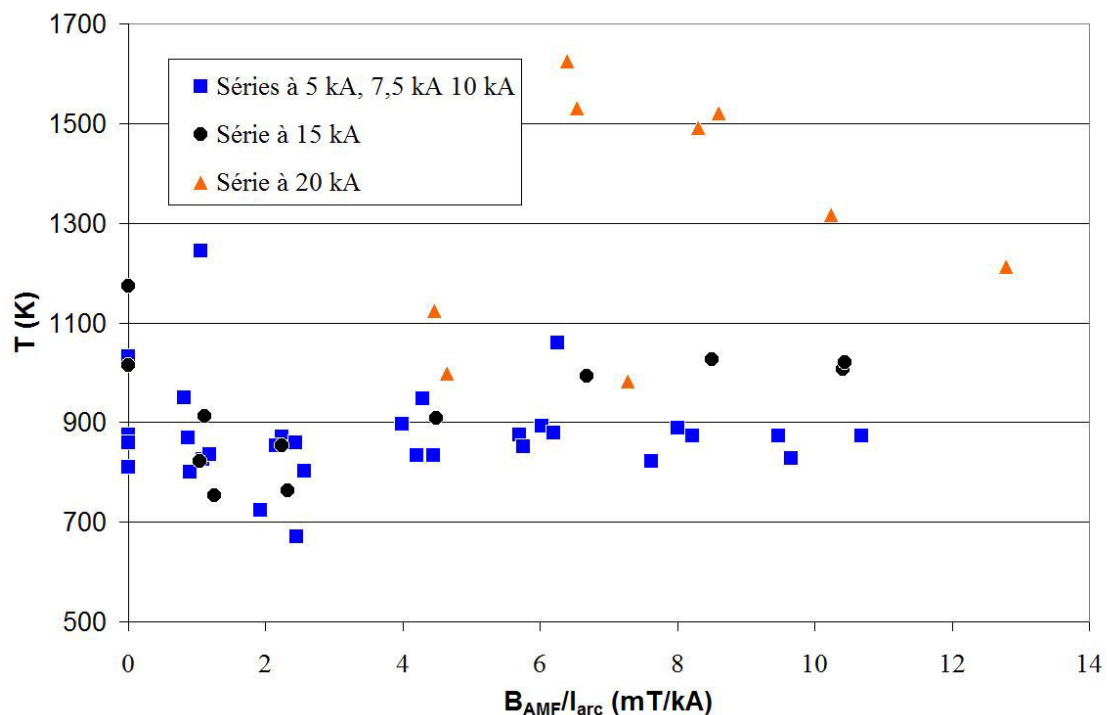


Figure 3.14 Température de la surface de l'anode, estimée à l'aide de la tension de sortie du pyromètre.

Etant donné la difficulté à quantifier l'incertitude associée à ces mesures pyrométriques, il est possible de dégager uniquement des conclusions qualitatives des évolutions de température observées. L'examen de cette figure appelle les principaux commentaires suivants :

- La plage des résultats semble réaliste, au vu des températures de fusion (1357 K) et d'ébullition (2835 K) du cuivre
- L'échauffement de l'anode s'accroît progressivement quand on augmente le courant. Un niveau de température très supérieur est observé en particulier pour les intensités du courant d'arc supérieures à 15 kA.
- Il semble se dégager une variation non monotone de la température avec B_{AMF}/I_{arc} lorsque le courant d'arc est élevé (20 kA).

3.3 Conclusion et apport pour les travaux de simulation

Dans ce chapitre, nous avons décrit globalement le déroulement de la campagne de mesures réalisées pour caractériser le comportement de l'arc sous vide dans un disjoncteur AMF et nous avons discuté certains résultats obtenus.

Premièrement, ces expériences nous ont permis d'observer l'arc électrique sous divers régimes, caractérisés par la présence ou non d'un spot anodique. Selon nos résultats, sur une électrode en cuivre de rayon 2,2 cm, aucun spot anodique n'est observé pour des intensités du courant de coupure inférieures à 4,5 kA. Au delà de cette valeur, l'application d'un champ magnétique axial externe permet de prévenir l'apparition d'un spot anodique. L'intensité du champ magnétique requise augmente avec l'intensité du courant d'arc. Pour les intensités du courant d'arc utilisées dans cette campagne de tests (pouvant atteindre 20 kA), nous observons qu'un rapport B_{AMF}/I_{arc} supérieur à 6 mT/kA garantit l'absence de spots anodiques. Une analyse préliminaire des mesures pyrométriques a révélé des valeurs de la température de la surface de l'anode réalistes et un effet sensible de l'intensité du courant d'arc sur cette température.

Cette campagne de tests nous a fourni une évolution globale du comportement de l'arc électrique sous vide et nous permettra, à terme, d'avoir un repère pour vérifier certains des résultats donnés par le modèle numérique développé dans le cadre de ce travail de thèse (notamment la prédiction des conditions sous lesquelles un fonctionnement de l'arc en régime diffus devient impossible et l'arc change de régime). Notons qu'en raison de difficultés de convergence numérique, une telle vérification n'a pas encore été entreprise car, comme cela sera expliqué dans la suite du présent manuscrit, le modèle mis au point ne permet pas à ce jour de simuler le comportement d'un arc sur des électrodes de rayon 2,2 cm, telles que celles utilisées lors de nos expériences. Enfin, une analyse plus fine des films vidéo réalisés permettrait par ailleurs d'estimer plus précisément la taille de la surface effective d'accrochage de l'arc à la cathode (et notamment son évolution en fonction du courant d'arc et du champ AMF), qui est une donnée d'entrée importante de la modélisation mise au point.

Chapitre 4 - Modèle hydrodynamique

Dans ce chapitre, nous allons décrire le modèle numérique développé au cours de ce travail de thèse. Ce modèle vise à décrire le comportement d'un arc électrique sous vide en régime diffus, en présence d'un champ magnétique axial externe. Le modèle s'intéresse plus particulièrement aux phénomènes régissant les écoulements des électrons et des ions et aux interactions entre ces deux espèces de particules. Il a pour but d'analyser l'influence de divers paramètres opératoires (tels que l'intensité du courant et l'intensité du champ magnétique axial externe) et de mettre en évidence, à terme, les phénomènes mis en cause lors de la transition du régime de fonctionnement de l'arc vers un régime de type concentré.

Ce chapitre commence par une présentation des phénomènes considérés et des hypothèses que nous avons posées. Ensuite, le système d'équations descriptif du plasma et ses conditions aux limites sont exposés. Enfin, l'utilisation du logiciel commercial de calcul Fluent pour la simulation des équations du modèle et son adaptation au cas spécifique de l'arc électrique sont décrites.

4.1 Phénomènes considérés – Hypothèses

Comme schématisé sur la figure 4.1, l'espace interélectrode d'un arc sous vide en régime diffus peut être divisé en plusieurs régions. Dans la première région de faible épaisseur, au voisinage immédiat de la surface de la cathode, les interactions entre les jets de plasma (ayant des caractéristiques identiques) émis par l'ensemble des spots cathodiques sont faibles : les jets évoluent de façon indépendante. Plus en aval, les jets de plasma s'interpénètrent (région de mélange) et forment une colonne de plasma supposée homogène, qui occupe la majeure partie de l'espace interélectrode et qui est désignée sous le nom de région d'écoulement hydrodynamique. Enfin, une région communément appelée gaine de charge d'espace (ou gaine anodique) assure la continuité de la densité de courant entre la colonne de plasma et l'anode.

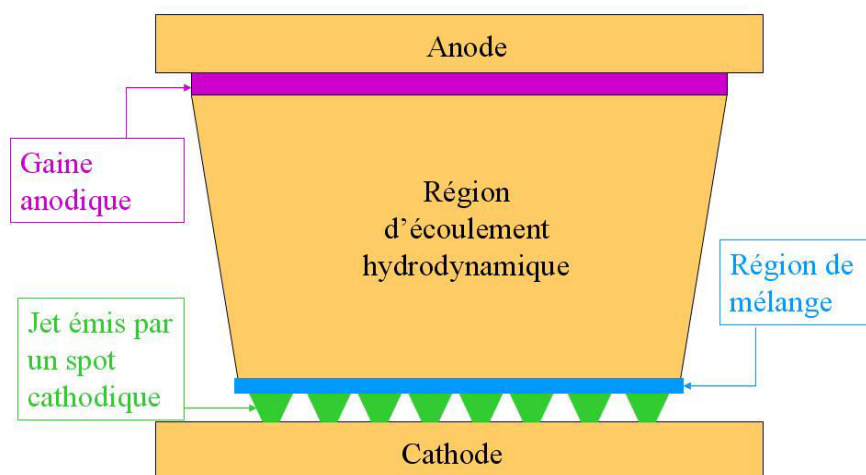


Figure 4.1 Différentes régions d'un arc sous vide.

Dans notre étude, nous allons modéliser uniquement la région d'écoulement hydrodynamique. L'influence des phénomènes se produisant à l'intérieur des autres régions de l'espace interélectrode sur le comportement du plasma sera prise en compte par l'intermédiaire des conditions aux limites du modèle. Précisons également que l'influence de la distribution de courant à l'intérieur même des électrodes sur le champ magnétique induit dans l'espace interélectrode ne peut pas être considérée dans le présent modèle.

Etant donné la symétrie cylindrique des électrodes, nous choisissons de développer une modélisation bidimensionnelle axisymétrique. Nous considérons que la colonne de plasma est immobile et occupe la totalité de l'espace interélectrode. Du fait que les temps caractéristiques des divers phénomènes qui se produisent dans le plasma d'arc sont très courts par rapport à la période (20 ms) du courant alternatif, un modèle quasi-stationnaire peut être utilisé pour décrire le comportement du plasma d'arc.

Nous faisons l'hypothèse que le plasma est totalement ionisé, et donc composé de deux types de particules : les électrons et les ions. Au lieu de traiter les ions de charge différente comme des espèces distinctes, nous considérons l'ensemble des ions comme une seule et même espèce caractérisée par une charge moyenne Z_i (dans notre étude, la valeur de ce paramètre a été fixée à $Z_i=1,8$ pour des électrodes en cuivre²). Les échelles de longueur considérées étant bien supérieures à la longueur de Debye, le plasma est électriquement neutre, ce qui se traduit par la relation suivante entre les densités électronique et ionique :

$$n_e = Z_i n_i \quad (\text{Eq. 4.1})$$

Poser l'hypothèse d'un plasma totalement ionisé revient à négliger la présence de particules neutres au sein du plasma. Les sources éventuelles de neutres dans le système sont principalement l'évaporation des gouttelettes de métal en fusion éjectées au niveau des spots cathodiques et la production de vapeur métallique sur toute la surface des électrodes, en particulier celle de l'anode, aux fortes intensités du courant. Selon les résultats de calcul de Schade et Shmelev [2004], pour des électrodes de rayon 2,75 cm, l'évaporation de l'anode est liée à la formation d'un film liquide à sa surface, qui se produit à partir d'une intensité du courant de coupure d'environ 20 kA. Toujours selon ces auteurs, l'évaporation s'accélère et joue un rôle essentiel uniquement pour des intensités de coupure supérieures à 30 kA. Le fait de négliger la présence de neutres paraît légitime dans le cadre d'une première approche pour des intensités du courant faibles à modérées. Pour les fortes intensités, la densité de particules neutres évaporées devient importante vis-à-vis de la densité du plasma; cette hypothèse ne pourra plus être effectuée et il sera nécessaire de tenir compte dans la description du plasma de la présence de particules neutres.

Les processus d'ionisation dans la colonne de plasma sont négligeables. Le libre parcours moyen d'ionisation par choc électronique est donné par l'expression suivante [Londer et Ul'yanov, 2001] :

$$\lambda_{\text{ionisation}} = \frac{v_i}{n_e \langle \sigma_{\text{ionisation}} v_e \rangle} = \frac{v_i}{n_e \delta v_e \varepsilon_i \left(1 + \frac{2kT_e}{\varepsilon_i} \right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT_e} \right)} \quad (\text{si } kT_e \leq \varepsilon_i) \quad (\text{Eq. 4.2})$$

avec δ une constante ($\delta = 4,5 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2/\text{eV}$ pour le cuivre) et ε_i l'énergie d'ionisation.

² Les valeurs mesurées expérimentalement dans le cas d'électrodes en cuivre sont comprises entre 1,71 et 2,0 [Boxman et al., 1995].

Pour estimer ce paramètre, nous avons besoin de fixer un ordre de grandeur de différents paramètres du plasma (la densité et la température des électrons et les vitesses électronique et ionique). Nous allons considérer deux cas de figure : le cas où l'écoulement des ions est en régime supersonique et le cas où l'écoulement des ions est en régime subsonique. Les valeurs des paramètres du plasma que nous avons utilisées concernent le cas d'électrodes en cuivre. Elles sont tirées de la publication de Schade et Shmelev [2003] et sont rassemblées dans le tableau 4.1. Nous pouvons constater dans ce tableau que, dans tous les cas, le libre parcours moyen d'ionisation est grand par rapport à la distance caractéristique du problème (de l'ordre de 1 cm). Par conséquent, nous pouvons négliger les processus d'ionisation dans notre modèle.

	Régime d'écoulement supersonique	Régime d'écoulement subsonique
	$n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ $T_e = 1,5 \text{ eV}$ $v_i = 10^4 \text{ m/s}$ $v_e = 10^5 \text{ m/s}$	$n_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ $T_e = 3 \text{ eV}$ $v_i = 10^2 \text{ m/s}$ $v_e = 10^3 \text{ m/s}$
Ionisation Cu^+	$\lambda_{\text{ionisation}} \approx 7.10^3 \text{ m}$	$\lambda_{\text{ionisation}} \approx 7.10^{-2} \text{ m}$
Ionisation Cu^{2+}	$\lambda_{\text{ionisation}} \approx 3.10^8 \text{ m}$	$\lambda_{\text{ionisation}} \approx 10 \text{ m}$

Tableau 4.1 Estimation du libre parcours moyen d'ionisation.

De même, les phénomènes de recombinaison sont négligeables. La section efficace de recombinaison à trois corps est de la forme [Golant et al., 1980] :

$$\sigma_{\text{rec}} \approx n_e \left(\frac{e^4 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^4} \right)^{5/2} \quad (\text{Eq. 4.3})$$

Sachant que la vitesse électronique est essentiellement liée aux mouvements thermiques des électrons, le libre parcours moyen des ions associé aux processus de recombinaison s'écrit :

$$\lambda_{\text{rec}} \approx \frac{v_i}{n_e^2 v_e} \left(\frac{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^4}{e^4 \ln \Lambda} \right)^{5/2} \quad (\text{Eq. 4.4})$$

Sur la base des valeurs des paramètres du plasma données dans le tableau 4.1, nous pouvons constater que le libre parcours moyen de recombinaison est de l'ordre de 3.10^3 m dans le cas où le régime d'écoulement des ions est supersonique, et de l'ordre de 9 m dans le cas où le régime d'écoulement des ions est subsonique. Ceci justifie le fait de négliger les processus de recombinaison.

Nous considérons que chaque espèce de particules du plasma (électrons et ions) peut être traitée dans l'approximation d'un milieu quasi-continu (description fluide). Toutefois, compte tenu des faibles pressions, il est nécessaire de prendre en compte le déséquilibre thermique entre les électrons et les ions³. L'approche que nous avons adoptée est basée sur une

³ Le libre parcours moyen des collisions électrons-ions est très faible ($\sim 10^{-7} \text{ m}$ dans la zone anodique, cf. figure 2.15). Toutefois, la quantité de mouvement et l'énergie échangée lors d'une collision élastique entre un électron et un ion sont très faibles du fait de la différence de masse très importante entre ces deux particules ($m_e/m_i \approx 10^{-5}$). Ainsi, dans un plasma de disjoncteur à vide, du fait des très faibles pressions, l'établissement d'un équilibre d'énergie entre les électrons et les ions est un processus très lent. Cela impose alors de prendre en compte l'existence d'un déséquilibre thermique entre les électrons et les ions.

modélisation à deux fluides, dans laquelle les deux espèces électrons et ions sont traitées comme deux fluides distincts interpénétrés. A chaque fluide est associé un ensemble de grandeurs macroscopiques (densité, vitesse, température) qui lui sont propres. La validité d'une description fluide peut être justifiée en vérifiant que les libres parcours moyens relatifs aux collisions entre électrons (λ_{ee}) d'une part et entre ions (λ_{ii}) d'autre part restent très inférieurs aux dimensions caractéristiques de notre problème ($L_H \approx 1$ cm).

Le libre parcours moyen relatif aux interactions entre particules chargées d'une même espèce est donné par l'expression suivante [Golant et al., 1980] :

$$\lambda \propto \frac{16\pi\epsilon_0^2 k^2 T^2}{nZ^4 e^4 \ln \Lambda} \quad (\text{Eq. 4.5})$$

où T et n sont respectivement la température et la densité de l'espèce correspondante, et $\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien (pour les calculs d'ordre de grandeur présentés ici, sa valeur est fixée à $\ln \Lambda = 10$). A partir des valeurs des paramètres du plasma listées dans le tableau 4.1, nous obtenons un ordre de grandeur de λ_{ee} compris entre 10^{-4} m et 10^{-5} m, et un ordre de grandeur de λ_{ii} compris entre 10^{-6} m et 10^{-7} m. Ces valeurs vérifient les conditions $\lambda_{ee} \ll L_H$ et $\lambda_{ii} \ll L_H$. Il est donc légitime d'utiliser une description fluide pour les électrons et les ions.

Sur la base des résultats présentés par Schade et Shmelev [2003], nous faisons également l'hypothèse de l'existence de deux régimes d'écoulement des ions près de la cathode selon la densité de courant. Lorsque la densité de courant est relativement faible, l'écoulement des ions est en régime supersonique, et lorsque la densité de courant est plus élevée, l'écoulement des ions est en régime subsonique. La valeur de la densité de courant critique séparant les deux régimes est prise égale à $3 \cdot 10^6$ A/m² [Schade et Shmelev, 2003]. Notons toutefois que cette hypothèse concernant le régime d'écoulement des ions est discutable. Londer et Ul'yanov [2007(b)] ont notamment mis en évidence la possibilité d'un régime d'écoulement supersonique pour des densités de courant élevées.

Par ailleurs, nous négligeons les transferts d'énergie par rayonnement. Précisons que cette hypothèse, qui est adoptée dans tous les travaux publiés dans la littérature (à l'exception des travaux de Schade et Shmelev [2003]), est probablement valide dans le cas d'un arc diffus, mais serait critiquable pour un arc concentré, où les pertes par rayonnement aux pieds d'arc (anodique et cathodique) peuvent être importantes.

4.2 Equations descriptives du plasma

Les équations de base de notre modèle sont les équations magnétohydrodynamiques dérivées par Braginskii [1965]. Le modèle résout un système d'équations de conservation (de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) pour chaque fluide (équations 4.6 à 4.8 et 4.9 à 4.11 pour les électrons et les ions respectivement), couplé aux équations de Maxwell pour le calcul des grandeurs électromagnétiques (équations 4.12 à 4.15).

$$\nabla \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0 \quad (\text{Eq. 4.6})$$

$$m_e n_e (\vec{v}_e \cdot \nabla) \vec{v}_e = -\nabla p_e - \nabla \cdot \overline{\overline{\pi_e}} - en_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + \vec{R} \quad (\text{Eq. 4.7})$$

$$\frac{3}{2} n_e k (\vec{v}_e \cdot \nabla) T_e + p_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) = -\nabla \cdot \vec{q}_e - \sum_{\alpha, \beta} \pi_{e\alpha\beta} \frac{\partial \vec{v}_{e\alpha}}{\partial x_\beta} - Q_i - \vec{R} \cdot (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad (\text{Eq. 4.8})$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{n}_i \vec{v}_i) = 0 \quad (\text{Eq. 4.9})$$

$$m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i = -\nabla p_i - \nabla \cdot \overline{\overline{\pi}}_i + Z_i e n_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - \vec{R} \quad (\text{Eq. 4.10})$$

$$\frac{3}{2} n_i k (\vec{v}_i \cdot \nabla) T_i + p_i (\nabla \cdot \vec{v}_i) = -\nabla \cdot \vec{q}_i - \sum_{\alpha, \beta} \pi_{i\alpha\beta} \frac{\partial v_{i\alpha}}{\partial x_\beta} + Q_i \quad (\text{Eq. 4.11})$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{Eq. 4.12})$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{Eq. 4.13})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{Eq. 4.14})$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad (\text{Eq. 4.15})$$

Dans le système ci-dessus, \vec{R} représente la force de friction électrons-ions, Q_i est la puissance échangée au cours des collisions électrons-ions, \vec{q}_i et \vec{q}_e sont les densités de flux de chaleur relatives aux écoulements des ions et des électrons, $\overline{\overline{\pi}}_i$ et $\overline{\overline{\pi}}_e$ sont les tenseurs des contraintes visqueuses relatifs aux écoulements des ions et des électrons. Les expressions de ces différentes grandeurs seront introduites plus loin dans le chapitre (cf. section 4.3.1).

Par définition, la densité de courant est donnée par :

$$\vec{j} = -en_e \vec{v}_e + Z_i en_i \vec{v}_i \quad (\text{Eq. 4.16})$$

Par ailleurs, nous considérons que les grandeurs thermodynamiques des ions et des électrons obéissent à des équations d'état de type gaz parfait :

$$p_i = n_i k T_i \quad (\text{Eq. 4.17})$$

$$p_e = n_e k T_e \quad (\text{Eq. 4.18})$$

Enfin, rappelons que la condition d'électroneutralité du plasma fournit une relation supplémentaire entre les densités électronique et ionique (cf. Eq. 4.1).

4.3 Simplifications

Dans cette section, nous détaillons, en les justifiant, plusieurs simplifications du système d'équations présenté ci-dessus.

4.3.1 Magnétisation des électrons et des ions

On rappelle qu'une particule chargée est dite magnétisée si elle décrit plutôt une trajectoire hélicoïdale pendant un libre parcours moyen. Précisons que, selon que les électrons ou les ions sont magnétisés ou non, les expressions des grandeurs \vec{R} , Q_i , \vec{q}_i , \vec{q}_e , $\overline{\overline{\pi}}_e$ et $\overline{\overline{\pi}}_i$ établies par Braginskii [1965] sont différentes.

Afin de déterminer si les électrons et les ions sont magnétisés ou non dans notre problème, nous avons cherché à évaluer un ordre de grandeur des produits $\omega_e \tau_e$ et $\omega_i \tau_i$ (représentant la

distance angulaire parcourue par la particule entre deux collisions), où ω est la pulsation du mouvement circulaire due à la présence du champ magnétique et τ est le temps moyen entre deux collisions. Les expressions de ω et τ sont les suivantes :

$$\omega_e = \frac{eB}{m_e}$$

$$\omega_i = \frac{Z_i eB}{m_i}$$

$$\tau_e = \frac{12\pi^{3/2} \epsilon_0^2 m_e^{1/2} (kT_e)^{3/2}}{\sqrt{2} n_e e^4 Z_i \ln \Lambda}$$

$$\tau_i = \frac{12\pi^{3/2} \epsilon_0^2 m_i^{1/2} (kT_i)^{3/2}}{\sqrt{2} n_i e^4 Z_i^4 \ln \Lambda}$$

Pour estimer ces paramètres, nous avons besoin de fixer un ordre de grandeur du champ magnétique et des paramètres du plasma (densité et température des ions et des électrons).

Afin de maximiser la valeur du champ magnétique, on considère le cas d'un arc d'intensité 30 kA fonctionnant entre deux électrodes de cuivre de rayon 2,5 cm, soumis à un champ magnétique axial extérieur d'intensité 210 mT (ce qui correspond à 7 mT/kA). La valeur maximale du champ magnétique azimuthal induit par le courant d'arc peut être estimée à 240 mT (par la relation $B = \mu_0 I / 2\pi R$). Donc, la norme du champ magnétique résultant est égale à 310 mT.

En ce qui concerne les paramètres du plasma, nous considérons deux jeux de valeurs typiques, tirés de notre revue bibliographique : le premier correspond à un régime d'écoulement des ions supersonique alors que le second correspond à un régime subsonique. Les estimations des paramètres $\omega_e \tau_e$ et $\omega_i \tau_i$ obtenues sont rassemblées dans le tableau 4.2.

Régime d'écoulement supersonique	Régime d'écoulement subsonique
$n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$	$n_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$
$T_e = 1,5 \text{ eV}$	$T_e = 3 \text{ eV}$
$n_i = 5,56 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$n_i = 5,56 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$
$T_i = 0,2 \text{ eV}$	$T_i = 3 \text{ eV}$
$\omega_i \tau_i = 1,25 \cdot 10^{-3}$	$\omega_i \tau_i = 3,16 \cdot 10^{-3}$
$\omega_e \tau_e = 10,92$	$\omega_e \tau_e = 0,5$

Tableau 4.2. Effet du champ magnétique sur les électrons et les ions.

Pour les deux régimes d'écoulement, les ions sont caractérisés par une valeur de $\omega_i \tau_i$ très faible devant 2π . Autrement dit, la trajectoire d'un ion entre deux collisions est peu affectée par le champ magnétique. Nous pouvons donc considérer que les ions ne sont pas magnétisés. Les électrons présentent eux aussi une magnétisation négligeable dans le cas du régime subsonique. En revanche, pour des conditions supersoniques, notre estimation du paramètre $\omega_e \tau_e$ indique que l'influence du champ magnétique sur la trajectoire des électrons entre deux collisions peut être significative. Dans le cadre du présent travail, étant donné que le régime supersonique, d'après certains auteurs [Schade et Shmelev, 2003], existe uniquement pour des faibles valeurs de l'intensité du courant, nous avons choisi (pour des raisons de simplicité) de

ne pas prendre en compte cette éventuelle magnétisation des électrons. Nous vérifierons à posteriori dans les sections 5.1.1.4 et 5.2.1.4, à partir des résultats de simulation obtenus, l'écart de $\omega_e \tau_e$ par rapport à 2π , afin de juger de la validité de cette hypothèse et de l'éventuelle erreur commise.

Nous utiliserons les grandeurs \vec{R} , Q_i , \vec{q}_i , \vec{q}_e , $\overline{\pi}_i$, $\overline{\pi}_e$ données par les expressions suivantes et établies par [Braginskii, 1965] dans l'hypothèse où les électrons et les ions ne sont pas magnétisés. Nous renvoyons le lecteur à cette dernière publication pour une explication complète sur les approximations contenues dans ces expressions.

$$\vec{R} = \vec{R}_u + \vec{R}_T = \frac{n_e e \vec{j}}{\sigma} - 0,71 n_e k \nabla T_e$$

$$Q_i = \frac{3m_e}{m_i} \frac{n_e k}{\tau_e} (T_e - T_i)$$

$$\vec{q}_i = -3,9 \frac{n_e k^2 T_i \tau_i}{m_i} \nabla T_i$$

$$\vec{q}_e = \vec{q}_u + \vec{q}_T = 0,71 n_e k T_e (\vec{v}_e - \vec{v}_i) - 3,2 \frac{n_e k^2 T_e \tau_e}{m_e} \nabla T_e$$

$$\overline{\pi}_i = -0,96 n_i k T_i \tau_i [(\nabla \vec{v}_i - \nabla \vec{v}_i^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v}_i \mathbf{I}]$$

$$\overline{\pi}_e = -0,73 n_e k T_e \tau_e [(\nabla \vec{v}_e - \nabla \vec{v}_e^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v}_e \mathbf{I}]$$

avec (en unités SI) :

$$\sigma = 1,96 \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e}$$

$$\ln \Lambda = 16,28 - 1,15 \log_{10} n_e + 3,45 \log_{10} T_e$$

$$\tau_e = \frac{12\pi^{3/2} \varepsilon_0^2 m_e^{1/2} (kT_e)^{3/2}}{\sqrt{2} n_e e^4 Z_i \ln \Lambda}$$

$$\tau_i = \frac{12\pi^{3/2} \varepsilon_0^{1/2} (kT_i)^{3/2}}{\sqrt{2} n_i e^4 Z_i^4 \ln \Lambda}$$

4.3.2 Tenseur des contraintes visqueuses

Dans cette section, nous vérifions que les termes faisant intervenir le tenseur des contraintes visqueuses sont négligeables devant les termes fonction du tenseur de pression isotrope dans les équations de transport des ions et des électrons.

D'après les expressions données plus haut, les termes $\overline{\pi_e}$ et $\overline{\pi_i}$ ont pour ordre de grandeur respectivement $0,73n_e kT_e \tau_e \frac{v_e}{L_H}$ et $0,96n_i kT_i \tau_i \frac{v_i}{L_H}$, où L_H est une longueur caractéristique du problème (ici $L_H = 1$ cm).

Le rapport du terme fonction du tenseur des contraintes visqueuses et du terme correspondant au gradient de pression dans l'équation de transport de quantité de mouvement des ions (Eq. 4.10) s'écrit en ordre de grandeur :

$$\frac{\nabla \cdot \overline{\pi_i}}{\nabla p_i} \approx \frac{0,96n_i kT_i \tau_i \frac{v_i}{L_H}}{\frac{n_i kT_i}{L_H}} = 0,96 \frac{\lambda_{ii}}{v_{ith}} \frac{v_i}{L_H} = 1,76Ma_i \frac{\lambda_{ii}}{L_H} \quad (\text{Eq. 4.19})$$

où, λ_{ii} est le libre parcours moyen associé aux collisions élastiques ion – ion et v_{ith} la vitesse thermique des ions. Dans la relation ci-dessus, nous avons utilisé le fait que le rapport de la vitesse macroscopique et de la vitesse thermique des ions s'écrit en ordre de grandeur :

$$\frac{v_i}{v_{ith}} \approx \frac{Ma_i \sqrt{\gamma \frac{k}{m_i} T_i}}{\sqrt{\frac{1}{2} \frac{k}{m_i} T_i}} = Ma_i \sqrt{2\gamma} = 1,83Ma_i \quad (\text{où } Ma_i = \frac{|\vec{v}_i|}{\sqrt{\gamma \frac{k}{m_i} T_i}}) \quad (\text{Eq. 4.20})$$

Ma_i désigne le nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions et γ est le rapport des chaleurs spécifiques a pression constante et à volume constant (pour un gaz mono atomique $\gamma = 5/3$).

Comme nous l'avons vu précédemment, le rapport λ_{ii}/L_H est compris entre 10^{-5} m et 10^{-4} m. Quand les ions sont en régime d'écoulement subsonique, nous avons donc $\nabla \cdot \overline{\pi_i} / \nabla p_i \ll 1$. Quand le régime d'écoulement est supersonique, l'ordre de grandeur de nombre de Mach des ions reste inférieur à 10^2 (T_i est de l'ordre de 0,2 eV et v_i de l'ordre de 10^4 m/s, on en déduit un nombre de Mach de l'ordre de 15 [Schade et Shmelev, 2003]), on aboutit de même au résultat : $\nabla \cdot \overline{\pi_i} / \nabla p_i \ll 1$. Cette analyse d'ordre de grandeur permet donc de négliger le terme $\nabla \cdot \overline{\pi_i}$ devant le terme ∇p_i dans l'équation de transport de quantité de mouvement des ions.

Une approximation similaire peut être effectuée dans l'équation de transport de quantité de mouvement des électrons. En effet, étant donné que les électrons sont toujours en régime d'écoulement subsonique et compte tenu de la plage de variation typique du rapport λ_{ee}/L_H (10^{-3} m à 10^{-2} m), on en déduit que : $\nabla \cdot \overline{\pi_e} / \nabla p_e \ll 1$.

Enfin, un raisonnement analogue permet de montrer également que les termes $\sum_{\alpha,\beta} \pi_{e\alpha\beta} \frac{\partial \vec{v}_{e\alpha}}{\partial x_\beta}$ et

$\sum_{\alpha,\beta} \pi_{i\alpha\beta} \frac{\partial \vec{v}_{i\alpha}}{\partial x_\beta}$ sont négligeables devant les termes $p_e(\nabla \cdot \vec{v}_e)$ et $p_i(\nabla \cdot \vec{v}_i)$ dans les équations 4.8 et 4.11.

4.3.3 Inertie des électrons

Nous allons prouver ici que nous pouvons négliger le terme d'inertie dans l'équation de transport de quantité de mouvement relatif à l'écoulement des électrons (Eq. 4.7). Pour cela, nous calculons un ordre de grandeur du terme d'inertie par rapport au gradient de la pression électronique:

$$\frac{m_e n_e (\vec{v}_e \cdot \nabla) \vec{v}_e}{\nabla p_e} \approx \frac{m_e n_e v_e \frac{v_e}{L_H}}{\frac{n_e k T_e}{L_H}} \approx \left(\frac{v_e}{v_{eth}} \right)^2 = (1,83 Ma_e)^2 \quad (\text{Eq. 4.21})$$

où Ma_e ($Ma_e = \frac{|\vec{v}_e|}{\sqrt{\gamma \frac{k}{m_e} T_e}}$) est le nombre de Mach de l'écoulement des électrons et v_{eth}

($v_{eth} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{k}{m_e} T_e}$) leur vitesse thermique.

Comme $Ma_e \ll 1$, nous avons donc $(1,83 Ma_e)^2 \ll 1$, d'où la conclusion que nous pouvons négliger le terme d'inertie devant le gradient de pression électronique dans l'équation 4.7.

4.4 Système d'équations résolu

Les simplifications mentionnées ci-dessus permettent de réécrire le système d'équations donné dans la section 4.2 sous la forme du système d'équations scalaires suivant :

$$n_e = Z_i n_i \quad (\text{Eq. 4.22})$$

$$0 = -\frac{\partial p_e}{\partial r} - en_e (E_r + v_{e\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF}) - v_{ez} B_{\theta_ind}) + R_r \quad (\text{Eq. 4.23a})$$

$$0 = -en_e (v_{ez} B_{r_ind} - v_{er} (B_{z_ind} + B_{AMF})) + R_\theta \quad (\text{Eq. 4.23b})$$

$$0 = -\frac{\partial p_e}{\partial z} - en_e (E_z + v_{er} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} B_{r_ind}) + R_z \quad (\text{Eq. 4.23c})$$

$$\frac{3}{2} n_e k (\vec{v}_e \cdot \nabla) T_e + p_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) = -\nabla \cdot \vec{q}_e - Q_i - \vec{R} \cdot (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad (\text{Eq. 4.24})$$

$$\nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0 \quad (\text{Eq. 4.25})$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_r = -\frac{\partial p_i}{\partial r} + Z_i en_i (E_r + v_{i\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF}) - v_{iz} B_{\theta_ind}) - R_r \quad (\text{Eq. 4.26a})$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_\theta = Z_i en_i (v_{iz} B_{r_ind} - v_{ir} (B_{z_ind} + B_{AMF})) - R_\theta \quad (\text{Eq. 4.26b})$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_z = -\frac{\partial p_i}{\partial z} + Z_i en_i (E_z + v_{ir} B_{\theta_ind} - v_{i\theta} B_{r_ind}) - R_z \quad (\text{Eq. 4.26c})$$

$$m_i n_i \vec{v}_i \cdot [(\vec{v}_i \cdot \nabla \vec{v}_i) \vec{v}_i] + \frac{3}{2} n_i k (\vec{v}_i \cdot \nabla) T_i = \quad (\text{Eq. 4.27})$$

$$- \nabla \cdot \vec{q}_i + Q_i - \nabla \cdot (p_i \vec{v}_i) + Z_i e n_i \vec{v}_i \cdot \vec{E} - \vec{v}_i \cdot \vec{R}$$

$$- \frac{\partial B_{\theta_ind}}{\partial z} = \mu_0 j_r \quad (\text{Eq. 4.28a})$$

$$\frac{\partial B_{r_ind}}{\partial z} - \frac{\partial B_{z_ind}}{\partial r} = \mu_0 j_\theta \quad (\text{Eq. 4.28b})$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r B_{\theta_ind})}{\partial r} = \mu_0 j_z \quad (\text{Eq. 4.28c})$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{Eq. 4.29})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{Eq. 4.30})$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0 \quad (\text{Eq. 4.31})$$

Notons que la composante azimutale du champ électrique ainsi que les projections radiale et axiale de l'équation 4.15 sont identiquement nulles du fait de la symétrie cylindrique du problème.

La formulation de l'équation de transport d'énergie des ions adoptée dans le système ci-dessus (Eq. 4.27) est la somme de l'équation de transport d'énergie (Eq. 4.11) et de l'équation obtenue en effectuant le produit scalaire de l'équation de transport de quantité de mouvement (Eq. 4.10) par \vec{v}_i .

Par ailleurs, nous avons écarté l'équation $\nabla \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0$ du jeu d'équations à résoudre. En effet, elle est automatiquement vérifiée lorsque les équations $\nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0$ et $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ sont satisfaites :

$$\nabla \cdot (n_e \vec{v}_e) = \nabla \cdot (Z_i n_i \vec{v}_i) - \frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{j} = -\frac{1}{e} \nabla \cdot \vec{j} = -\frac{1}{\mu_0 e} \nabla \cdot (\nabla \times \vec{B}) = 0$$

Dans la suite de cette section, nous détaillons les choix et les manipulations algébriques effectués pour aboutir au système final d'équations retenu pour la simulation numérique.

Les projections radiale et axiale de l'équation 4.23 peuvent être utilisées pour exprimer les composantes radiale et axiale du champ électrique. En insérant ces expressions dans l'équation 4.31, on obtient une équation différentielle (similaire à une équation de transport purement diffusif avec terme source) pour la composante azimutale du champ magnétique induit :

$$\begin{aligned} - \nabla \cdot \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla B_{\theta_ind} \right) &= \frac{B_{\theta_ind}}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r \sigma} \right) - \frac{\partial}{\partial z} (v_{ez} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF})) \\ - \frac{\partial}{\partial r} (v_{er} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} B_{r_ind}) &+ \frac{k}{e} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{T_e}{n_e} \right) \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{T_e}{n_e} \right) \frac{\partial n_e}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (\text{Eq. 4.32})$$

Pour le calcul des composantes radiale et axiale du champ magnétique induit, nous avons fait le choix, pour des raisons de simplicité de mise en œuvre numérique, d'utiliser l'équation de Biot-Savart ci-dessous, plutôt que d'obtenir directement ces deux grandeurs à partir des équations 4.28b et 4.30.

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_C \frac{\vec{Idl} \times (\|\vec{r} - \vec{r}'\|)}{\|\vec{r} - \vec{r}'\|^3} \quad (\text{Eq. 4.33})$$

Nous reviendrons de manière détaillée, plus loin dans ce chapitre, sur la procédure de calcul des composantes radiale et axiale du champ magnétique induit à partir de l'équation de Biot-Savart.

Enfin, les équations 4.29 et 4.30 ne seront pas résolues explicitement. Le fait de se dispenser de la résolution de l'équation 4.29 est une approximation couramment utilisée dans les modèles de plasma basés sur une description fluide [Chen, 1984]. Quant à l'équation 4.30, elle est identiquement nulle dans le cas où l'induction magnétique B_{AMF} est nulle, du fait de la symétrie cylindrique et de la nullité des composantes radiale et axiale de l'induction magnétique induite. Lorsqu'un champ magnétique axial est appliqué, elle est automatiquement vérifiée dans la mesure où on introduit, comme cela est fait dans la section 4.7.2, l'existence d'un champ vectoriel \vec{A} satisfaisant :

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \quad (\text{Eq. 4.34})$$

Au final, le système d'équations descriptif du plasma sur lequel se fonde notre modèle est composé des 15 équations suivantes :

$$n_e = Z_i n_i \quad (\text{Eq. 4.35})$$

$$\nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0 \quad (\text{Eq. 4.36})$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_r = -\frac{\partial p_i}{\partial r} + Z_i e n_i (E_r + v_{i\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF}) - v_{iz} B_{\theta_ind}) - R_r \quad (\text{Eq. 4.37})$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_{\theta} = Z_i e n_i (v_{iz} B_{r_ind} - v_{ir} (B_{z_ind} + B_{AMF})) - R_{\theta} \quad (\text{Eq. 4.38})$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_z = -\frac{\partial p_i}{\partial z} + Z_i e n_i (E_z + v_{ir} B_{\theta_ind} - v_{i\theta} B_{r_ind}) - R_z \quad (\text{Eq. 4.39})$$

$$m_i n_i \vec{v}_i \cdot [(\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i] + \frac{3}{2} n_i k (\vec{v}_i \cdot \nabla) T_i = \quad (\text{Eq. 4.40})$$

$$-\nabla \cdot \vec{q}_i + Q_i - \nabla \cdot (p_i \vec{v}_i) + Z_i e n_i \vec{v}_i \cdot \vec{E} - \vec{v}_i \cdot \vec{R}$$

$$\frac{3}{2} n_e k (\vec{v}_e \cdot \nabla) T_e + p_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) = -\nabla \cdot \vec{q}_e - Q_i - \vec{R} \cdot (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad (\text{Eq. 4.41})$$

$$v_{er} = v_{ir} + \frac{1}{en_e} \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_{\theta_ind}}{\partial z} \quad (\text{Eq. 4.42})$$

$$v_{e\theta} = v_{i\theta} - \frac{\sigma (v_{ez} B_{r_ind} - v_{er} (B_{z_ind} + B_{AMF}))}{en_e} \quad (\text{Eq. 4.43})$$

$$v_{ez} = v_{iz} - \frac{1}{en_e} \frac{1}{r\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} (rB_{\theta_ind}) \quad (\text{Eq. 4.44})$$

$$\mathbf{B}_{r_ind} = \left[\oint \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\mathbf{l}_\theta \wedge (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right]_r \quad (\text{Eq. 4.45})$$

$$-\nabla \cdot \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla B_{\theta_ind} \right) = \frac{B_{\theta_ind}}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r\sigma} \right) - \frac{\partial}{\partial z} (v_{ez} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF}))$$

$$- \frac{\partial}{\partial r} (v_{er} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} B_{r_ind}) + \frac{k}{e} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{T_e}{n_e} \right) \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{T_e}{n_e} \right) \frac{\partial n_e}{\partial z} \right] \quad (\text{Eq. 4.46})$$

$$\mathbf{B}_{z_ind} = \left[\oint \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_\theta d\mathbf{l} \wedge (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right]_z \quad (\text{Eq. 4.47})$$

$$E_r = -\frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r} - (v_{e\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF}) - v_{ez} B_{\theta_ind}) + \frac{R_r}{en_e} \quad (\text{Eq. 4.48})$$

$$E_z = -\frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial z} - (v_{er} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} B_{r_ind}) + \frac{R_z}{en_e} \quad (\text{Eq. 4.49})$$

Dans la suite, nous retiendrons comme inconnues scalaires indépendantes, pour le système d'équations ci-dessus, les variables n_e , n_i , v_{ir} , $v_{i\theta}$, v_{iz} , T_i , T_e , v_{er} , $v_{e\theta}$, v_{ez} , B_{r_ind} , B_{θ_ind} , B_{z_ind} , E_r et E_z , soient 15 inconnues. Dans le tableau 4.3, nous avons indiqué pour chacune des variables l'équation résolue pour calculer cette variable. Précisons qu'en l'absence de champ magnétique axial les équations 4.38, 4.43, 4.45 et 4.47 sont identiquement nulles.

Inconnues	Equation
n_e	4.35
n_i	4.36
v_{ir}	4.37
$v_{i\theta}$	4.38
v_{iz}	4.39
T_i	4.40
T_e	4.41
v_{er}	4.42
$v_{e\theta}$	4.43
v_{ez}	4.44
B_{r_ind}	4.45
B_{θ_ind}	4.46
B_{z_ind}	4.47
E_r	4.48
E_z	4.49

Tableau 4.3. Référence de l'équation utilisée pour déterminer chacune des variables principales du système d'équations.

Sous cette forme, le modèle développé dans ce travail de thèse présente de nombreux points similaires avec le modèle de Schade et Shmelev [2003] et celui de Wang et al. [2005]. Toutefois, l'utilisation que nous avons faite du modèle constitue une démarche originale. Comme cela est décrit dans le prochain chapitre, nous avons en effet utilisé le modèle pour simuler le comportement de l'arc dans des conditions peu étudiées dans la littérature. Nous nous sommes ainsi concentrés sur des électrodes de petite dimension et nous avons porté une attention particulière à l'effet de la distance interélectrode, sur lequel peu de travaux sont disponibles.

4.5 Domaine de calcul et conditions aux limites

Le domaine de calcul du modèle (cf. figure 4.2) est l'espace interélectrode compris entre la section de sortie de la région de mélange et la section d'entrée de la gaine anodique (cf. figure 4.1). La résolution numérique du système d'équations descriptif du plasma nécessite des conditions aux limites sur chacune des frontières du domaine. Il est nécessaire de fournir des conditions aux limites uniquement pour les variables obtenues par intégration d'une équation aux dérivées partielles, soient, dans le cas présent, 7 variables : n_i , v_{ir} , $v_{i\theta}$, v_{iz} , T_i , T_e et B_{θ_ind} .

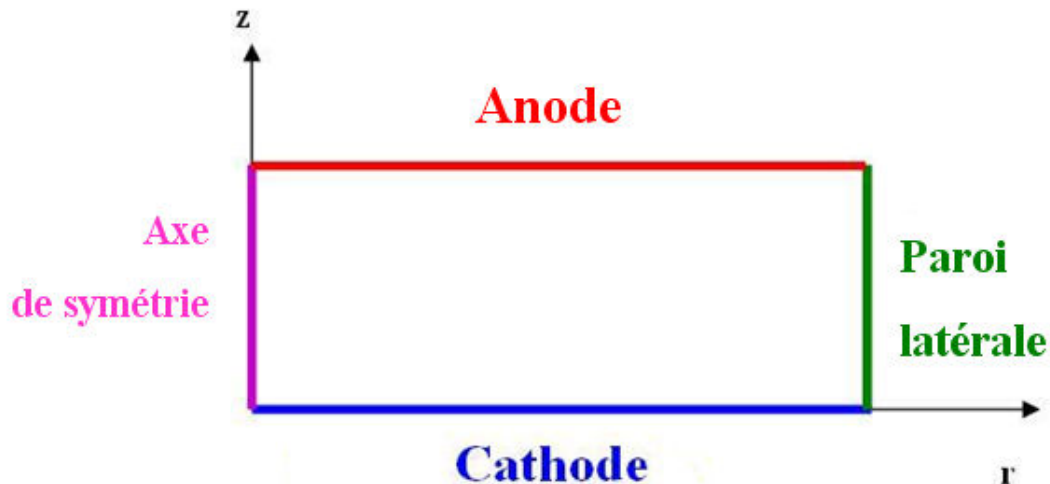


Figure 4.2 Domaine de calcul.

Nous détaillons ci-dessous les conditions imposées sur chaque frontière. Pour les frontières cathodique et anodique (qui jouent le rôle respectivement de sections d'entrée et de sortie de l'écoulement de plasma), nous distinguerons, pour les grandeurs relatives à l'écoulement des ions, deux cas selon que l'écoulement des ions est en régime supersonique ou subsonique sur ces frontières.

4.5.1 Frontière latérale

Dans le cadre d'une première approximation, nous assimilons la frontière latérale du domaine de calcul (qui est en réalité une frontière libre) à une paroi fictive. On considère que cette paroi latérale fictive est adiabatique (ce qui se traduit par des gradients normaux nuls des températures électronique et ionique) avec un frottement nul pour l'écoulement ionique et électronique. La composante normale de la vitesse ionique est nulle sur cette frontière. La condition à la limite imposée pour l'induction magnétique azimuthale est obtenue en utilisant le théorème d'Ampère (Eq. 4.12). Elle s'écrit de la manière suivante :

$$B_{\theta_ind} = \frac{\mu I}{2\pi R} \quad (\text{Eq. 4.50})$$

4.5.2 Axe de symétrie

Sur l'axe, nous appliquons les conditions classiques de symétrie qui consistent à imposer la nullité des gradients radiaux des variables, ainsi que la nullité de la vitesse ionique radiale et de l'induction magnétique induite azimutale.

4.5.3 Frontière cathodique

Température des électrons

Nous appliquons une condition à la limite de type Dirichlet consistant à fixer la valeur de la température électronique à partir de données de la littérature.

Grandeurs de l'écoulement des ions (régime supersonique)

Lorsque l'écoulement des ions est en régime supersonique ($Ma_i > 1$), nous choisissons d'imposer les valeurs des variables suivantes :

- Densité de flux de matière : $m_i n_i v_{iz}$
- Pression statique : p_i
- Température totale : $T_{i_tot} = T_i \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_i^2\right)$

Rappelons que le nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions Ma_i est défini dans l'équation 4.20.

Notons que les deux premières variables s'expriment facilement à partir des relations ci-dessous (sous réserve de considérer les paramètres du plasma uniformes sur la frontière cathodique) en fonction du taux d'érosion de la cathode μ (qui est une donnée expérimentale disponible dans la littérature pour un grand nombre de matériaux) et de la température ionique T_i :

$$m_i n_i v_{iz} = \frac{\mu I}{\pi R^2} \quad (\text{Eq. 4.51})$$

$$p_i = \frac{\mu I}{m_i v_{iz} \pi R^2} k T_i \quad (\text{Eq. 4.52})$$

Enfin, précisons que la vitesse ionique sur la frontière cathodique est supposée purement axiale.

Grandeurs de l'écoulement des ions (régime subsonique)

Dans le cas d'un régime subsonique, les conditions aux limites sont différentes du cas supersonique. Seules deux conditions aux limites sont requises. Les conditions utilisées sont les suivantes :

- Pression totale : $p_{i_tot} = \frac{\mu I}{m_i v_{iz} \pi R^2} kT_i \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_i^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$
- Température totale : $T_{i_tot} = T_i \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_i^2\right)$

Comme dans le cas supersonique, la vitesse ionique est considérée purement axiale.

Induction magnétique azimuthale induite

La condition à la limite pour l'induction magnétique azimuthale induite B_{θ_ind} le long de la frontière cathodique est donnée par le théorème d'Ampère :

$$B_{\theta_ind} = \frac{\mu_0}{2\pi r} \iint_S \vec{j} \cdot \vec{dS} \quad (\text{Eq. 4.53})$$

4.5.4 Frontière anodique

Température des électrons

Le régime d'écoulement des électrons étant subsonique, nous avons besoin de spécifier une condition à la limite sur la température des électrons au niveau de la frontière anodique. Nous avons choisi d'imposer une condition à la limite de type Fourier, obtenue en effectuant un bilan d'énergie des électrons à travers la gaine anodique.

La gaine anodique est une zone de charge d'espace (voir chapitre 2, paragraphe 2.2.1.3), siège d'une chute de potentiel s'ajustant pour réguler le flux d'électrons collectés à la surface de l'anode. En régime d'arc diffus, la densité de courant due à l'agitation thermique des électrons étant supérieure à la densité de courant imposée par le circuit, cette chute de potentiel est négative de manière à repousser une partie des électrons incidents. La chute de potentiel à travers la gaine anodique (c'est-à-dire la différence de potentiel entre la surface de l'anode et la frontière entre la zone d'écoulement hydrodynamique et la gaine anodique) peut être définie de la manière suivante :

$$\varphi_{sh} = \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{j_e}{j_{th}}\right) \quad (\text{Eq. 4.54})$$

Avec j_{th} la densité de courant due à l'agitation thermique des électrons définie par :

$$j_{th} = -\frac{1}{4} en_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \quad (\text{Eq. 4.55})$$

Le bilan global d'énergie associé au transfert des électrons à travers la gaine anodique est donné par (en considérant que la température électronique n'est pas modifiée au cours du transfert) :

$$2,5n_e v_{ez} kT_e + q_{ez} = 2n_e v_{ez} kT_e - n_e v_{ez} e\varphi_{sh} \quad (\text{Eq. 4.56})$$

$$\text{Avec : } q_{ez} = 0,7 \ln_e kT_e (v_{ez} - v_{iz}) - 3,2 \frac{n_e k^2 T_e \tau_e}{m_e} \frac{\partial T_e}{\partial z}$$

Dans l'équation 4.56, le membre de gauche représente le flux d'énergie électronique sur la frontière entre la zone d'écoulement hydrodynamique et la gaine anodique tandis que le premier terme du membre de droite correspond au flux d'énergie électronique transmis à l'anode et le second terme du membre de droite est le flux d'énergie perdue à cause de la chute de potentiel anodique négative. Après avoir réarrangé les termes de l'équation 4.56, nous obtenons la condition suivante sur le gradient axial de la température électronique :

$$3,2 \frac{n_e k^2 T_e \tau_e}{m_e} \frac{\partial T_e}{\partial z} = \frac{1}{2} n_e k T_e v_{ez} + 0,71 n_e k T_e (v_{ez} - v_{iz}) + e n_e v_{ez} \phi_{sh} \quad (\text{Eq. 4.57})$$

Grandeurs de l'écoulement des ions (régime supersonique)

Aucune condition à la limite n'est requise sur les grandeurs de l'écoulement des ions au niveau de la frontière anodique, lorsque le régime d'écoulement est supersonique.

Grandeurs de l'écoulement des ions (régime subsonique)

Quand les ions sont en régime d'écoulement subsonique, une condition à la limite doit être imposée sur les grandeurs d'écoulement des ions au niveau de la frontière anodique. Nous avons choisi d'exprimer la pression en fonction de la vitesse ionique.

Cette condition à la limite est basée sur le critère de Bohm [Riemann, 1991]. Selon ce critère, pour qu'une gaine de charge d'espace puisse exister à la surface de l'anode, il faut que la vitesse ionique à l'entrée de la gaine soit supérieure ou égale à une valeur seuil, appelée vitesse de Bohm⁴ :

$$v_{Bohm} = \sqrt{\frac{k}{m_i} (T_e + \gamma T_i)} \quad (\text{Eq. 4.58})$$

L'approche que nous avons adoptée est basée sur une description classiquement utilisée pour la modélisation des gaines dans la littérature [Riemann, 1991]. Cette description suppose l'existence, entre la gaine de charge d'espace proprement dite et la région d'écoulement hydrodynamique (qui fait l'objet de notre modélisation), d'une région de transition (appelée pré-gaine) dans laquelle le plasma reste globalement électriquement neutre et qui est le siège d'une chute de potentiel permettant aux ions d'atteindre la vitesse de Bohm en entrée de la gaine de charge d'espace (cf. figure 4.3).

Le critère de Bohm (que nous supposons vérifié de façon marginale) impose la valeur de la vitesse ionique à la frontière pré-gaine-gaine. Nous allons chercher ci-dessous à exprimer la vitesse ionique à la frontière entre la zone hydrodynamique et la pré-gaine en fonction de la vitesse de Bohm. Nous désignons par l'indice 1 l'interface gaine-pré-gaine et par l'indice 2 l'interface pré-gaine-zone hydrodynamique (cf. figure 4.3). Un bilan d'énergie cinétique des ions à travers la pré-gaine permet d'écrire :

⁴ Notons que ce critère est valable uniquement pour une gaine non collisionnelle (c'est-à-dire une gaine dont l'épaisseur (de l'ordre de la longueur de Debye) est très supérieure au libre parcours moyen des particules. Nous avons vérifié à posteriori le caractère non collisionnel de la gaine anodique dans notre problème, à partir des résultats de simulation.

$$\frac{1}{2} m_i v_2^2 + Z_i e (\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{1}{2} m_i v_{Bohm}^2 \quad (\text{Eq. 4.59})$$

On en déduit la chute de potentiel dans la pré-gaine :

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{m_i}{2Z_i e} (v_{Bohm}^2 - v_2^2) \quad (\text{Eq. 4.60})$$

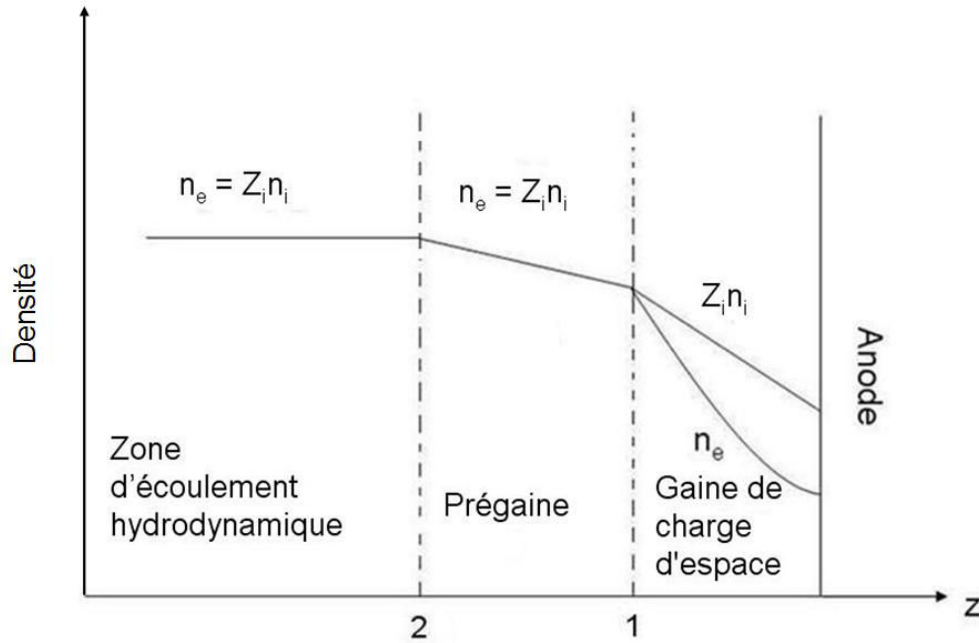


Figure 4.3 Structure de la région anodique.

Nous supposons par ailleurs que les électrons dans la pré-gaine sont en équilibre avec le potentiel électrique. La distribution de la densité électronique satisfait la relation de Boltzmann :

$$n_{e1} = n_{e2} \exp\left(\frac{e(\varphi_1 - \varphi_2)}{kT_e}\right) \quad (\text{Eq. 4.61})$$

Compte tenu de l'électroneutralité et de l'équation 4.60, la relation ci-dessus peut être écrite sous la forme suivante :

$$n_{i1} = n_{i2} \exp\left(\frac{m_i}{2Z_i kT_e} (v_2^2 - v_{Bohm}^2)\right) \quad (\text{Eq. 4.62})$$

D'autre part, la conservation du flux d'ions à travers la pré-gaine fournit la relation suivante :

$$n_{i2} v_2 = n_{i1} v_{Bohm} \quad (\text{Eq. 4.63})$$

En combinant les équations 4.62 et 4.63 et en faisant l'hypothèse raisonnable (qui sera vérifiée à posteriori à partir des résultats de simulation) que $v_2 - v_{Bohm} \ll v_{Bohm}$ (ce qui revient à dire que les ions sont faiblement accélérés dans la pré-gaine), nous obtenons l'expression suivante de la vitesse ionique sur la frontière entre la zone d'écoulement hydrodynamique et la pré-gaine :

$$v_2 \approx \frac{(2Z_i - 1)T_e - \gamma T_i}{T_e + \gamma T_i} v_{Bohm} \quad (\text{Eq. 4.64})$$

En utilisant la loi des gaz parfaits, nous pouvons exprimer la vitesse de Bohm en fonction de la pression ionique et obtenir la relation suivante, que nous utilisons comme condition à la limite de pression :

$$p_i \approx \frac{m_i n_i}{\gamma} \left(\frac{T_e + \gamma T_i}{(2Z_i - 1)T_e - \gamma T_i} v_2 \right)^2 - \frac{n_i k}{\gamma} T_e \quad (\text{Eq. 4.65})$$

Induction magnétique azimuthale induite

En suivant une démarche analogue à celle de Schade et Shmelev [2003], nous dérivons ci-dessous une condition à la limite de type Fourier pour la composante azimuthale de l'induction magnétique induite. La surface de l'anode est considérée comme équipotentielle et son potentiel est pris comme référence (égal à 0). Dans ces conditions, le champ électrique radial sur la frontière entre la zone d'écoulement hydrodynamique et la gaine anodique est donné par : $E_r = \partial \varphi_{sh} / \partial r$. En insérant cette expression dans l'équation 4.48, nous obtenons la relation suivante (valable uniquement sur la frontière entre la zone d'écoulement hydrodynamique et la gaine anodique) :

$$0 = -\frac{\partial p_e}{\partial r} - en_e \frac{\partial \varphi_{sh}}{\partial r} - en_e (v_{e\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF}) - v_{ez} B_{\theta_ind}) + n_e e \frac{j_r}{\sigma} - 0,7 \ln_e k \frac{\partial T_e}{\partial r} \quad (\text{Eq. 4.66})$$

Cette équation peut être réarrangée de façon à obtenir une relation pour le gradient normal de l'induction magnétique azimuthale induite sur la frontière anodique :

$$\frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial B_{\theta_ind}}{\partial z} = -1,71 \frac{k}{e} \frac{\partial T_e}{\partial r} - \frac{k T_e}{en_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\partial \varphi_{sh}}{\partial r} + v_{ez} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF}) \quad (\text{Eq. 4.67})$$

4.6 Densité de flux d'énergie transmise à l'anode

Dans cette section, on cherche à exprimer la densité de flux d'énergie transmise par le plasma d'arc à l'anode, en fonction des grandeurs caractéristiques du plasma dans la section de sortie de la région d'écoulement hydrodynamique.

Nous posons l'hypothèse qu'en traversant la gaine anodique, les ions et les électrons voient uniquement leur énergie cinétique modifiée en raison de la chute de potentiel anodique, leurs énergies thermiques restant en revanche inchangées. Les densités de flux d'énergie transmises respectivement par les électrons et les ions à la surface de l'anode sont modélisées de la manière suivante :

$$\Phi_e = n_e v_{ez} (2kT_e + \frac{1}{2} m_e v_e^2 + e\varphi_{sh} + U_s) \quad (\text{Eq. 4.68})$$

$$\Phi_i = n_i v_{iz} (2kT_i + \frac{1}{2} m_i v_i^2 - Z_i e\varphi_{sh} + U_r + L_v) \quad (\text{Eq. 4.69})$$

A l'intérieur de la parenthèse du membre de droite de ces deux équations, le premier terme représente l'énergie thermique portée par la particule, tandis que les deux termes suivants correspondent à l'énergie cinétique cédée par la particule à l'anode (le troisième terme étant l'énergie cinétique perdue ou gagnée par la particule à travers la chute de potentiel anodique). Dans l'équation 4.68, le quatrième terme dans la parenthèse du membre de droite représente le travail de sortie (énergie d'extraction d'un électron à partir du niveau de Fermi) restitué par l'électron à l'anode lors de sa collecte. Dans l'équation 4.69, le quatrième terme dans la

parenthèse du membre de droite est l'énergie de recombinaison (neutralisation électrique) d'un ion à la surface de l'anode. Le dernier terme dans la parenthèse du membre de droite de l'équation 4.69 correspond à la chaleur latente de condensation, c'est-à-dire l'énergie libérée par le passage d'un atome de l'état gazeux à l'état solide.

4.7 Résolution numérique

Le système complet d'équations régissant l'écoulement du plasma d'arc (cf. section 4.4) avec l'ensemble des conditions aux limites décrites dans la section 4.5 a été résolu numériquement à l'aide du logiciel de calcul Fluent (logiciel commercial développé par la société ANSYS). Ce logiciel repose sur la méthode numérique des volumes finis et est dédié à la simulation numérique de phénomènes hydrodynamiques et thermiques. Pour simuler notre problème sous Fluent (notamment pour prendre en compte les phénomènes électromagnétiques), nous avons très largement utilisé la possibilité de développer et d'insérer dans le logiciel des sous-programmes spécifiques pour résoudre de nouvelles équations et tenir compte de conditions aux limites ou de propriétés physiques particulières.

4.7.1 Implémentation sous Fluent

La forme générale des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement (pour les trois composantes) et d'énergie relatives à l'écoulement des ions étant proches (contrairement aux équations relatives aux électrons) de celle des équations hydrodynamiques « génériques » résolues par le logiciel Fluent, nous avons choisi de résoudre ces équations grâce au solveur compressible de Fluent. Nous utilisons ici le solveur couplé avec la densité comme variable principale. Pour l'ensemble des équations résolues, nous utilisons un schéma de discrétisation amont du premier ordre.

L'impossibilité de simuler les équations de conservation relatives aux électrons à l'aide du solveur compressible de Fluent, sans faire l'hypothèse que les pressions ionique et électronique sont égales, nous a conduit à traiter ces équations par une méthode différente s'appuyant pour tout ou partie sur l'écriture de sous-programmes spécifiques.

L'équation de conservation d'énergie des électrons (Eq. 4.41) et l'équation différentielle relative au champ magnétique induit azimutal (Eq. 4.46) sont traitées à l'aide de la fonctionnalité du logiciel Fluent, qui permet de résoudre toute équation pouvant se mettre sous la forme d'une équation de transport convecto-diffusive d'une grandeur scalaire (UDS : User Defined Scalar).

Pour prendre en compte les différents termes source des équations de transport, les conditions aux limites spécifiques à notre problème ainsi que certaines propriétés physiques particulières (conductivités thermiques ionique et électronique), nous avons développé plusieurs sous-programmes (UDF : User Defined Function) à l'intérieur du logiciel. Les variables qui ne sont pas obtenues par intégration d'une équation différentielle (n_e , v_{er} , $v_{e\theta}$, v_{ez} , B_{r_ind} , B_{z_ind} , E_r et E_z) sont également calculées à l'aide d'UDF. Notons que le calcul des composantes B_{r_ind} , et B_{z_ind} à partir de la loi de Biot et Savart, qui est détaillé dans la section suivante, a nécessité des développements au sein du logiciel particulièrement importants.

Dans ce manuscrit, nous ne discuterons pas les difficultés importantes rencontrées lors de la mise en œuvre de la simulation numérique des équations du modèle sous le logiciel Fluent.

Par ailleurs, un temps important a été consommé par la mise au point des paramètres numériques amenant à la convergence de la résolution itérative des équations du modèle.

4.7.2 Calcul des composantes radiale et axiale du champ magnétique induit

Du fait de la symétrie cylindrique du problème, les composantes radiale et axiale du champ magnétique induit dépendent uniquement de la densité de courant azimutale (pour s'en convaincre, il suffit de projeter l'équation de Maxwell-Ampère (Eq. 4.12) sur les 3 axes d'un système de coordonnées cylindriques).

Pour calculer les composantes B_{r_ind} et B_{z_ind} du champ magnétique induit, la loi de Biot-Savart a été utilisée en appliquant un principe de superposition. Selon cette loi, le champ magnétique induit en un point P par un élément de courant infinitésimal de longueur \vec{dl} situé au point A et parcouru par un courant I peut être calculé de la manière suivante (cf. figure 4.4):

$$\vec{dB}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \times \vec{AP}}{|\vec{AP}|^3} \quad (\text{Eq. 4.70})$$

On peut montrer [Craik, 1995] que les composantes radiale et axiale du champ magnétique induit en un point P de coordonnées (r_0, z_0) par une spire de courant parcourue par une intensité I, dont le centre a pour coordonnées $r = 0$ et $z = 0$ et dont le rayon est a, s'expriment analytiquement sous la forme suivante :

$$B_{r_ind} = \frac{\mu_0 I z_0}{2\pi r_0} \frac{1}{[(a+r_0)^2 + z_0^2]^{1/2}} \left[E\left(\frac{4ar_0}{(a+r_0)^2 + z_0^2}\right) \frac{a^2 + r_0^2 + z_0^2}{(a-r_0)^2 + z_0^2} - K\left(\frac{4ar_0}{(a+r_0)^2 + z_0^2}\right) \right] \quad (\text{Eq. 4.71})$$

$$B_{z_ind} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{[(a+r_0)^2 + z_0^2]^{1/2}} \left[E\left(\frac{4ar_0}{(a+r_0)^2 + z_0^2}\right) \frac{a^2 - r_0^2 - z_0^2}{(a-r_0)^2 + z_0^2} + K\left(\frac{4ar_0}{(a+r_0)^2 + z_0^2}\right) \right] \quad (\text{Eq. 4.72})$$

où K et E sont respectivement les intégrales elliptiques complètes de première et de seconde espèce dont on rappelle ci-dessous les expressions (l'algorithme de calcul de ces intégrales est présenté dans l'annexe B):

$$K(\kappa) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - \kappa \sin^2 \theta}} d\theta \quad (\text{Eq. 4.73})$$

$$E(\kappa) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \kappa \sin^2 \theta} d\theta \quad (\text{Eq. 4.74})$$

Pour calculer les composantes radiale et axiale du champ magnétique induit dans une cellule donnée de notre maillage de calcul, nous avons utilisé un principe de superposition consistant à sommer les champs magnétiques élémentaires créés au centre de cette cellule par les courants azimutaux portés par toutes les autres cellules du maillage. Chaque champ magnétique induit élémentaire est calculé à l'aide des équations 4.71 et 4.72. Lors de la sommation sur l'ensemble des cellules du maillage, nous n'avons pas tenu compte du champ magnétique dû au courant azimutal porté par la cellule au centre de laquelle le champ magnétique est calculé. Cette approximation est discutée dans l'annexe C.

Précisons que les expressions des composantes radiale et axiale du champ magnétique induit données ci-dessus dérivent d'un potentiel vecteur \vec{A} (tel que $\vec{B}_{\text{ind}} = \nabla \times \vec{A}$) [Craik, 1995], ce qui implique que l'équation $\nabla \cdot \vec{B}_{\text{ind}} = 0$ est satisfaite (cf. section 4.4).

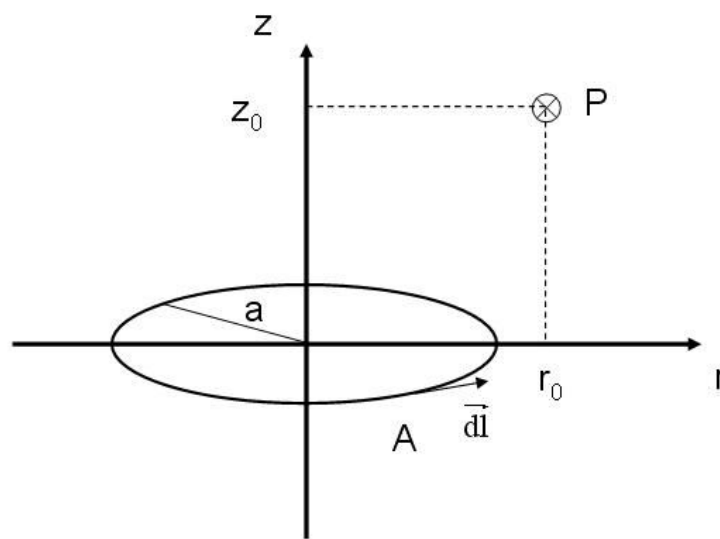


Figure 4.4. Définition des variables géométriques employées dans les équations 4.71 et 4.72.

4.7.3 Initialisation des calculs

Le choix des conditions initiales du calcul influence très fortement la stabilité de la simulation numérique. Quel que soit le régime d'écoulement des ions, tous les calculs sont initialisés de manière identique à partir des valeurs des paramètres du plasma imposées sur la frontière cathodique du domaine de calcul.

4.7.4 Algorithme de résolution

L'algorithme de résolution adopté est montré sur la figure 4.5.

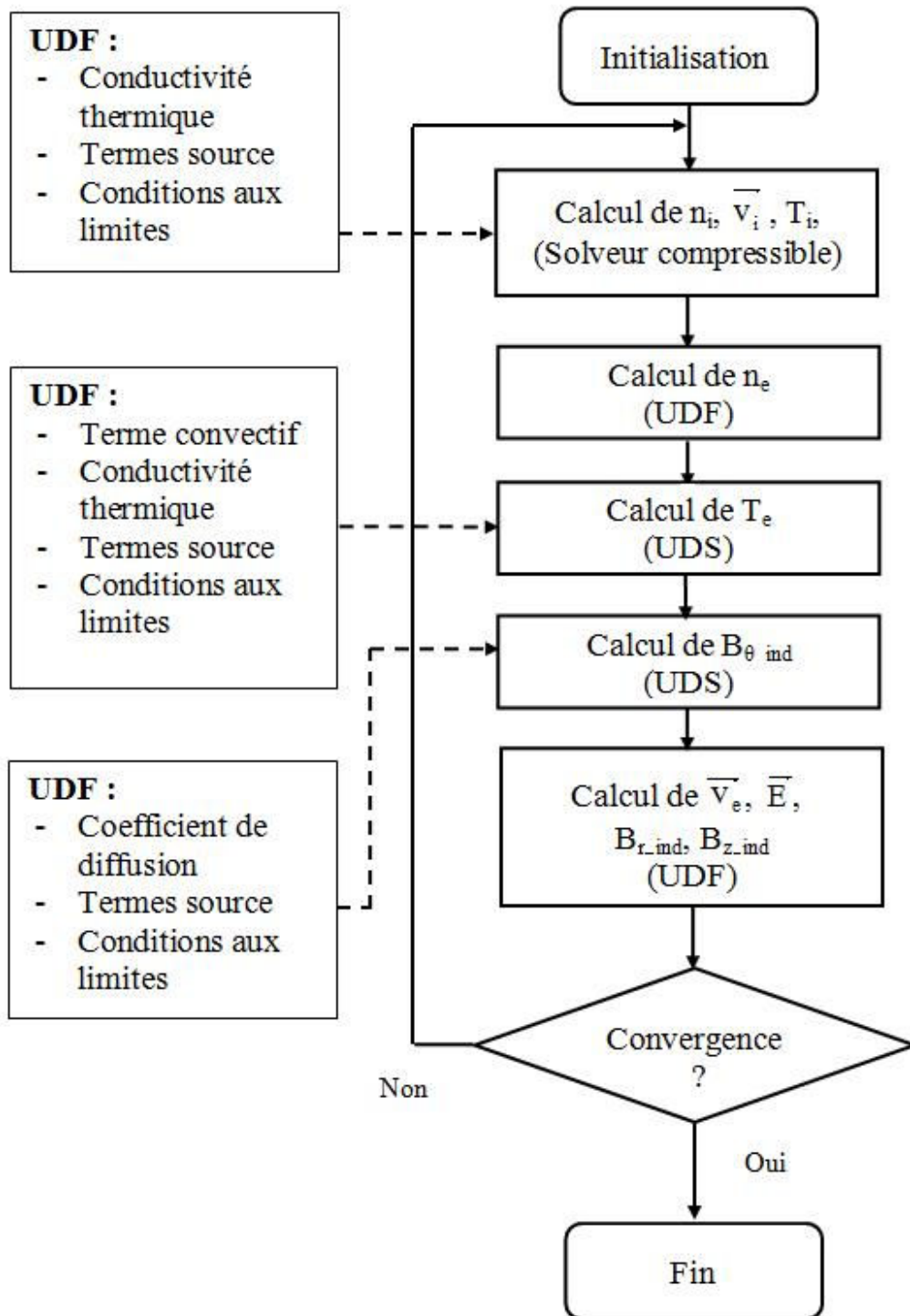


Figure 4.5 Algorithme de résolution.

Chapitre 5 - Résultats du modèle

Dans ce chapitre, nous utilisons le modèle présenté dans le chapitre 4 pour simuler le comportement du plasma d'arc dans un disjoncteur à vide à champ magnétique axial. Les simulations ont été effectuées pour les conditions suivantes :

- les électrodes sont en cuivre,
- le rayon des électrodes est $R = 1$ cm,
- la distance entre les électrodes vaut $d = 1$ cm (sauf mention contraire).

Pour l'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre, le courant d'arc varie entre 200 A et 4000 A et l'intensité maximale de l'induction magnétique axiale extérieure (B_{AMF}) est égale à 45 mT. Sur la base des travaux numériques de Schade et Shmelev [2003], nous considérons que le régime d'écoulement des ions au niveau de la frontière cathodique est supersonique aux faibles intensités du courant et subsonique aux fortes intensités. D'après ces auteurs, la valeur limite de la densité de courant qui marque la frontière entre ces deux régimes est d'environ 300 A/cm^2 , ce qui correspond à un courant d'environ 1000 A pour des électrodes de rayon 1 cm. Les résultats correspondant à ces deux régimes d'écoulement seront présentés séparément dans la suite de ce chapitre. Pour chacun de ces régimes, nous étudierons tout d'abord en détail dans un cas de référence les distributions dans l'espace interélectrode des différentes grandeurs du plasma, puis nous effectuerons une étude paramétrique de l'influence des principales conditions opératoires (intensité du courant, distance entre les électrodes) sur ces grandeurs à proximité de l'anode.

Il aurait semblé judicieux de simuler le comportement de l'arc pour des électrodes de rayon 2,2 cm, afin de se placer dans les mêmes conditions que celles utilisées lors des expériences présentées dans le chapitre 3. Toutefois, en raison de difficultés de convergence numérique, des simulations pour de telles conditions n'ont pas pu être réalisées. Pour l'instant, une convergence peut être obtenue uniquement pour des rayons d'électrode nettement inférieurs à 2,2 cm (typiquement 1 cm comme retenu dans ce chapitre).

L'ensemble des résultats présentés a été obtenu en utilisant un maillage régulier du domaine de calcul, comportant 40 cellules dans la direction radiale et 40 cellules dans la direction axiale (voir la figure 5.1). Le temps de calcul sur des ordinateurs équipés de processeurs cadencés à 2,8 GHz est de l'ordre de 48 à 96 h. L'intensité totale du courant est calculée après les simulations et nous vérifions sa cohérence avec l'intensité du courant imposée comme donnée d'entrée du modèle.

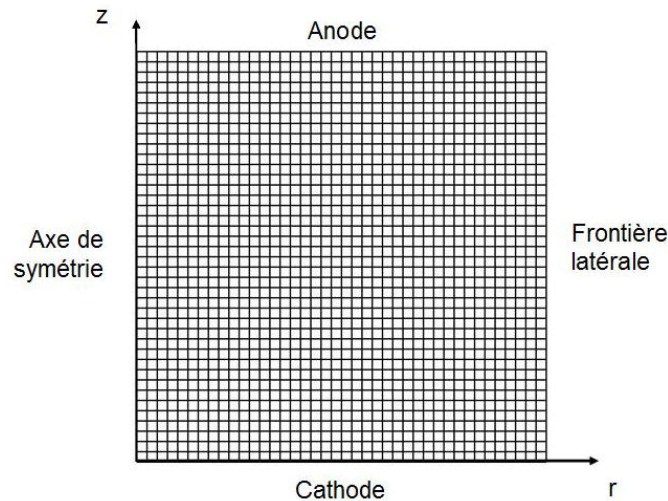


Figure 5.1 Maillage du domaine de calcul utilisé (le rayon et la hauteur du domaine sont égaux à 1 cm).

5.1 Régime supersonique

Dans cette section, nous étudions le comportement du plasma d'arc pour des intensités du courant de coupure inférieures à 1000 A. Comme indiqué précédemment, le régime d'écoulement des ions sur la frontière cathodique est supposé supersonique dans ces conditions. Les valeurs des paramètres du plasma imposées sur la frontière cathodique (conditions aux limites de notre modèle) sont données dans le tableau 5.1. Bien que les origines de ces données soient diverses, il ne semble pas y avoir d'incohérences entre elles. La valeur de la température électronique retenue est extraite des travaux de Lyubimov et Rakhovskii [1978]. Les valeurs des variables p_i , $m_i n_i v_{iz}$ et T_{i_tot} ont été fixées à partir des relations données dans le chapitre 4 (cf. section 4.5.3), en fixant le taux d'érosion de la cathode à $50 \mu\text{g/C}$ [Daalder, 1976], la vitesse ionique à 10^4 m/s [Kutzner et Miller, 1992] et la température ionique à $0,2 \text{ eV}$ [Schade et Shmelev, 2003].

	200 A	600 A	900 A
p_i (Pa)	0,966	2,9	4,35
$m_i n_i v_{iz}$ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	$3,18\cdot 10^{-2}$	$9,55\cdot 10^{-2}$	0,143
T_{i_tot} (eV)	13,38	13,38	13,38
T_e (eV)	1,5	1,5	1,5

Tableau 5.1 Valeurs des conditions aux limites imposées sur la frontière cathodique.

5.1.1 Comportement du plasma d'arc sans AMF

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus pour une intensité du courant de 600 A. Nous allons dans un premier temps étudier le comportement des électrons et l'évolution de la densité de courant, puis le comportement des ions. La densité de flux d'énergie transférée à l'anode sera également présentée. Enfin, nous terminerons cette section en vérifiant la légitimité de certaines des hypothèses de notre modélisation.

5.1.1.1 Comportement des électrons et distribution de la densité de courant

La figure 5.2 montre une superposition des champs du vecteur densité de courant et de la norme de ce vecteur, obtenus par le calcul. Bien évidemment, on peut remarquer que la densité de courant radiale est nulle sur la frontière latérale, conformément aux conditions aux limites imposées sur cette frontière.

Rappelons que comme la vitesse électronique est supérieure à la vitesse ionique, le courant est en grande partie porté par les électrons. Nous pouvons remarquer sur cette figure que la densité de courant ne varie que très faiblement pour des distances axiales, par rapport à la cathode, inférieures à environ 7,5 mm. A proximité de l'anode, on observe en revanche une constriction importante du courant (resserrement des lignes de courant). Ainsi, le long de la frontière anodique, la norme de la densité de courant est 4 fois plus élevée sur l'axe de symétrie qu'au niveau de la frontière latérale. Le long de l'axe de symétrie, la densité de courant augmente d'environ un facteur 2 entre les frontières cathodique et anodique.

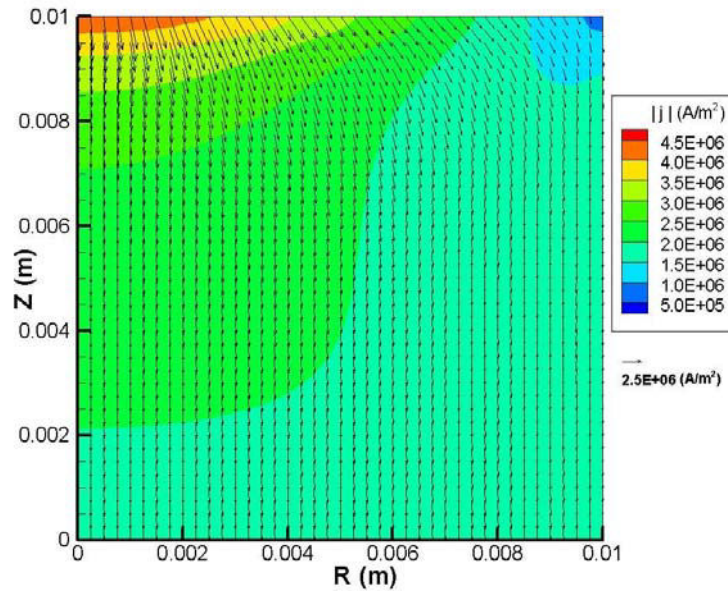


Figure 5.2 Superposition des champs du vecteur densité de courant et de la norme de ce vecteur (I = 600 A, sans AMF).

Pour analyser le phénomène de constriction du courant près de l'anode, nous rappelons ci-dessous l'expression de la densité de courant radiale:

$$j_r = 1,71 \frac{k\sigma}{e} \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{kT_e\sigma}{en_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} + \sigma E_r - \sigma v_{ez} B_{\theta_ind} \quad (\text{Eq. 5.1})$$

La figure 5.3 illustre l'évolution, le long de la frontière anodique, des quatre termes du membre de droite de cette équation.

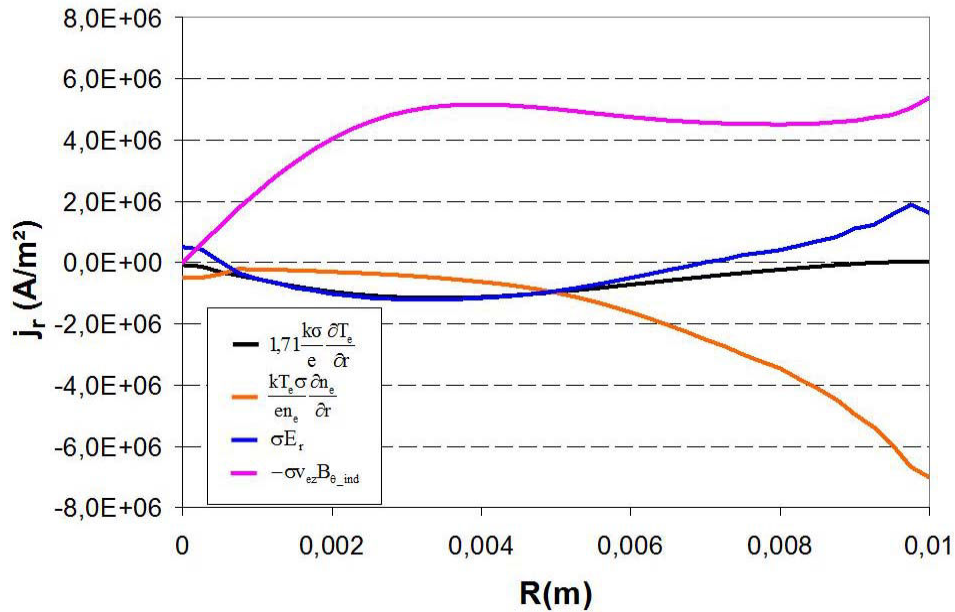


Figure 5.3 Profils le long de la frontière anodique des termes du membre de droite de l'équation 5.1 (I = 600 A, sans AMF).

On constate que la constriction du courant a pour origine principale l'effet sur les électrons du champ magnétique azimuthal induit (terme $-\sigma v_{ez} B_{\theta_ind}$). Le champ électrique radial (terme σE_r), joue également un rôle significatif dans la constriction du courant à proximité de la frontière latérale. Notons que les deux premiers termes de l'équation 5.1 associés aux gradients respectivement de la température électronique et de la densité contribuent au contraire à limiter l'amplitude du phénomène de constriction (termes négatifs). L'influence du terme fonction du gradient de densité devient de plus en plus importante si on se rapproche de la frontière latérale. Le fait que le resserrement des lignes de courant du vecteur densité de courant n'est pas progressif mais localisé essentiellement au voisinage de l'anode indique le rôle essentiel de la présence de l'anode (et de son caractère équipotentiel) dans le phénomène de constriction.

La figure 5.4 montre la distribution de la température électronique dans l'espace interélectrode. Les électrons qui se dirigent de la cathode vers l'anode subissent un échauffement important. La valeur maximale de la température électronique, atteinte au niveau de la frontière anodique sur l'axe de symétrie, est de 3,3 eV, ce qui correspond à une augmentation d'un facteur 2 de la température électronique par rapport à sa valeur sur la frontière cathodique. Le non uniformité de la distribution radiale de la température électronique augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche de la frontière anodique. Sur cette frontière, la température au niveau de l'axe de symétrie est 14 % plus élevée que celle à la périphérie.

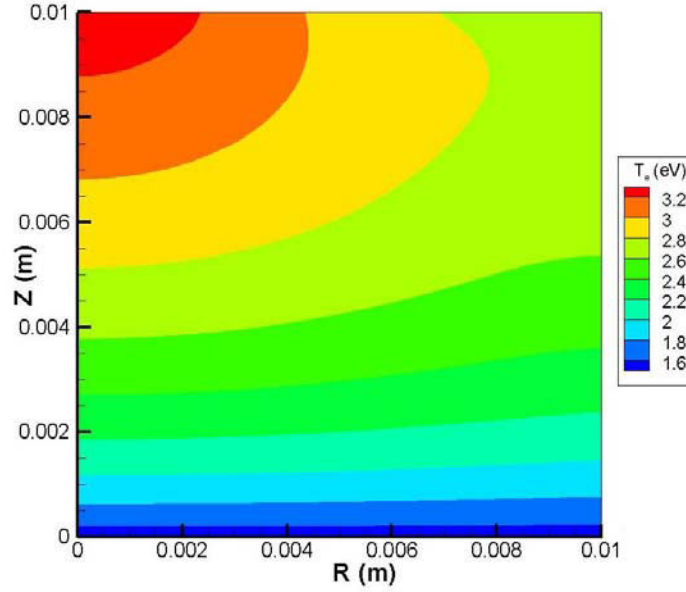


Figure 5.4 Champ de température électronique ($I = 600$ A, sans AMF).

Rappelons que l'équation de transfert de chaleur pour les électrons est de la forme :

$$\frac{3}{2} n_e k (\vec{v}_e \cdot \nabla) T_e - \nabla \cdot \left(3,2 \frac{n_e k^2 T_e \tau_e}{m_e} \nabla T_e \right) = -Q_i + \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} - p_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) \quad (\text{Eq. 5.2})$$

Sur les figures 5.5 à 5.7, nous montrons respectivement les distributions dans l'espace interélectrode de chacun des trois termes source du membre de droite de l'équation 5.2.

Le terme « $-Q_i$ » représente l'énergie que les électrons transfèrent aux ions au cours des collisions électrons-ions. On peut remarquer une décroissance de ce terme sur les bords du domaine en allant vers l'anode, qui est à rapprocher de l'évolution de la densité ionique dans cette même région (cf. figure 5.8 présentée page 71). De manière générale, nous pouvons constater que le terme « $-Q_i$ » est de deux à trois ordres de grandeur inférieurs aux deux autres termes source. Son effet sur la température électronique est donc négligeable.

Sur les figures 5.6 et 5.7, nous pouvons constater que l'effet Joule ($|\vec{j}|^2 / \sigma$) et le terme lié à la compressibilité du fluide d'électrons ($-p_e \nabla \cdot \vec{v}_e$) sont du même ordre de grandeur et jouent tous les deux un rôle significatif dans l'évolution de la température électronique. Ces deux termes sont responsables d'un échauffement des électrons (en dehors d'une zone à proximité de la frontière latérale du domaine où le terme de compressibilité tend au contraire à refroidir les électrons). Il est intéressant de constater que le terme d'effet Joule et le terme de compressibilité atteignent tous les deux leur valeur maximale du côté anodique au voisinage de l'axe. C'est la raison pour laquelle la température électronique atteint également sa valeur maximale à cet endroit.

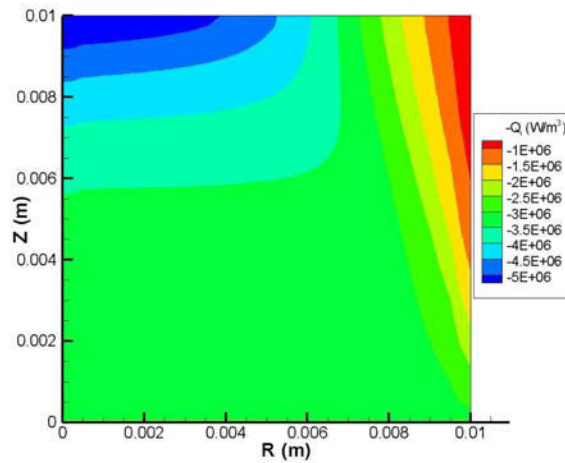


Figure 5.5 Champ du terme source « $-Q_i$ » de l'équation 5.2 ($I = 600A$, sans AMF).

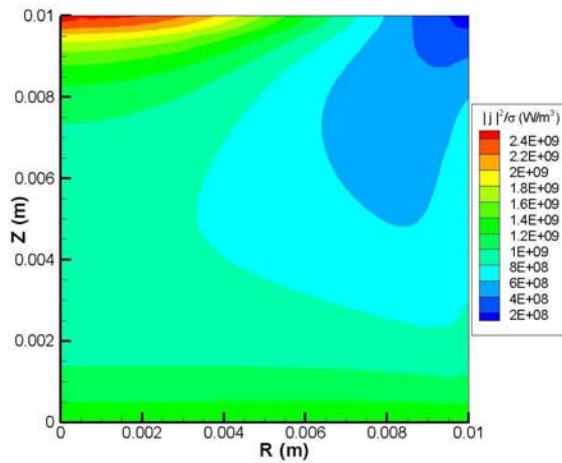


Figure 5.6 Champ du terme source « $|j|^2/\sigma$ » de l'équation 5.2 ($I = 600A$, sans AMF).

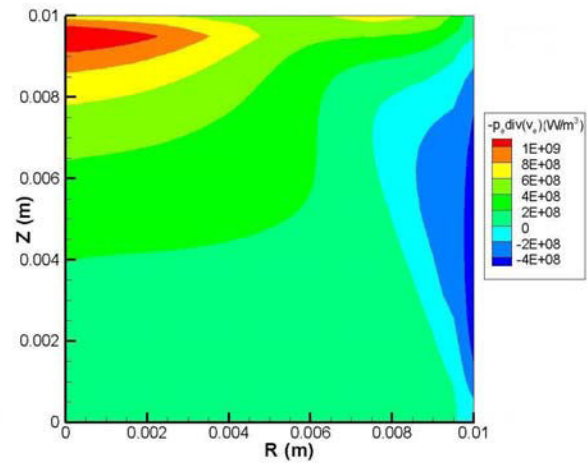


Figure 5.7 Champ du terme source « $-p_e \nabla \cdot \vec{v}_e$ » de l'équation 5.2 ($I = 600A$, sans AMF).

5.1.1.2 Comportement des ions

Sur la figure 5.8, nous présentons la distribution de la densité ionique dans l'espace interélectrode. Nous pouvons remarquer sur cette figure une augmentation globale de la densité des ions au cours de leur transfert de la cathode vers l'anode (sauf près de la frontière latérale). Au centre et à proximité de l'anode, la densité est environ 2 fois plus élevée que celle en périphérie et environ 45 % plus élevée que celle au voisinage de la cathode. Comme détaillé plus loin dans cette section, cette évolution de la densité va de pair avec un échauffement des ions, traduisant ainsi un phénomène de compression des ions.

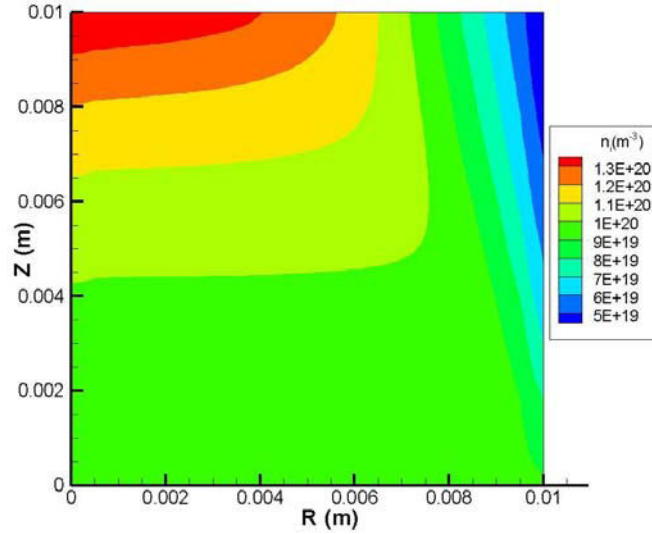


Figure 5.8 Champ de densité ionique ($I = 600$ A, sans AMF).

La figure 5.9 présente le champ de vitesse des ions dans l'espace interélectrode. Cette figure met en évidence une décélération modérée des ions au cours de leur écoulement de la cathode vers l'anode (excepté dans une étroite région le long de la frontière latérale).

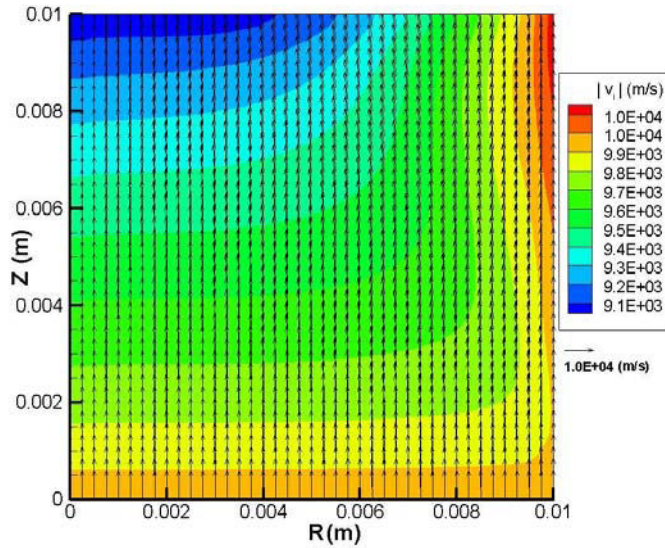


Figure 5.9 Superposition des champs du vecteur vitesse ionique et de la norme de ce vecteur ($I = 600$ A, sans AMF).

La diminution de vitesse maximale est d'environ 10 %. Enfin, on observe une inclinaison très légère des vecteurs vitesses vers l'axe de symétrie au voisinage de l'anode (la vitesse radiale reste cependant inférieure de plus d'un ordre de grandeur à la vitesse axiale).

Afin d'interpréter la diminution de la vitesse des ions, nous rappelons ici l'équation de transport de la quantité de mouvement axiale ionique (dans le cas sans AMF) :

$$m_i n_i \left(v_{ir} \frac{\partial v_{iz}}{\partial z} + v_{iz} \frac{\partial v_{ir}}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p_i}{\partial z} + Z_i e n_i (E_z + v_{ir} B_{\theta_ind}) - R_z \quad (\text{Eq. 5.3})$$

L'analyse, à partir des résultats de simulation, de la contribution des différentes forces axiales s'exerçant sur les ions montre que la décélération des ions est due essentiellement à l'action du champ électrique (terme $Z_i n_i E_z$). La force due au gradient de pression (terme $-\partial p_i / \partial z$) tend également à décélérer les ions sauf près de la frontière latérale, où elle est responsable de leur accélération. La force de friction entre les ions et les électrons (terme $-R_z$) et la force due à l'induction magnétique azimuthale (terme $Z_i n_i v_{ir} B_{\theta_ind}$) contribuent toutes les deux à accélérer les ions, mais leur influence reste secondaire.

En ce qui concerne la légère inclinaison de la vitesse ionique en direction de l'axe de symétrie, cet effet est directement lié à la constriction du courant (porté principalement par les électrons) décrite précédemment. Cet effet de constriction se transmet aux ions par l'intermédiaire de la force de friction électrons-ions. Afin d'illustrer ce résultat, nous présentons sur la figure 5.10 les profils, le long de la frontière anodique, des différents forces volumiques intervenant dans l'équation de transport de quantité de mouvement radiale, dont l'expression (dans le cas sans AMF) est rappelée ci-dessous.

$$m_i n_i \left(v_{ir} \frac{\partial v_{ir}}{\partial r} + v_{iz} \frac{\partial v_{ir}}{\partial z} \right) = F_{pres,r} + F_{ele,r} + F_{mag,r} + F_{fric,r} \quad (\text{Eq. 5.4})$$

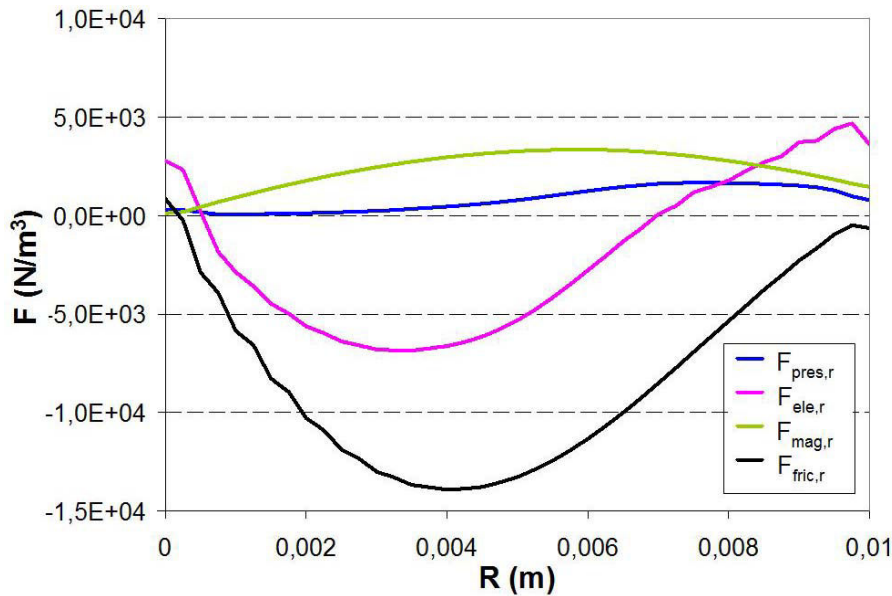


Figure 5.10 Profils le long de la frontière anodique des différents termes du membre de droite de l'équation 5.4 ($I = 600$ A, sans AMF).

où les différentes forces volumiques mises en jeu sont définies de la manière suivante :

$$\begin{aligned} F_{pres,r} &= -\frac{\partial p_i}{\partial r} & F_{ele,r} &= Z_i n_i E_r \\ F_{mag,r} &= -Z_i n_i v_{iz} B_{\theta_ind} & F_{fric,r} &= -R_r \end{aligned}$$

La figure 5.11 montre la distribution de température ionique dans l'espace interélectrode. On constate que les ions s'échauffent lorsqu'ils se dirigent de la cathode vers l'anode. On observe ainsi un doublement de la température ionique le long de l'axe de symétrie. La distribution radiale de la température est de moins en moins uniforme quand on se rapproche de l'anode.

La température ionique au centre de l'anode est ainsi environ 70 % plus élevée que celle à la périphérie de l'anode.

Nous rappelons ci-dessous l'équation de transfert de chaleur relative à l'écoulement des ions :

$$\frac{3}{2} n_i k (\vec{v}_i \cdot \nabla) T_i + \nabla \cdot \vec{q}_i = -p_i (\nabla \cdot \vec{v}_i) + Q_i \quad (\text{Eq. 5.5})$$

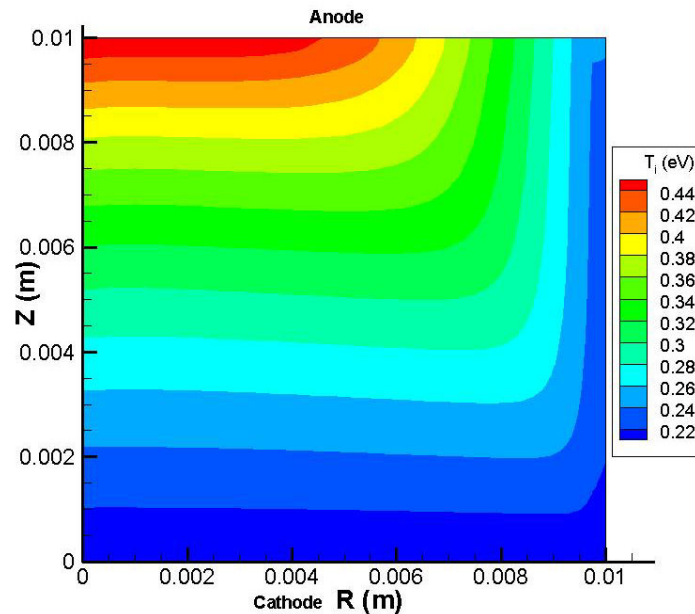


Figure 5.11 Champ de température ionique ($I = 600$ A, sans AMF).

La figure 5.12 montre la distribution dans l'espace interélectrode du terme source lié à la compressibilité des ions (terme $-p_i \nabla \cdot \vec{v}_i$). La distribution du terme source associé aux interactions électrons-ions (terme Q_i) peut être visualisée à partir de la figure 5.5. Nous pouvons remarquer que les deux termes source sont, en valeur absolue, du même ordre de grandeur dans tout l'espace interélectrode. Dans une région étroite le long de la frontière latérale, ces deux termes sont de signe opposé et tendent à se compenser, de sorte que la température reste voisine de la valeur de la température ionique au niveau de la frontière cathodique. Dans le reste du domaine (correspondant à la majeure partie de l'espace interélectrode), les deux termes source agissent dans le même sens et provoquent une élévation de la température ionique.

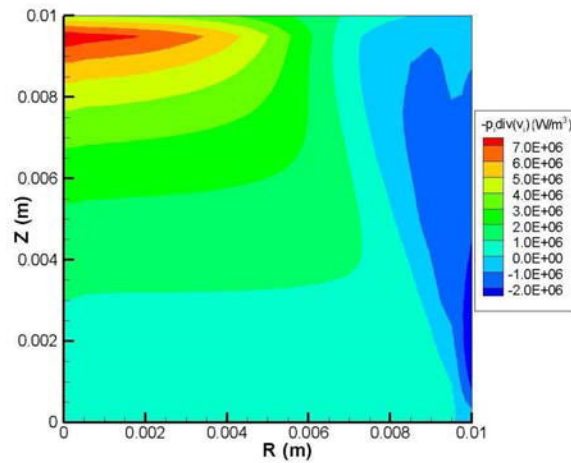


Figure 5.12 Champ du terme source « $-\rho_i \nabla \cdot \vec{v}_i$ » de l'équation 5.5
($I = 600$ A, sans AMF).

Sur la figure 5.13, nous montrons la distribution dans l'espace interélectrode du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions. On observe une diminution du nombre de Mach au cours du transfert des ions de la cathode vers l'anode. Il décroît d'environ 30 % le long de l'axe de symétrie. Sa valeur demeure néanmoins toujours largement supérieure à l'unité; les ions restent ainsi en régime d'écoulement supersonique dans tout l'espace interélectrode. La diminution du nombre de Mach est une conséquence de deux effets : la décélération des ions (cf. figure 5.9) et leur échauffement (cf. figure 5.11).

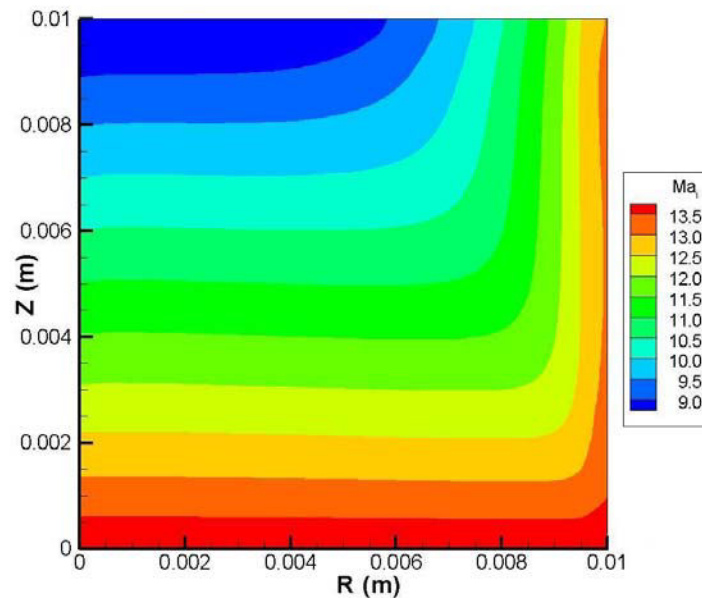


Figure 5.13 Champ du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions ($I = 600$ A, sans AMF).

5.1.1.3 Densité de flux d'énergie vers l'anode

Comme explicité dans la section 4.6, il est possible d'évaluer, à partir des grandeurs du plasma calculées par notre modèle à l'interface entre la zone d'écoulement hydrodynamique et la gaine anodique, la densité de flux d'énergie que le plasma transfère à l'anode. Nous présentons ici le résultat de ce calcul. Nous analysons également l'importance relative des différents termes composant cette densité de flux d'énergie.

Rappelons que les densités d'énergie cédées par les électrons et les ions peuvent être estimées respectivement par les équations suivantes :

$$P_e = P_{ther,e} + P_{cin,e} + P_{gaine,e} + P_{s,e} \quad (\text{Eq. 5.6})$$

$$P_i = P_{ther,i} + P_{cin,i} + P_{gaine,i} + P_{c,i} \quad (\text{Eq. 5.7})$$

avec

$$P_{ther,e} = n_e v_{ez} (2kT_e)$$

$$P_{ther,i} = n_i v_{iz} (2kT_i)$$

$$P_{cin,e} = n_e v_{ez} (0,5m_e v_e^2)$$

$$P_{cin,i} = n_i v_{iz} (0,5m_i v_i^2)$$

$$P_{gaine,e} = n_e v_{ez} (e\phi_{sh})$$

$$P_{gaine,i} = n_i v_{iz} (-Z_i e\phi_{sh})$$

$$P_{s,e} = n_e v_{ez} (U_s)$$

$$P_{c,i} = n_i v_{iz} (U_r + L_v)$$

Afin d'évaluer les termes ci-dessus, nous avons utilisé les données relatives au cuivre [Lide, 1995]:

- travail de sortie électronique : $U_s = 4,29 \text{ eV}$
- chaleur latente de condensation d'un atome de cuivre : $L_v = 3,12 \text{ eV}$
- énergie de première ionisation d'un atome de cuivre : $U_{Z1} = 7,73 \text{ eV}$
- énergie de deuxième ionisation d'un atome de cuivre : $U_{Z2} = 20,29 \text{ eV}$

Pour le calcul de l'énergie associée à la recombinaison des ions de cuivre à la surface de l'anode, nous considérons que le plasma est composé de 20 % d'ions Cu^+ et de 80 % d'ions Cu^{2+} (ce qui correspond à une charge moyenne de 1,8). L'énergie de recombinaison est alors égale à :

$$U_r = U_{Z1} + 0,8U_{Z2} - 1,8U_s = 16,24 \text{ eV}$$

Les figures 5.14 et 5.15 montrent les variations le long de la surface de l'anode des différentes composantes de la densité de flux d'énergie transmise respectivement par les électrons et les ions.

Concernant les électrons, on peut remarquer que la densité de flux d'énergie cinétique électronique est très inférieure (du fait de la faible masse des électrons) aux trois autres composantes de cette densité de flux, qui sont quant à elles du même ordre de grandeur.

L'importance relative des diverses composantes de la densité de flux d'énergie dans le cas des ions est totalement différente de celle pour les électrons. C'est alors la densité de flux associée à l'énergie cinétique qui est la composante dominante. Les densités de flux d'énergie relatives à la condensation et la recombinaison des ions en surface et à l'énergie cinétique gagnée par les ions en traversant la chute de potentiel anodique jouent un rôle secondaire. Enfin, la

composante relative à l'énergie thermique des ions fournit la plus faible contribution (inférieure de 1 à 2 ordres de grandeur).

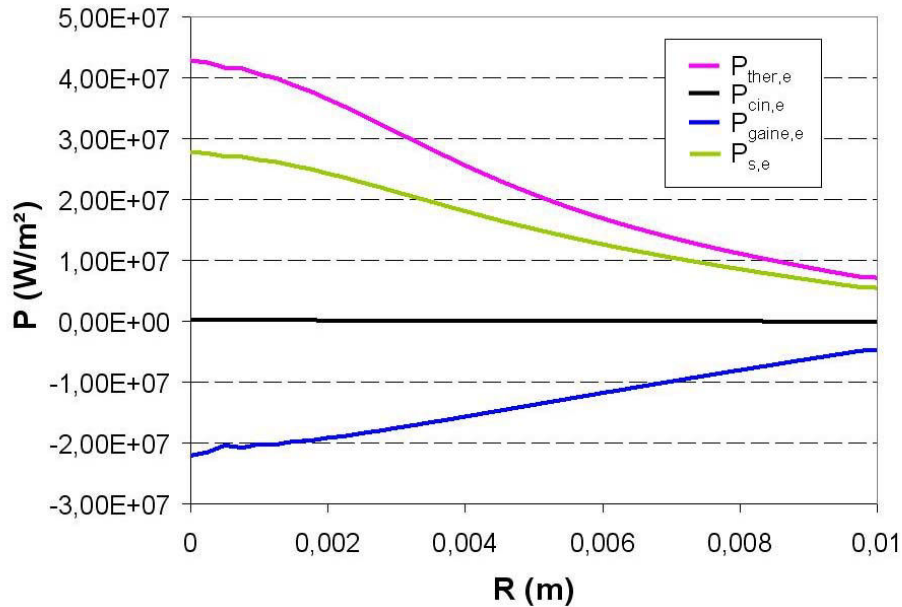


Figure 5.14 Variations radiales des différentes composantes de la densité de flux d'énergie apportée par les électrons à l'anode ($I = 600$ A, sans AMF).

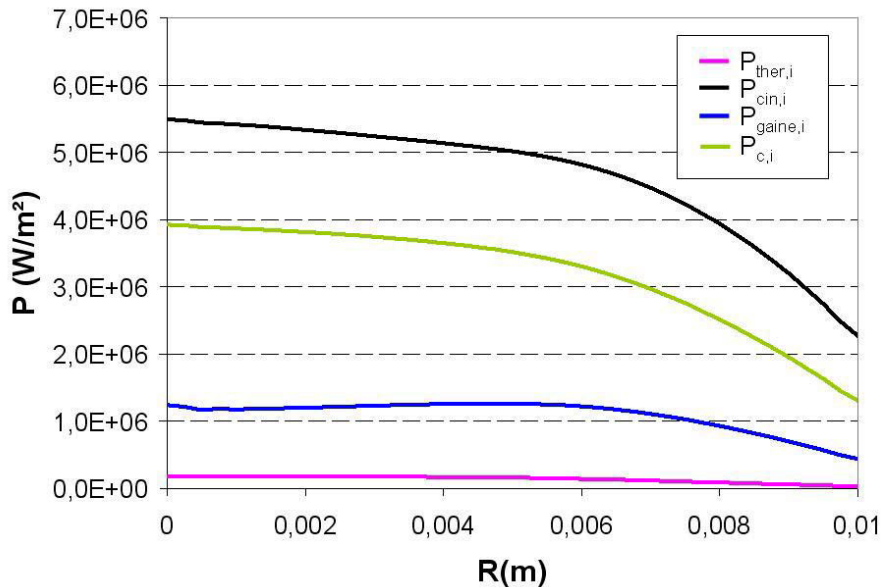


Figure 5.15 Variations radiales des différentes composantes de la densité de flux d'énergie apportée par les ions à l'anode ($I = 600$ A, sans AMF).

Sur la figure 5.16, nous montrons les profils de la densité de flux totale d'énergie cédée à l'anode et les profils des contributions dues respectivement aux électrons et aux ions. Les densités de flux sont maximales au niveau de l'axe de symétrie et la densité de flux d'énergie transmise par les électrons est supérieure à celle apportée par les ions. Un examen approfondi des résultats montre que chaque ion cède individuellement une énergie moyenne plus élevée que chaque électron. Cependant, au final, la densité de flux d'énergie due aux électrons est plus élevée que celle due aux ions, car le flux électronique parvenant à l'anode (terme $n_e v_{ez}$

dans l'équation 5.6) est beaucoup plus important que le flux ionique (terme $n_i v_{iz}$ dans l'équation 5.7).

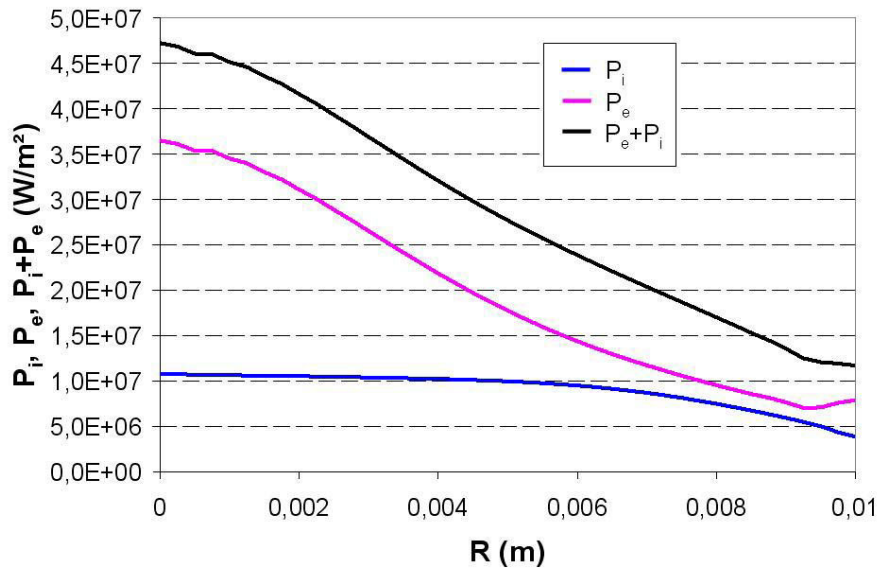


Figure 5.16 Variations radiales des densités de flux d'énergie cédées par les ions et les électrons à l'anode et de la densité de flux totale d'énergie vers l'anode ($I = 600$ A, sans AMF).

5.1.1.4 Validité de certaines hypothèses du modèle

Dans cette section, nous vérifions a posteriori, à partir des résultats de calcul, la légitimité de l'hypothèse adoptée dans notre modèle concernant la non-magnétisation des électrons et des ions. Rappelons que l'angle qu'une particule (α =électrons, ions) parcourt entre deux collisions s'écrit sous la forme :

$$\omega_\alpha \tau_\alpha = \frac{12\pi^{3/2} \varepsilon_0^2 m_\alpha^{1/2} (kT_\alpha)^{3/2} eZ_\alpha B}{\sqrt{2n_\alpha} e^4 Z_i Z_\alpha^3 \ln \Lambda} \frac{1}{m_\alpha} \quad (\text{Eq. 5.8})$$

Les figures 5.17 et 5.18 montrent les distributions dans l'espace interélectrode des grandeurs $|\omega_e \tau_e / 2\pi|$ et $|\omega_i \tau_i / 2\pi|$ respectivement. Dans le cas des électrons, le rapport $|\omega_e \tau_e / 2\pi|$, bien que relativement élevé, reste sensiblement inférieur à l'unité de sorte que nous pouvons considérer les électrons comme non magnétisés en première approximation. Dans le cas des ions, la valeur du rapport $|\omega_i \tau_i / 2\pi|$ est de l'ordre de 10^{-5} , ce qui justifie le fait de considérer les ions comme non magnétisés.

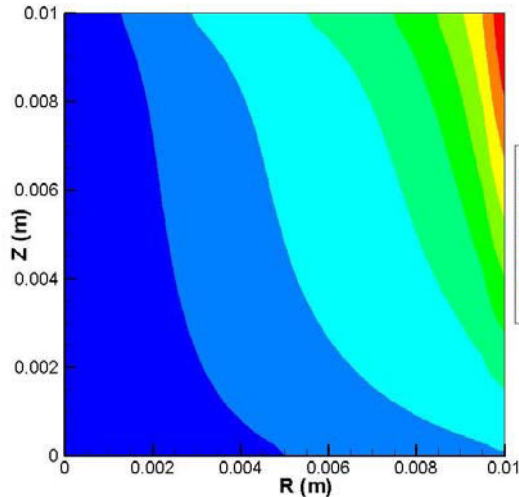


Figure 5.17 Champ de la grandeur $|\omega_e \tau_e / 2\pi|$ ($I = 600$ A, sans AMF).

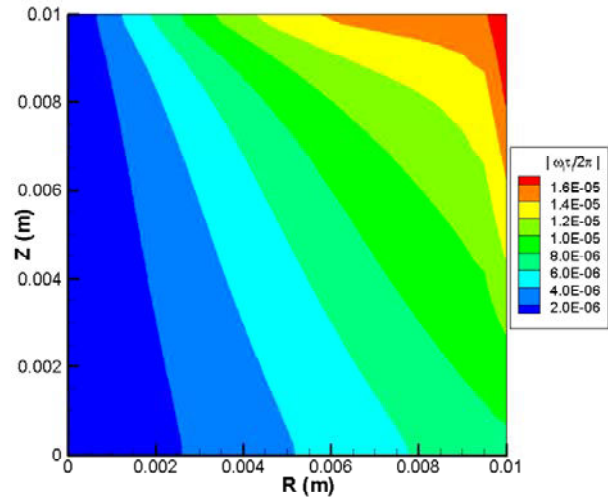


Figure 5.18 Champ de la grandeur $|\omega_i \tau_i / 2\pi|$ ($I = 600$ A, sans AMF).

5.1.2 Effet d'un AMF sur le comportement du plasma

Dans cette section, nous allons étudier l'influence d'un champ magnétique axial extérieur sur l'évolution dans l'espace interélectrode des différentes grandeurs du plasma. Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus pour un arc d'intensité $I = 600$ A soumis à une induction magnétique axiale externe d'intensité $B_{AMF} = 2,8$ mT (soit un rapport de l'induction magnétique axiale extérieure sur l'intensité du courant d'arc de 4,7 mT/kA). Il convient de préciser qu'en raison de problèmes de stabilité numérique, notre modèle ne nous a pas permis d'explorer une gamme de valeurs plus importante.

En présence d'un champ magnétique axial extérieur, il apparaît un mouvement des électrons et des ions dans la direction azimutale (et donc une composante azimutale de la densité de courant). Cette densité de courant azimutale crée alors un champ magnétique induit dans le plan (r, z) (rappelons que le champ magnétique induit est purement azimutal en l'absence d'AMF). Ainsi, l'application d'un champ magnétique axial provoque l'apparition de forces de Lorentz supplémentaires (par rapport au cas sans AMF) liées aux vitesses azimutales et aux composantes radiale et axiale du champ magnétique induit.

Les figures 5.19, 5.20 et 5.21 montrent les distributions dans l'espace interélectrode des inductions magnétiques induites dans les directions azimutale, axiale et radiale respectivement. L'induction magnétique induite dans la direction axiale est de l'ordre de 0,1 à 1 mT (la valeur maximum est atteinte au centre de l'anode), tandis que l'induction magnétique induite dans la direction radiale, sensiblement plus faible, est de l'ordre de 0,01 à 0,1 mT. L'induction magnétique induite dans la direction azimutale est nettement supérieure aux composantes radiale et axiale (excepté au voisinage de l'axe de symétrie), sa valeur maximale est égale à 12 mT.

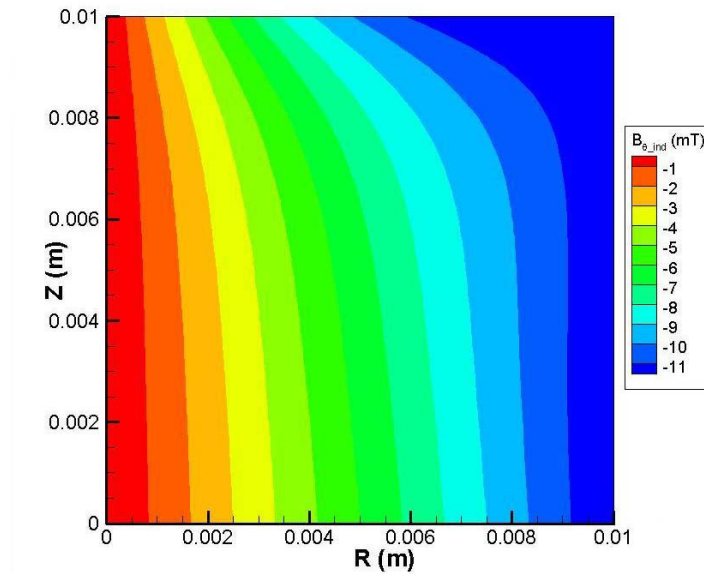


Figure 5.19 Induction magnétique azimutale induite ($I = 600 \text{ A}$, $B_{AMF} = 2,8 \text{ mT}$).

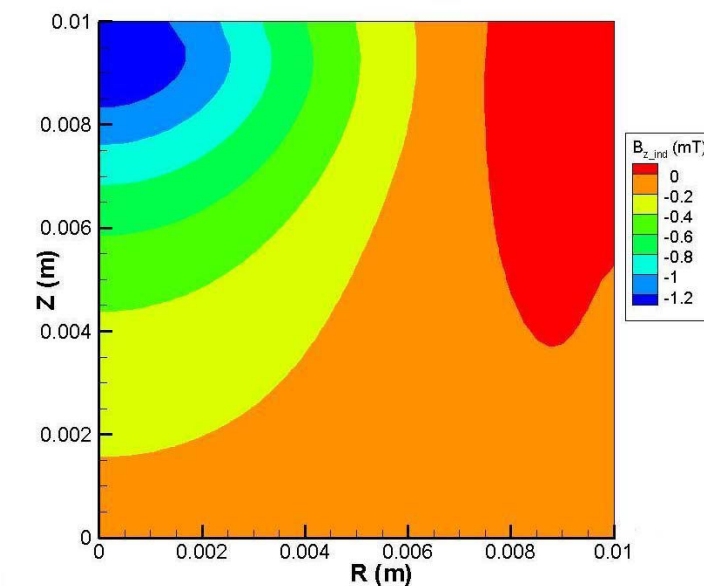


Figure 5.20 Induction magnétique axiale induite ($I = 600 \text{ A}$, $B_{AMF} = 2,8 \text{ mT}$).

Deux remarques peuvent être faites concernant la comparaison des inductions magnétiques induite et externe. Premièrement, ni la composante axiale ni la composante radiale de l'induction magnétique induite ne sont totalement négligeables devant l'induction magnétique axiale externe. Deuxièmement, nous pouvons constater que, dans le cas présent, l'induction magnétique azimutale induite est très nettement supérieure à l'induction magnétique extérieure (sauf au voisinage de l'axe de symétrie). En effet, sa valeur maximale (12 mT) est 4 fois plus élevée que l'induction magnétique externe (2,8 mT).

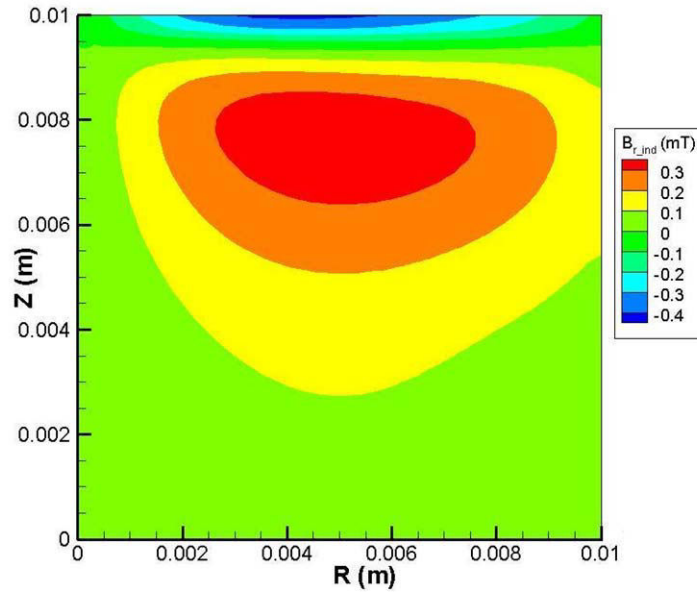


Figure 5.21 Induction magnétique radiale induite ($I = 600$ A, $B_{AMF} = 2,8$ mT).

Les figures 5.22 et 5.23 montrent les distributions dans l'espace interélectrode des composantes azimutales de la vitesse ionique et de la vitesse électronique respectivement. La vitesse azimutale des électrons est inférieure d'un à deux ordres de grandeur à leur vitesse axiale (qui est de l'ordre de 10^4 à 10^5 m/s). De même, la vitesse azimutale des ions est beaucoup plus faible (inférieure de trois ordres de grandeur) que leur vitesse axiale. Nous pouvons constater également que la vitesse azimutale ionique est inférieure de deux à trois ordres de grandeur à la vitesse azimutale électronique; le courant azimutal est donc majoritairement porté par les électrons.

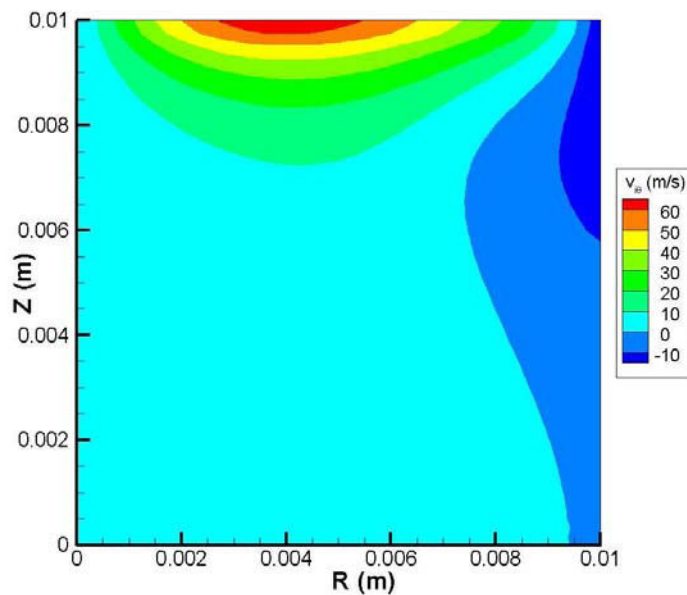


Figure 5.22 Champ de vitesse ionique azimutale ($I = 600$ A, $B_{AMF} = 2,8$ mT).

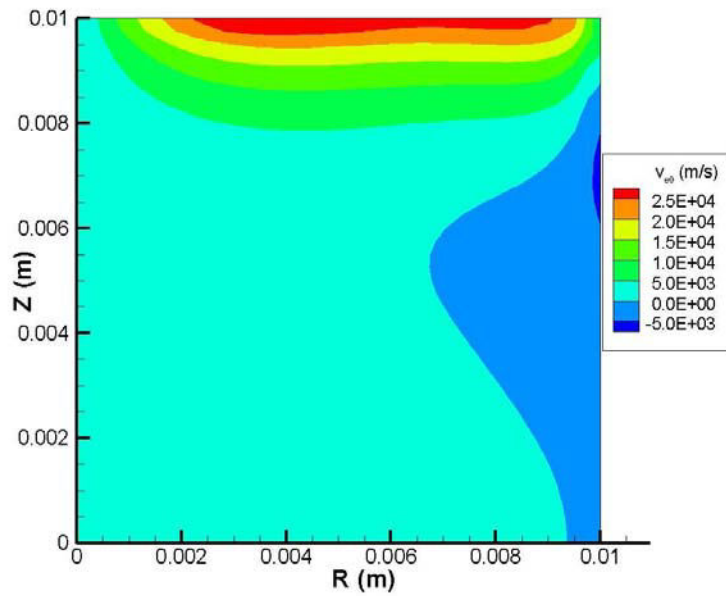


Figure 5.23 Champ de vitesse électronique azimutale ($I = 600$ A, $B_{AMF} = 2,8$ mT).

Sur la figure 5.24 est illustrée la distribution de la densité de courant dans l'espace interélectrode en présence d'une induction magnétique axiale extérieure. Nous pouvons remarquer que cette distribution est quasi-identique à celle obtenue en l'absence d'AMF (cf. figure 5.2).

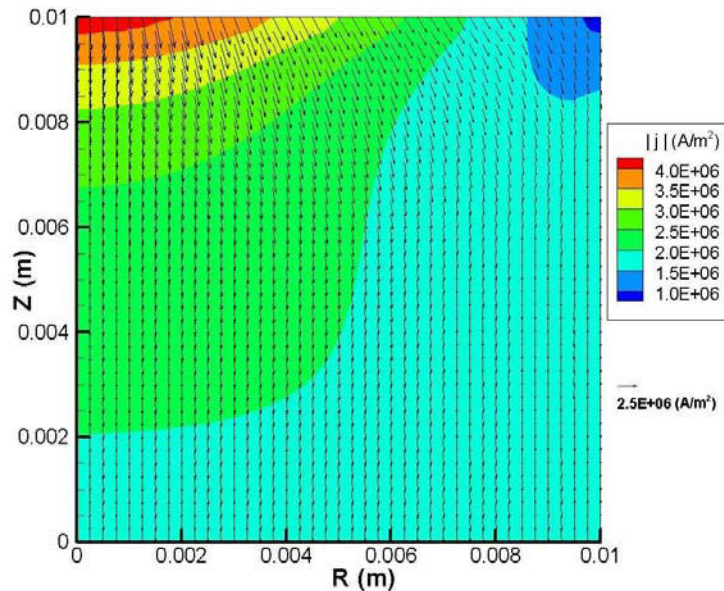


Figure 5.24 Superposition des champs du vecteur densité de courant (plan (r, z)) et de la norme de ce vecteur ($I = 600$ A, $B_{AMF} = 2,8$ mT).

L'expression de la densité de courant radiale en présence d'AMF est détaillée ci-dessous :

$$j_r = 1,71 \frac{k\sigma}{e} \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{kT_e\sigma}{en_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} + \sigma E_r + \sigma [v_{e\theta}(B_{z_ind} + B_{AMF}) - v_{ez}B_{\theta_ind}] \quad (\text{Eq. 5.9})$$

Par rapport à l'expression de la densité de courant radiale donnée précédemment pour le cas sans AMF (Eq. 5.1), on peut noter la présence de forces de Lorentz supplémentaires liées à l'AMF (terme $\sigma v_{e\theta} B_{AMF}$) et à l'induction magnétique axiale induite (terme $\sigma v_{e\theta} B_{z_ind}$). Dans le cas présent, ces forces de Lorentz supplémentaires jouent un rôle négligeable devant la force de Lorentz associée à l'induction magnétique azimutale induite (terme $-\sigma v_{ez} B_{\theta_ind}$). Ceci s'explique d'une part par le fait que la vitesse axiale v_{ez} est très supérieure à la vitesse azimutale $v_{e\theta}$, et d'autre part par le fait que l'induction magnétique induite azimutale est prépondérante devant les composantes B_{z_ind} et B_{AMF} , comme cela a été discuté précédemment. Ainsi, l'application d'une induction magnétique axiale d'intensité 2,8 mT a une influence négligeable sur la distribution de la densité de courant.

De façon analogue (et pour les mêmes raisons), les distributions de toutes les autres grandeurs du plasma (en particulier les champs des températures ionique et électronique) obtenues en présence d'un AMF d'intensité 2,8 mT sont quasi identiques à celles présentées dans la section 5.1.1.1 pour le cas sans AMF.

5.1.3 Etude paramétrique sur les conditions opératoires

Nous allons étudier à présent l'influence de certains paramètres opératoires sur le comportement du plasma d'arc. Les paramètres opératoires étudiés sont l'intensité du courant d'arc et la distance interélectrode. Nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'influence de ces paramètres sur les distributions des grandeurs du plasma au voisinage de l'anode. Les calculs présentés dans cette section ont été effectués en l'absence d'AMF.

5.1.3.1 Influence de l'intensité du courant

Nous avons testé trois valeurs de l'intensité du courant de coupure : 200 A, 600 A et 900 A.

La figure 5.25 montre les profils de densité de courant axiale le long de la frontière anodique pour les trois valeurs de l'intensité du courant de coupure considérées. Globalement, on constate sans surprise que la densité de courant augmente avec l'intensité du courant de coupure. Plus précisément, au niveau de l'axe de symétrie par exemple, la valeur de la densité de courant est multipliée par un facteur 4 entre 200 A et 600 A, et par un facteur 2 environ entre 600 A et 900 A. Il convient par ailleurs de noter que la constriction du courant augmente fortement avec l'intensité. A titre d'exemple, la proportion de l'intensité totale du courant reçue à l'intérieur d'une section de rayon 6 mm à partir de l'axe de symétrie est de 45 % à 200 A, 55 % à 600 A et 59 % à 900 A.

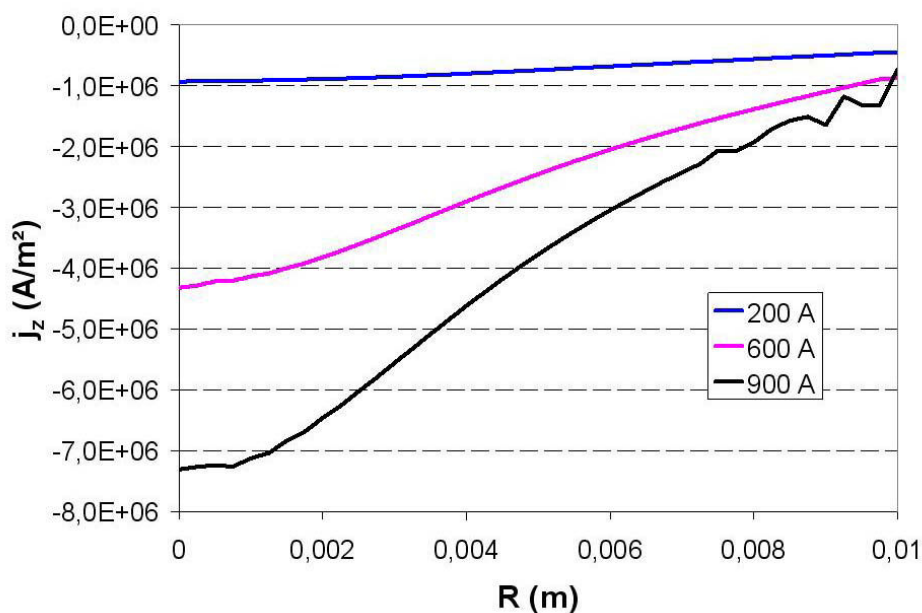


Figure 5.25 Profils de densité de courant axiale le long de la frontière anodique pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

La figure 5.26 montre le profil radial de la densité de flux massique ionique transmise à l'anode pour différentes intensités. Sur l'axe de symétrie, cette densité de flux augmente d'environ un facteur 3 entre 200 A et 600 A, et d'environ un facteur 2 entre 600 A et 900 A. La distribution de la densité de flux ionique collectée à l'anode devient de moins en moins uniforme avec l'accroissement du courant d'arc, ce qui indique une accentuation du phénomène de compression subi par les ions.

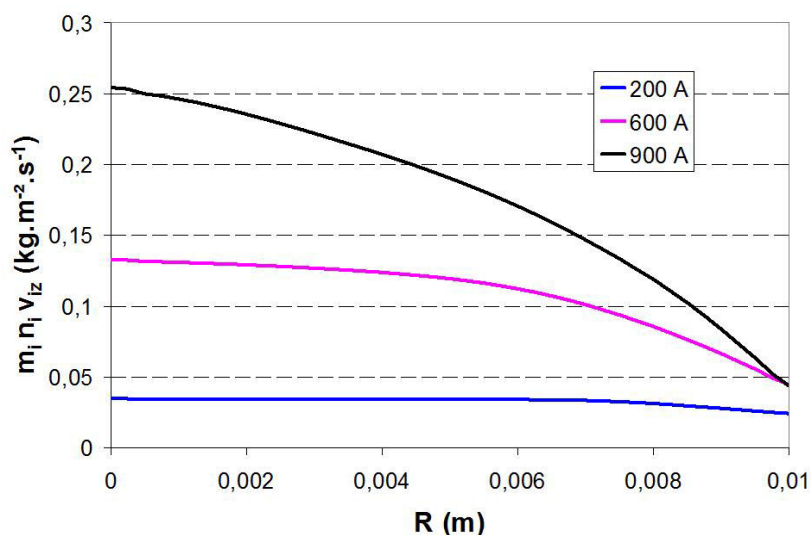


Figure 5.26 Profils de densité de flux massique ionique transmise à l'anode pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

L'influence de l'intensité du courant d'arc sur les profils radiaux, le long de la frontière anodique, de température électronique et de température ionique est illustrée sur les figures 5.27 et 5.28 respectivement.

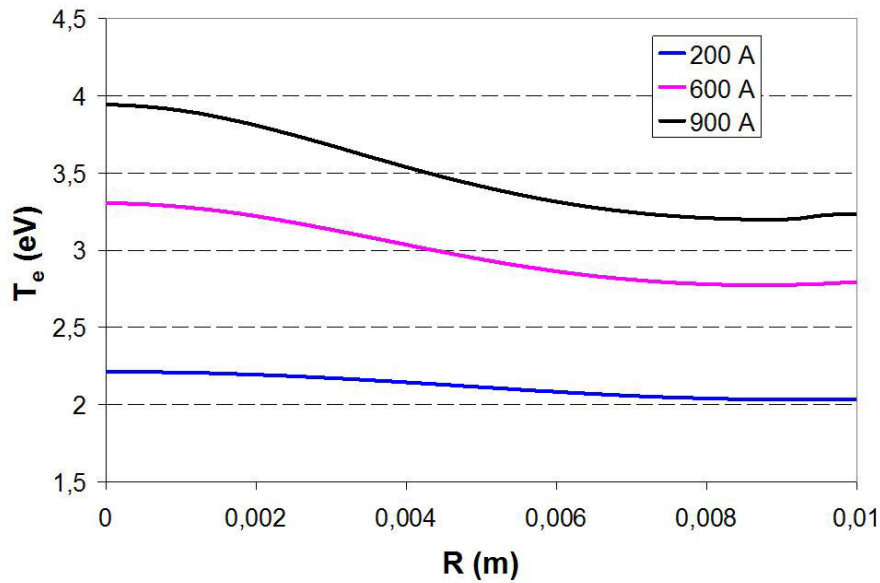


Figure 5.27 Profils de température électronique le long de la frontière anodique pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

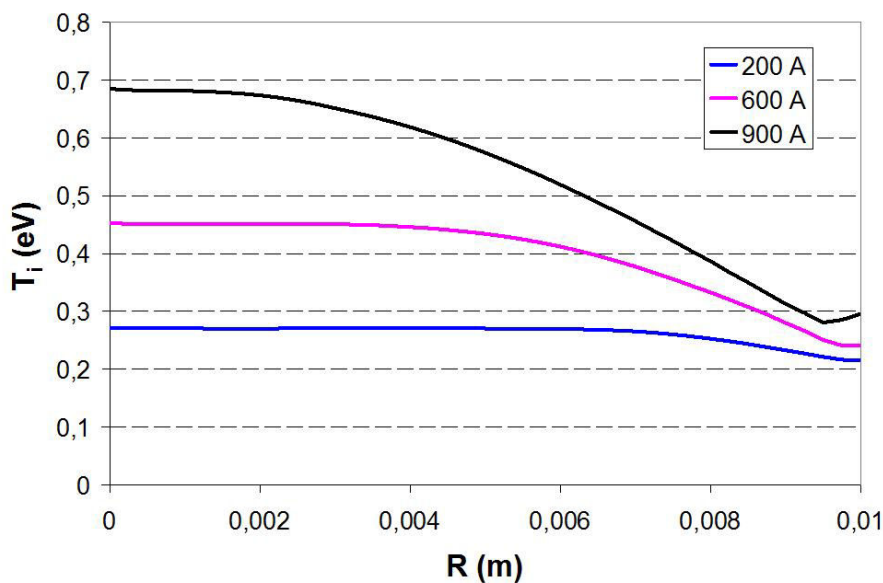


Figure 5.28 Profils de température ionique le long de la frontière anodique pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

Nous pouvons remarquer que, lorsque l'intensité du courant de coupure augmente, les températures électronique et ionique au voisinage de l'anode augmentent de façon sensible. A titre d'exemple, lorsque l'intensité passe de 200 A à 900 A, l'augmentation de la température ionique sur l'axe de symétrie atteint 150 % et celle de la température électronique 80 %. De plus, la distribution radiale de la température ionique devient de moins en moins uniforme

avec l'augmentation de l'intensité. Pour une intensité de 900 A, l'écart relatif entre les valeurs maximum et minimum de T_i atteint 59 %, contre 21 % à 200 A. Contrairement au cas des ions, l'augmentation de l'intensité accentue à peine le caractère non uniforme de la distribution radiale de la température électronique. L'augmentation de la température électronique avec l'intensité provient d'une part de l'augmentation de la densité de courant (ce qui implique un échauffement par effet Joule plus important) et d'autre part de la compression plus intense du plasma (ce qui implique une densité électrique plus élevée). L'échauffement des électrons engendre alors un échauffement des ions dû aux interactions des ions avec les électrons (terme Q_i dans l'équation 5.5). De plus, la compression plus forte des ions lorsque l'intensité augmente contribue également à l'élévation de la température ionique.

Etant donné que la température des ions augmente sensiblement avec l'intensité du courant, et que par ailleurs leur vitesse ne varie que faiblement lorsque l'intensité varie entre 200 A et 900 A (elle reste de l'ordre de 10^4 m/s), on s'attend à ce que le nombre de Mach diminue lorsque l'intensité du courant de coupure augmente. Ceci est confirmé par la figure 5.29.

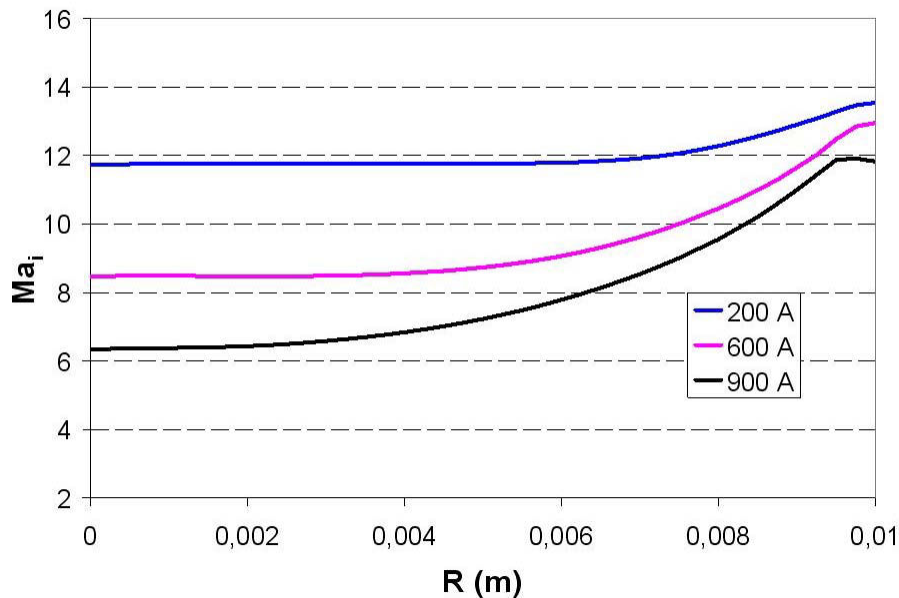


Figure 5.29 Profils du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions le long de la frontière anodique pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

Les profils radiaux de la densité de flux d'énergie cédée à l'anode sont présentés sur la figure 5.30 pour les trois valeurs d'intensité étudiées. On remarque ici que lorsque le courant de coupure augmente, la densité de flux d'énergie reçue par l'anode augmente fortement. Ainsi, pour une intensité de 200 A, la puissance totale reçue par l'anode est de 2240 W. Pour des intensités de 600 A et 900 A, elle augmente respectivement d'environ 200 % et 600 %.

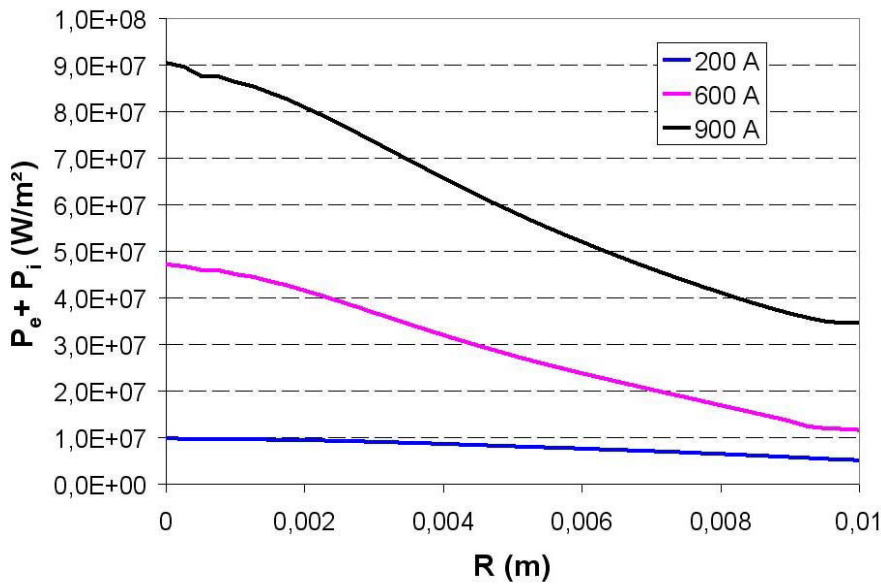


Figure 5.30 Profils de la densité de flux totale d'énergie cédée à l'anode pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

La figure 5.31 détaille les densités de flux d'énergie cédées respectivement par les ions et les électrons pour les trois intensités étudiées. Globalement, nous pouvons constater que les densités de flux d'énergie cédées par les deux espèces augmentent avec l'intensité, la contribution des électrons étant par ailleurs supérieure à celle des ions quelle que soit l'intensité du courant. La puissance totale cédée à l'anode par les ions est ainsi systématiquement d'environ 40 % inférieure à celle cédée par les électrons.

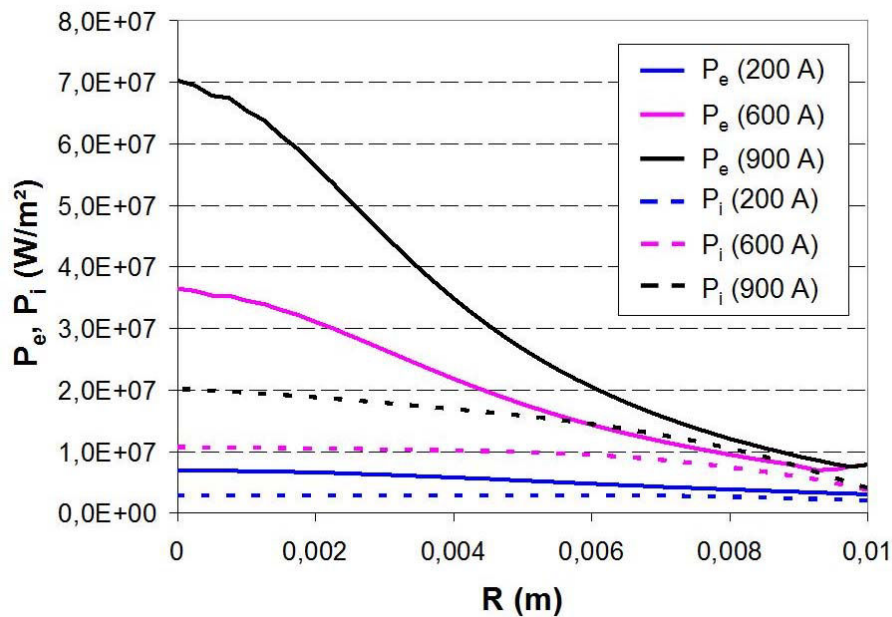


Figure 5.31 Profils des densités de flux d'énergie cédées par les ions et les électrons à l'anode pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

L'augmentation des densités de flux d'énergie transférées par les électrons et les ions à l'anode est liée essentiellement à l'augmentation des densités de flux massique électronique et ionique lorsque l'intensité augmente.

Précisons que l'énergie moyenne portée par un électron est plus élevée lorsque l'intensité augmente, parce qu'elle est due principalement à l'énergie thermique électronique (cf. figure 5.14) et que la température électronique augmente avec l'intensité.

Au contraire, l'augmentation de l'intensité entraîne une diminution de l'énergie moyenne portée par un ion. Ceci est lié au fait que l'énergie cinétique des ions, qui est le terme dominant de cette énergie moyenne (cf. figure 5.15), diminue lorsque l'intensité du courant augmente.

5.1.3.2 Influence de la distance interélectrode

Les deux valeurs de distance interélectrode considérées dans cette section sont $d = 1$ cm et $d = 0,45$ cm. Dans les deux cas de figure, le rayon des électrodes est fixé à $R = 1$ cm et l'intensité du courant est égale à 600 A. La valeur $d = 0,45$ cm a été choisie dans le but d'imposer un facteur de forme $R/d (= 2,2)$ proche de celui utilisé dans les disjoncteurs industriels (dans ces derniers, le rayon des contacts est généralement de l'ordre de 2 cm et la distance interélectrode maximale est environ 1 cm). Précisons que la chute de potentiel électrique dans la zone d'écoulement hydrodynamique (qui est une grandeur calculée par notre modèle) augmente avec la distance interélectrode. Elle est d'environ 4,6 V (ce qui correspond à une puissance de 2,8 kW) pour une distance de 0,45 cm et d'environ 7 V (ce qui correspond à une puissance de 4,2 kW) pour une distance de 1 cm.

Sur la figure 5.32, nous pouvons constater (dans la gamme de valeurs étudiée) une faible influence de la distance interélectrode sur la distribution de la densité de courant axiale transmise à l'anode. Les distributions sont différentes uniquement au voisinage de l'axe de symétrie, où la densité de courant axiale est légèrement plus élevée (de l'ordre de quelques %) dans le cas $d = 0,45$ cm. La diminution de la distance interélectrode contribue donc à augmenter la constriction du courant.

Cet effet est dû au fait que la force de Lorentz associée au champ magnétique induit azimutal (qui engendre la constriction du courant (terme $-\sigma v_{ez} B_{\theta_ind}$ dans l'équation 5.1)) est plus faible lorsque la distance interélectrode augmente. Le fait que cette force soit plus faible dans le cas d'une distance plus élevée vient de la diminution de la vitesse électronique au voisinage de l'anode due à la compression plus intense du plasma. En effet, en première approximation on peut écrire : $v_{ez} \approx -j_z / Z_i n_i$.

Sur la figure 5.33, nous comparons les profils de densité de flux massique ionique le long de la frontière anodique, obtenus pour les deux valeurs de la distance interélectrode considérées. On constate que, dans le cas $d = 1$ cm, cette distribution est moins uniforme et la valeur maximale de la densité de flux massique est environ 20 % plus élevée. Ces deux effets s'expliquent par la compression des ions (cf. figure 5.8) qui est d'autant plus intense que la distance interélectrode est importante.

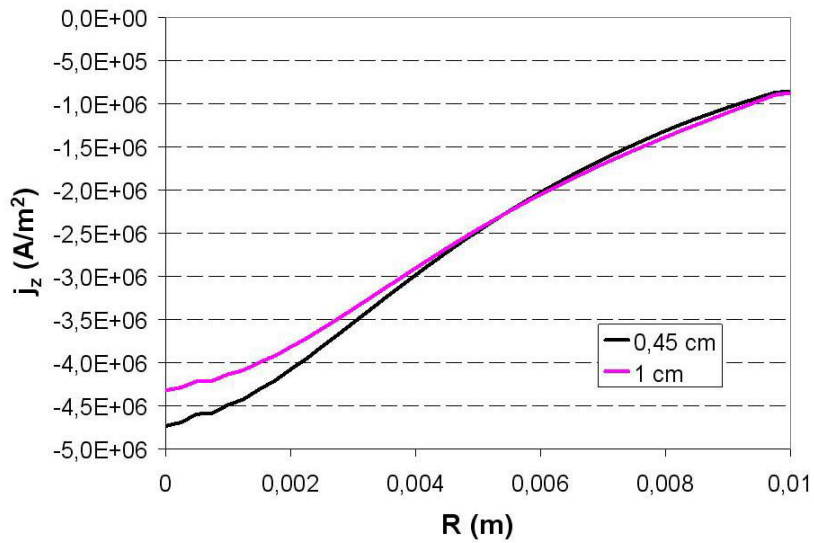


Figure 5.32 Profils de densité de courant axiale le long de la frontière anodique pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

La température électronique sur la frontière anodique, représentée sur la figure 5.34, est moins élevée lorsque la distance interélectrode est plus faible (les écarts de température entre les deux distances interélectrode considérées varient entre 5 % au niveau de l'axe de symétrie et 30 % à la périphérie). Ce résultat s'explique par le fait que l'énergie reçue par les électrons, du fait de l'effet Joule et par effet de compression, lors de leur transit dans l'espace interélectrode est plus faible lorsque la distance interélectrode diminue (et ce malgré la constriction légèrement plus forte du courant dans ce dernier cas).

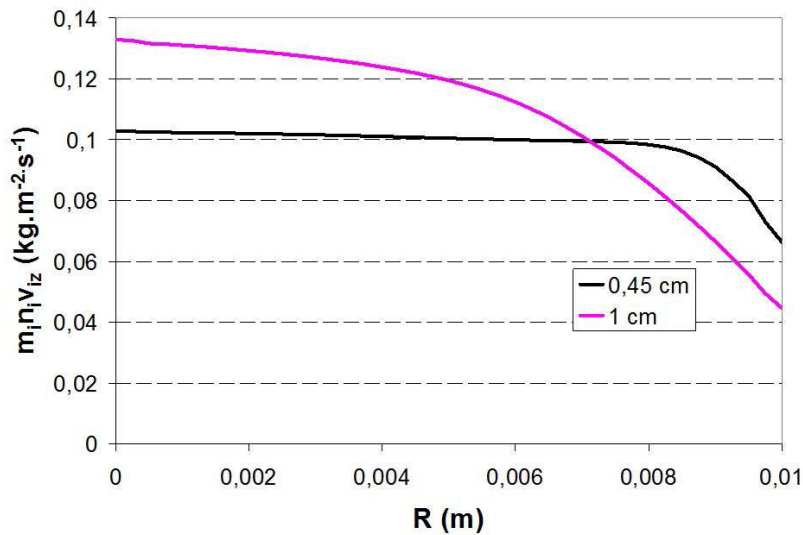


Figure 5.33 Profils de densité de flux massique ionique transmise à l'anode pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

Sur la figure 5.34, nous pouvons également constater une variation radiale relative de la température électronique plus forte pour une distance interélectrode de 0,45 cm que pour une

distance de 1 cm. Cet effet est à mettre en relation avec la constriction plus importante de la densité de courant pour une distance de 0,45 cm (cf. figure 5.32).

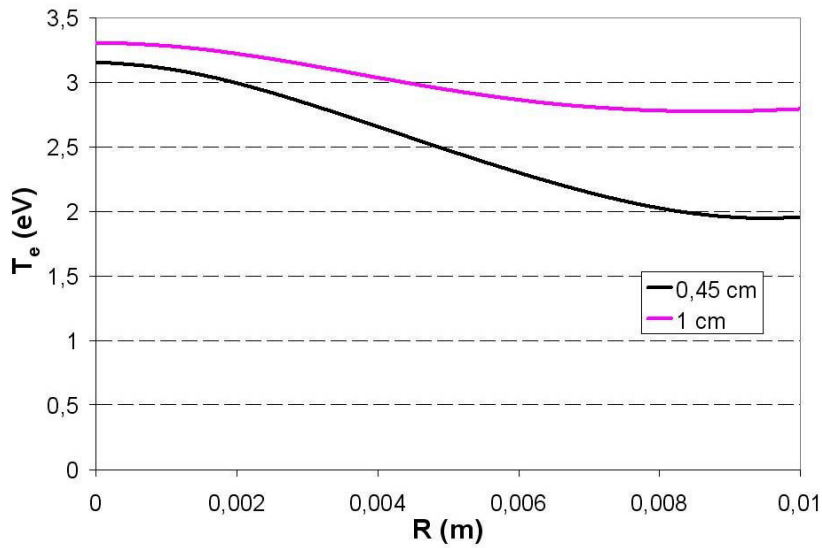


Figure 5.34 Profils de température électronique le long de la frontière anodique pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

On observe sur la figure 5.35 que lorsque la distance interélectrode est réduite, la température ionique près de l'anode diminue. Elle est environ 35% plus faible lorsque $d = 0,45$ cm, excepté à la périphérie de l'anode, où elle varie très peu. Dans la section 5.1.1.2, nous avons montré que l'évolution de la température ionique est liée à celle de la température électronique, du fait des interactions électrons-ions (terme Q_i dans l'équation 5.5). Ainsi, la réduction de la température ionique lorsque la distance interélectrode diminue est corrélée en partie à la diminution de la température électronique observée dans les mêmes conditions sur la figure 5.34. Elle est aussi liée au fait que la compression des ions est moins intense lorsque la distance interélectrode est plus faible.

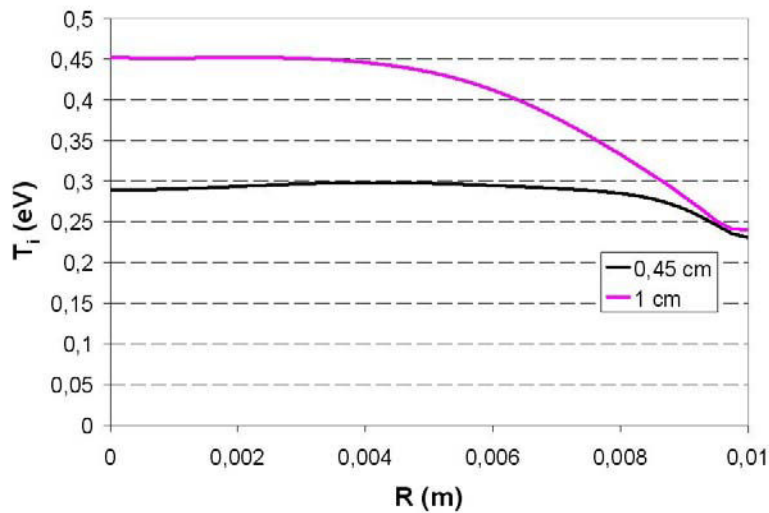


Figure 5.35 Profils de température ionique le long de la frontière anodique pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

La figure 5.36 présente le profil du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions le long de la frontière anodique. La réduction de la distance interélectrode conduit à une augmentation sensible du nombre de Mach (environ 30 %), excepté à la périphérie de l'anode où cette variation est négligeable. La raison principale de cette augmentation est la diminution de la température ionique montrée précédemment sur la figure 5.35.

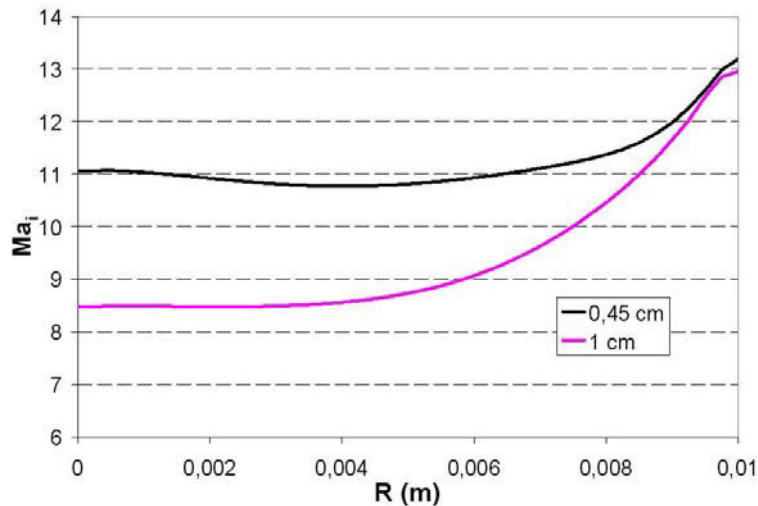


Figure 5.36 Profils du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions le long de la frontière anodique pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

La figure 5.37 montre les profils des densités de flux d'énergie transmises par les ions et les électrons à l'anode pour les deux distances interélectrode étudiées. De façon analogue aux résultats exposés dans les sections précédentes, la densité de flux d'énergie cédée par les électrons est, dans les deux cas de figures considérés, nettement plus élevée que celle cédée par les ions.

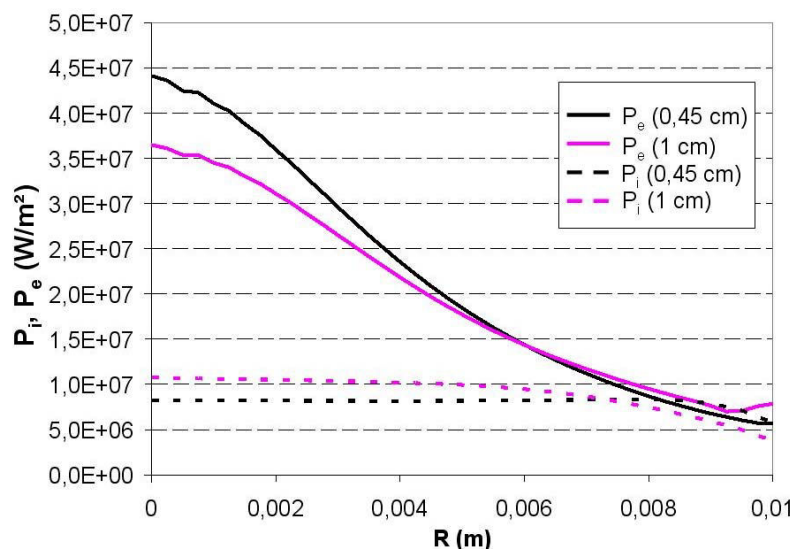


Figure 5.37 Profils des densités de flux d'énergie cédées par les ions et les électrons à l'anode pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

L'allure et la position relative des profils des densités de flux d'énergie ionique et électronique peuvent être mises en relation avec celles des profils respectivement de densité de flux massique ionique (cf. figure 5.33) et de densité de courant axiale (portée principalement par les électrons) (cf. figure 5.32). On constate ainsi que la valeur maximale de la densité de flux d'énergie ionique, comme la valeur maximale de la densité de flux massique ionique, diminue avec la distance interélectrode. En ce qui concerne les électrons, on observe au contraire (et de manière analogue à la variation de densité de courant axiale) que la valeur maximale de la densité de flux d'énergie électronique augmente lorsque la distance interélectrode diminue. Ces corrélations soulignent les rôles importants des densités de flux massique ionique et électronique dans les variations des densités de flux d'énergie de ces deux espèces.

Notons que comme la densité de flux d'énergie transférée par les électrons est beaucoup plus élevée que celle transférée par les ions, la valeur maximale de la densité de flux d'énergie totale augmente lorsque la distance interélectrode diminue, comme illustré sur la figure 5.38. La puissance totale transférée à l'anode reste cependant quasi-identique pour les deux distances interélectrode (environ 6850 W).

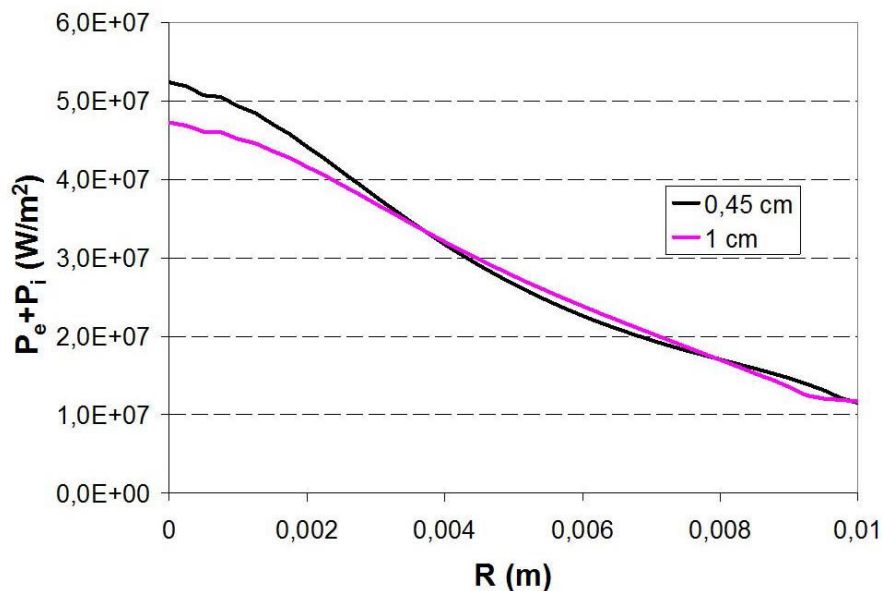


Figure 5.38 Profils de densité de flux d'énergie totale cédée à l'anode pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

5.2 Régime subsonique

Dans cette section, nous présentons des résultats de calcul pour des intensités du courant d'arc supérieures à 1000 A. Ces conditions correspondent à un régime d'écoulement subsonique des ions sur la frontière cathodique de notre domaine de calcul. Le plan suivi dans cette section est similaire à celui adopté dans la section 5.1 pour le cas d'un régime d'écoulement supersonique. Nous décrivons tout d'abord le comportement général du plasma en analysant l'évolution des différentes grandeurs du plasma dans un cas de référence. Ensuite, nous analysons l'effet de l'application d'un champ magnétique axial externe. Enfin, l'influence de certaines conditions opératoires sur les grandeurs du plasma au voisinage de la surface de l'anode est examinée.

Les valeurs des paramètres du plasma sur la frontière cathodique utilisées comme conditions aux limites sont rassemblées dans le tableau 5.2 pour les différentes intensités du courant considérées. De manière analogue à la démarche suivie dans le cas du régime supersonique, pour déterminer la valeur des paramètres p_{i_tot} et T_{i_tot} , nous nous sommes appuyés sur les relations données dans la section 4.5.3, dans lesquelles le taux d'érosion a été fixé à $50 \mu\text{g/C}$ [Daalder, 1976], la température ionique à 3 eV [Schade et Shmelev, 2003], la température électronique à $1,5 \text{ eV}$ [Lyubimov et Rakhovskii, 1978] et la vitesse axiale ionique à 800 m/s [Schellekens, 1983]. Comme dans le cas du régime supersonique, nous n'avons pas noté d'incohérences entre ces différentes valeurs.

Il convient d'insister sur le fait que seules les valeurs des paramètres listés dans le tableau 5.2 sont imposées comme conditions aux limites. Les valeurs de tous les autres paramètres (incluant μ , T_i et v_{iz}) constituent des résultats du modèle. Précisons en particulier que le calcul à posteriori du taux d'érosion global permet de retrouver en ordre de grandeur la valeur du taux imposée comme donnée d'entrée du modèle.

	2000 A	3000 A	4000 A
p_{i_tot} (Pa)	1942	2912	3883
T_{i_tot} (eV)	3,085	3,085	3,085
T_e (eV)	1,5	1,5	1,5

Tableau 5.2 Valeurs des conditions aux limites imposées sur la frontière cathodique.

5.2.1 Comportement du plasma d'arc sans AMF

Dans les simulations présentées dans cette section, l'intensité du courant de coupure a été fixée à 3000 A . Nous analysons ici le comportement du plasma sans champ magnétique axial extérieur. L'effet d'un champ magnétique axial extérieur sera étudié dans la section suivante.

5.2.1.1 Comportement des électrons et distribution de la densité de courant

La figure 5.39 montre la superposition des champs du vecteur densité de courant et de la norme de ce vecteur. Cette figure met en évidence une constriction du courant similaire à celle observée à 600 A (cf. figure 5.2). Le long de l'axe de symétrie, la densité de courant augmente d'environ 50% entre les frontières cathodique et anodique. Au niveau de la frontière anodique, la densité de courant sur l'axe de symétrie est 2 fois plus élevée qu'en périphérie.

Une analyse des résultats montre que la constriction du courant a pour origine principale l'effet sur les électrons du champ magnétique azimutal induit (terme $-\sigma v_{ez} B_{\theta_ind}$). Le

premier terme de l'équation 5.1 (terme $1,71 \frac{k\sigma}{e} \frac{\partial T_e}{\partial r}$) contribue à amplifier la constriction du

courant près de la frontière latérale et à limiter la constriction à proximité de l'axe de symétrie. Toutefois, son effet est secondaire par rapport à l'effet du champ magnétique azimutal induit. Le champ électrique radial (terme σE_r), contribue à limiter le phénomène de

constriction, de même que le deuxième terme de l'équation 5.1 (terme $\frac{kT_e\sigma}{en_e} \frac{\partial n_e}{\partial r}$).

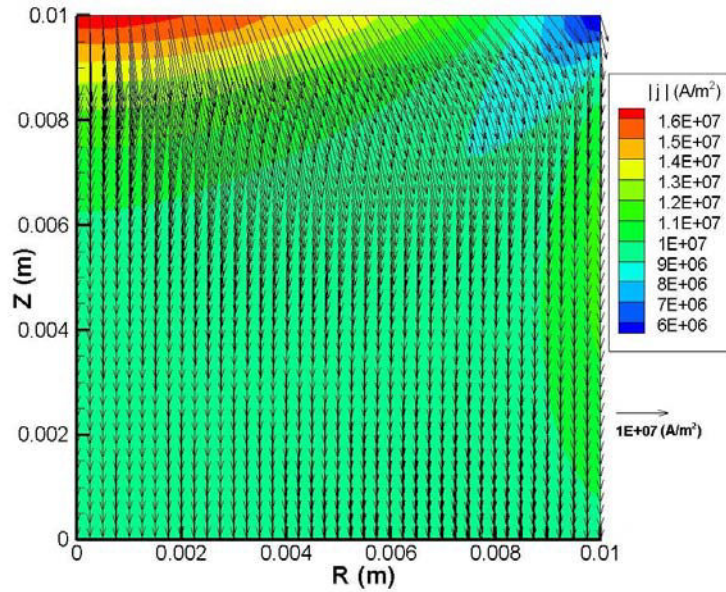


Figure 5.39 Superposition des champs du vecteur densité de courant et de la norme de ce vecteur ($I = 3000$ A, sans AMF).

La figure 5.40 montre la distribution de la température électronique dans l'espace interélectrode. Elle est différente de la distribution obtenue à faible intensité du courant (cf. figure 5.4). Dans le cas présent, nous pouvons constater que les gradients radiaux de température électronique sont très faibles (voire négligeables à proximité de la cathode et de l'anode). Dans la direction axiale, la température présente un maximum situé à environ 7 mm de la surface de la cathode. La valeur atteinte sur la frontière anodique est 75 % plus élevée que sur la frontière cathodique.

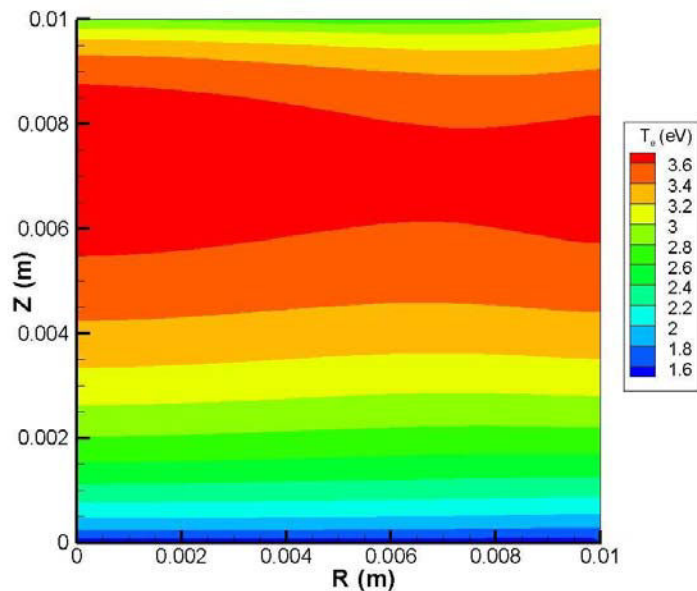


Figure 5.40 Champ de température électronique ($I = 3000$ A, sans AMF).

Sur les figures 5.41 à 5.43, nous montrons les distributions dans l'espace interélectrode des trois termes source de l'équation de transport d'énergie des électrons (Eq. 5.2), à savoir le

terme lié aux interactions électrons-ions (terme $-Q_i$), le terme d'effet Joule (terme $|j|^2/\sigma$) et le terme lié à la compressibilité du fluide d'électrons (terme $-p_e \nabla \cdot \vec{v}_e$).

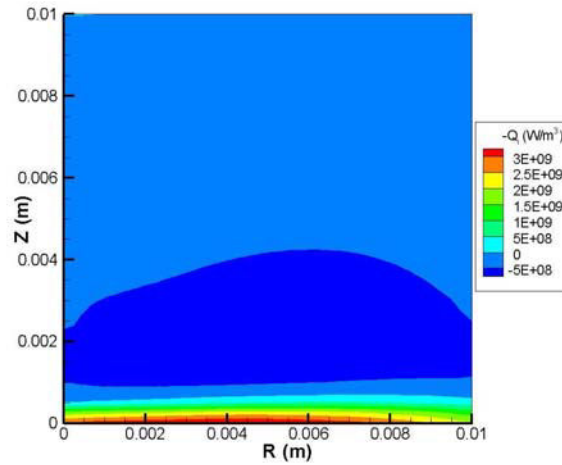


Figure 5.41 Champ du terme source « $-Q_i$ » de l'équation 5.2 ($I = 3000$ A, sans AMF).

Nous pouvons constater que le terme d'interactions électrons-ions est négligeable hormis à proximité immédiate de la surface cathodique. Dans tout l'espace interélectrode, le terme d'effet Joule est supérieur au terme de compressibilité. L'effet Joule est ainsi responsable de l'échauffement des électrons observé jusqu'à une distance de la surface de la cathode d'environ 7 mm.

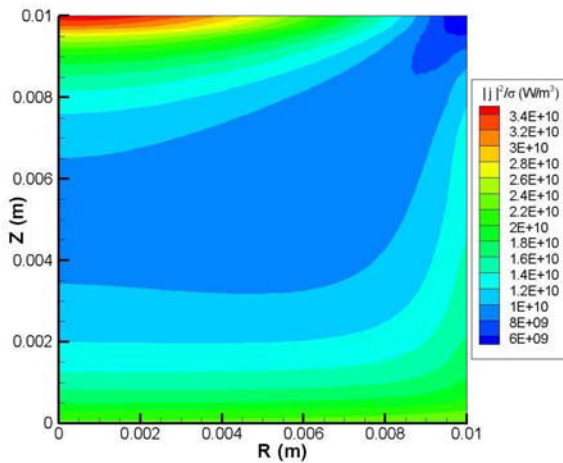


Figure 5.42 Champ du terme source « $|j|^2/\sigma$ » de l'équation 5.2 ($I = 3000$ A, sans AMF).

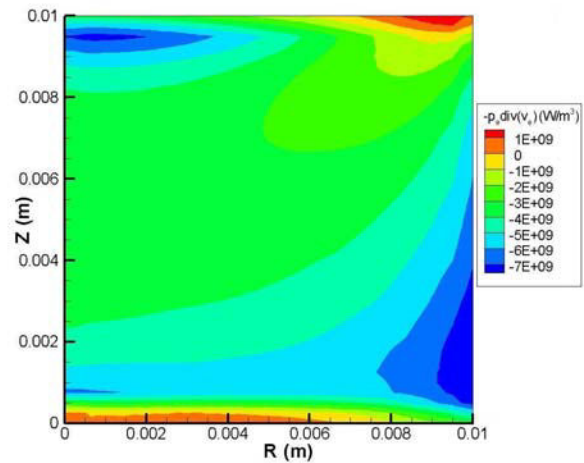


Figure 5.43 Champ du terme source « $-p_e \nabla \cdot \vec{v}_e$ » de l'équation 5.2 ($I = 3000$ A, sans AMF).

Près de la surface anodique, on observe un refroidissement des électrons malgré l'effet Joule. Ceci est imputable à l'effet refroidissant de la gaine anodique. La condition à la limite rappelée ci-dessous (Eq. 5.10) tient en compte de la présence de la gaine anodique et fixe en effet la valeur (et donc le signe) du gradient axial de la température électronique sur la frontière.

$$3,2 \frac{n_e k^2 T_e \tau_e}{m_e} \frac{\partial T_e}{\partial z} = \frac{1}{2} n_e k T_e v_{ez} + 0,7 \ln_e k T_e (v_{ez} - v_{iz}) + e n_e v_{ez} \phi_{sh} \quad (\text{Eq. 5.10})$$

L'analyse de l'importance relative des différents termes du membre de droite de cette équation montre que le terme prépondérant est le terme $e n_e v_{ez} \phi_{sh}$ (correspondant à l'énergie perdue par les électrons en traversant la gaine anodique) qui est négatif.

5.2.1.2 Comportement des ions

La figure 5.44 montre la distribution de la densité ionique dans l'espace interélectrode. Nous pouvons constater que l'évolution de cette densité est radicalement différente de l'évolution observée aux faibles intensités du courant (cf. figure 5.8) et faisant apparaître un phénomène de compression. Les ions subissent au contraire dans le cas présent un processus d'expansion. Sur l'axe de symétrie, la densité ionique est deux fois plus élevée du côté cathodique que du côté anodique. Notons qu'il existe des gradients radiaux de densité importants sur la frontière cathodique. La densité des ions est ainsi 50 % plus élevée au centre de la cathode qu'à la périphérie.

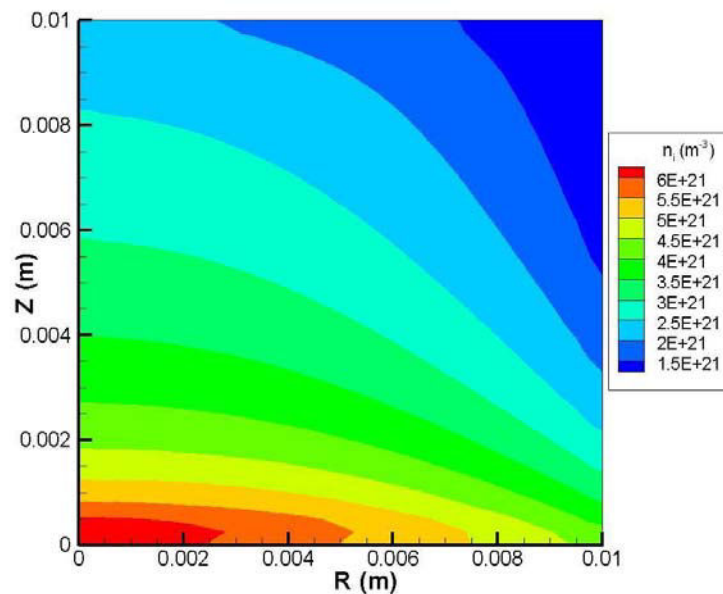


Figure 5.44 Champ de densité ionique ($I = 3000$ A, sans AMF).

Contrairement au cas des faibles intensités du courant, on assiste ici à un phénomène d'accélération des ions, comme illustré sur la figure 5.45. L'amplitude des variations de vitesse est par ailleurs beaucoup plus importante qu'aux faibles intensités. L'augmentation de la vitesse le long de l'axe de symétrie est à peu près d'un ordre de grandeur. La vitesse ionique reste essentiellement axiale. Toutefois, on peut noter, au cours du transfert des ions de la cathode à l'anode, l'apparition d'une vitesse ionique radiale négative (qui reste très inférieure à la vitesse axiale) contribuant à légèrement confiner radialement le flux d'ions.

Une analyse fine des divers termes source de l'équation de transport de quantité de mouvement axiale ionique (cf. Eq. 5.3) montre que l'accélération des ions est due à la force de friction électrons-ions et au gradient de pression ionique. Le champ électrique qui contribue à ralentir les ions joue également un rôle important (le module de la force liée au

champ électrique est comparable à ceux de la force de friction et du gradient de pression) mais son influence n'est pas suffisante pour compenser l'effet de ces deux dernières forces. L'influence de la force de Lorentz est négligeable.

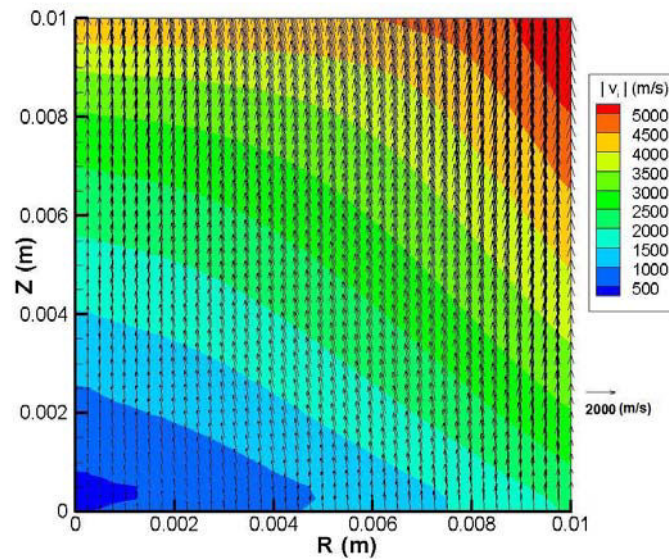


Figure 5.45 Superposition des champs du vecteur vitesse ionique et de la norme de ce vecteur ($I = 3000$ A, sans AMF).

Examinons à présent le comportement de la vitesse dans le sens radial. Nous avons vu précédemment que l'existence d'une vitesse radiale est surtout remarquable au voisinage de l'anode; pour cette raison, nous allons concentrer l'analyse dans cette région. La figure 5.46 montre les profils le long de la frontière anodique des quatre termes source de l'équation de transport de quantité de mouvement radiale ionique (cf. Eq. 5.4). Sur cette figure, nous pouvons constater que c'est la force de friction entre les électrons et les ions qui est responsable du confinement radial des ions. Le confinement des ions est donc, comme aux faibles intensités du courant, une conséquence directe de la constriction du courant.

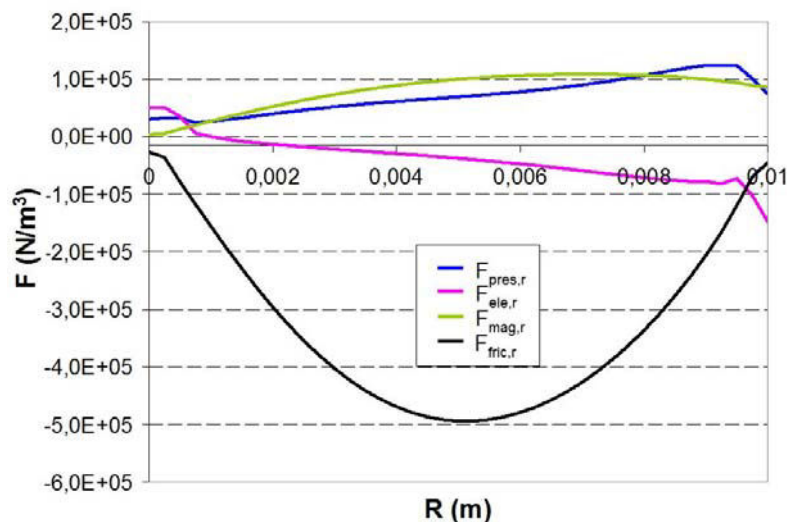


Figure 5.46 Profils le long de la frontière anodique des différents termes du membre de droite de l'équation 5.4 ($I = 3000$ A, sans AMF).

La distribution de température ionique dans l'espace interélectrode est représentée sur la figure 5.47. Les variations axiales de température ionique se décomposent (excepté au voisinage immédiat de la frontière latérale) en trois parties. La température subit une décroissance rapide à proximité immédiate de la cathode (jusqu'à une valeur de 2 eV), puis augmente en s'éloignant de la surface de la cathode et enfin diminue au voisinage de la frontière anodique. Notons que la valeur maximale de la température atteinte dans l'espace interélectrode (3,1 eV) est proche de la valeur de la température imposée sur la frontière cathodique.

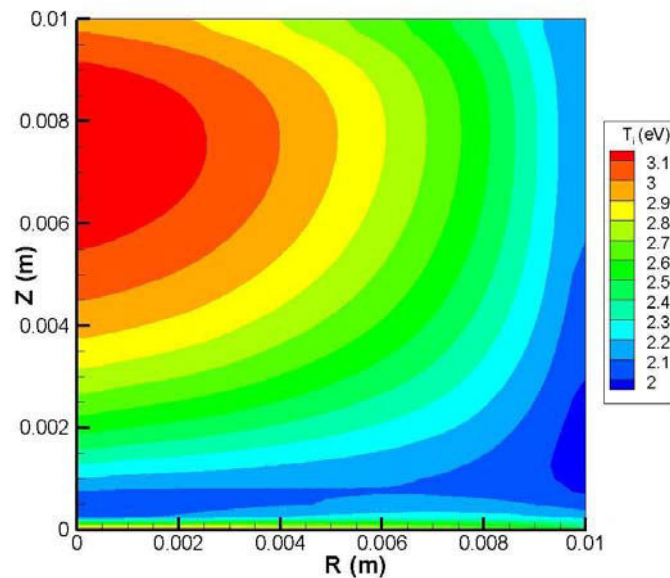


Figure 5.47 Champ de température ionique ($I = 3000$ A, sans AMF).

Sur la figure 5.48, nous avons représenté la distribution dans l'espace interélectrode du terme source lié à la compressibilité des ions (terme $-p_i \nabla \cdot \vec{v}_i$ dans l'équation 5.5). La distribution du second terme source de l'équation de transport d'énergie des ions (terme Q_i dans l'équation 5.5) peut être visualisée sur la figure 5.41. L'analyse de ces deux figures permet d'interpréter de la manière suivante les variations de la température ionique décrite précédemment :

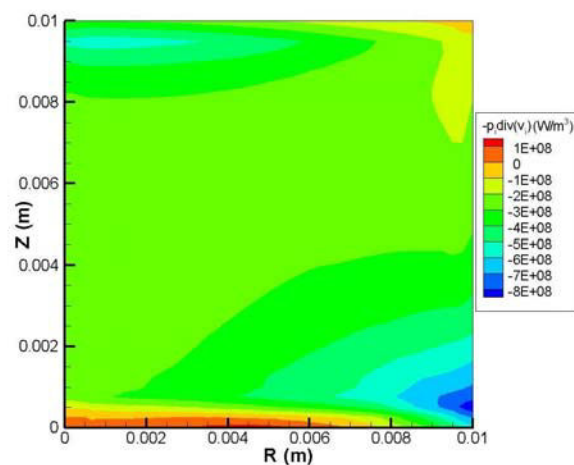


Figure 5.48 Champ du terme source « $-p_i \nabla \cdot \vec{v}_i$ » de l'équation 5.5 ($I = 3000$ A, sans AMF).

- Le refroidissement des ions au voisinage immédiat de la cathode est dû aux interactions électrons-ions (terme Q_i) et au fait que la température des ions dans cette région est plus élevée que celle des électrons.
- Le refroidissement des ions au voisinage de l'anode est imputable au terme de compressibilité des ions (qui prédomine dans cette région).
- Dans la région de l'espace interélectrode située hors du voisinage des deux électrodes, les ions s'échauffent sous l'effet des interactions électrons-ions et de l'accroissement de la température électronique (qui devient supérieure à la température ionique dans cette région).

Sur la figure 5.49, nous avons représenté la distribution spatiale du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions. Deux remarques peuvent être faites sur cette figure. Premièrement, bien que les variations de température ionique soient non monotones, le nombre de Mach a une variation monotone (qui suit plutôt les variations de la vitesse ionique) : il augmente lorsqu'on s'approche de l'anode. Deuxièmement, nous pouvons remarquer qu'une transition d'un régime subsonique vers un régime supersonique s'opère dans l'espace interélectrode (le point de transition sur l'axe de symétrie est situé à environ 8 mm de la cathode). Les ions sont ainsi en écoulement supersonique sur la totalité de la surface anodique.

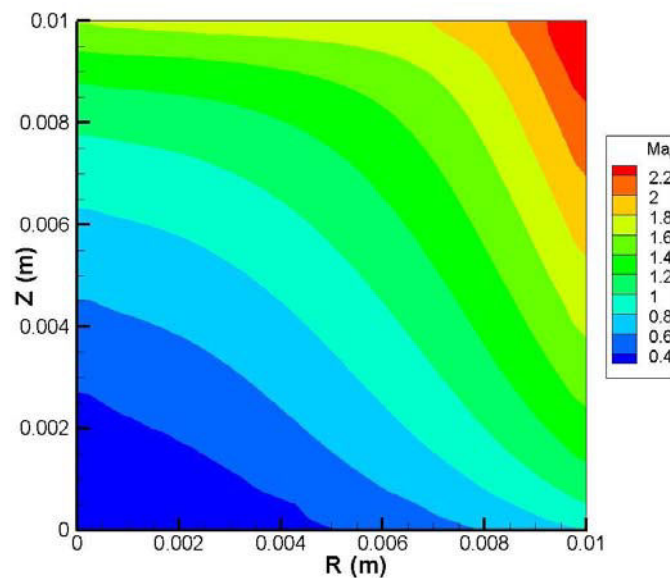


Figure 5.49 Champ du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions ($I = 3000$ A, sans AMF).

5.2.1.3 Densité de flux d'énergie vers l'anode

Dans cette section, nous examinons les distributions radiales des densités de flux d'énergie cédées à la surface de l'anode par les électrons et les ions. Les notations utilisées sont identiques à celles introduites dans la section 5.1.1.3.

Commençons tout d'abord par examiner les différentes composantes de la densité de flux d'énergie cédée par les électrons (cf. figure 5.50). Les contributions respectives des différentes composantes de la densité de flux sont peu différentes de celles observées dans la section 5.1.1.3 pour une faible intensité du courant. L'énergie cinétique cédée par les

électrons la surface de l'anode représente la contribution la plus faible (environ 3 à 4 ordres de grandeurs inférieure à celle des autres termes), tandis que l'énergie thermique électronique est le terme prépondérant. Les composantes liées à l'énergie perdue dans la gaine anodique, au travail de sortie et à l'énergie thermique sont toutes du même ordre de grandeur.

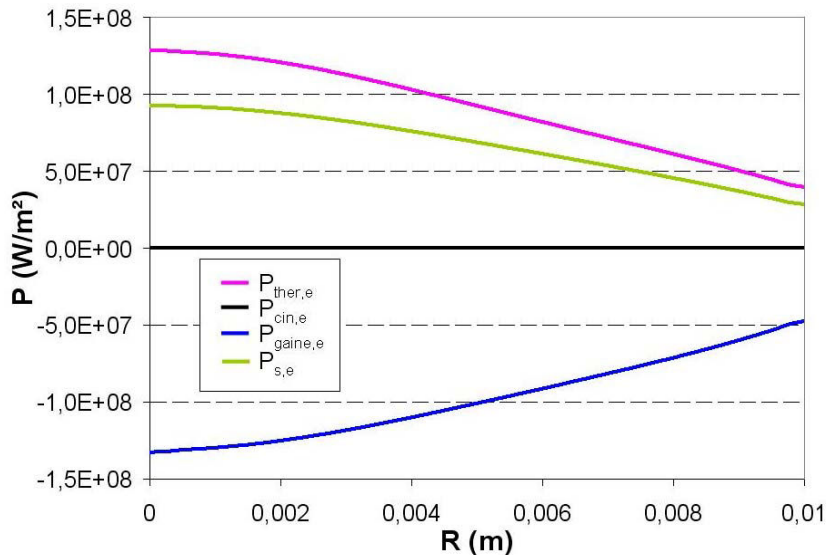


Figure 5.50 Variations radiales des différentes composantes de la densité de flux d'énergie apportée par les électrons à l'anode ($I = 3000$ A, sans AMF).

Sur la figure 5.51, nous montrons les composantes de la densité de flux d'énergie transmise par les ions. Contrairement au cas des électrons, l'importance relative des différentes composantes de la densité de flux d'énergie ionique est différente aux fortes et aux faibles intensités du courant (cf. figure 5.15). Aux fortes intensités, la composante prépondérante n'est plus la densité de flux d'énergie associée à l'énergie cinétique des ions, mais celle associée à leur recombinaison et condensation à la surface de l'anode.

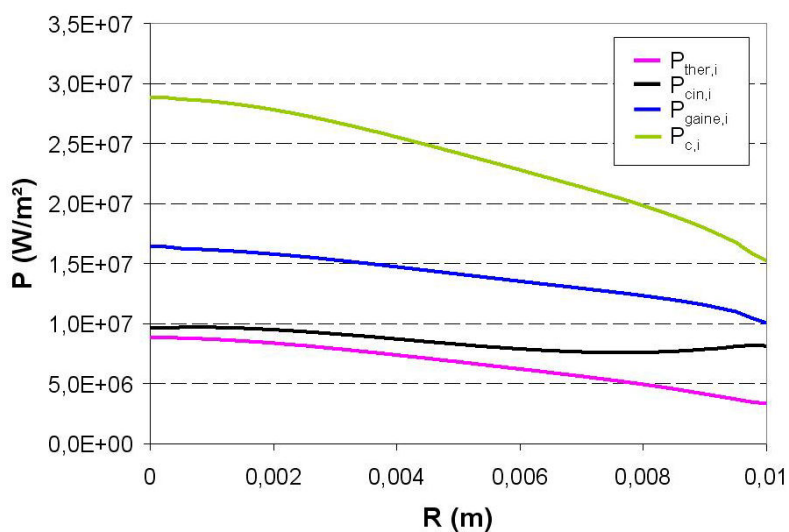


Figure 5.51 Variations radiales des différentes composantes de la densité de flux d'énergie apportée par les ions à l'anode ($I = 3000$ A, sans AMF).

Sur la figure 5.52, nous montrons les profils radiaux des densités de flux d'énergie cédées par les électrons et par les ions, ainsi que la somme de ces grandeurs. Ces densités de flux d'énergie sont sensiblement plus élevées que celle obtenues à faible intensité (cf. figure 5.16). Par ailleurs, les densités de flux d'énergie apportées par les ions et les électrons sont relativement proches, contrairement au cas à faible intensité.

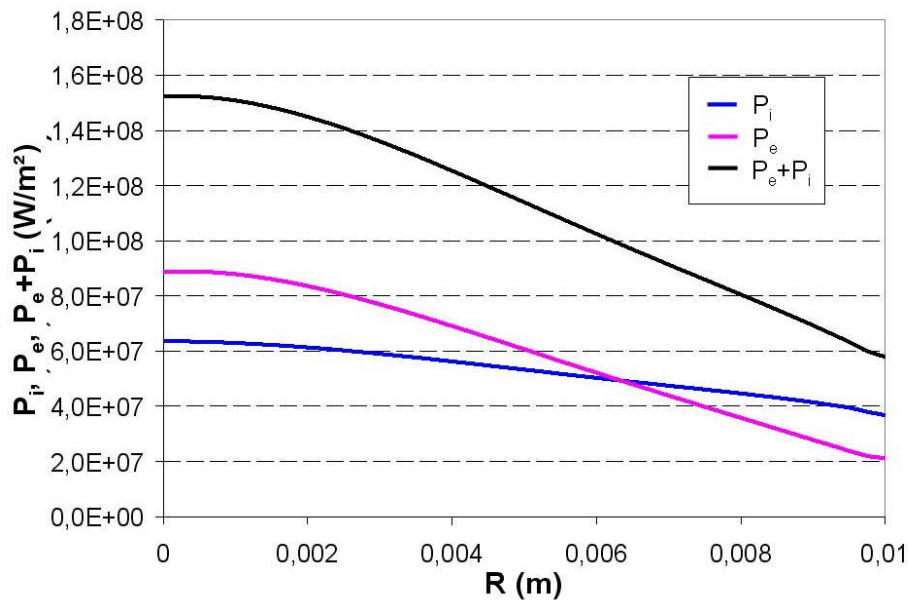


Figure 5.52 Variations radiales des densités de flux d'énergie cédées par les ions et les électrons à l'anode et de la densité de flux totale d'énergie vers l'anode ($I = 3000$ A, sans AMF).

5.2.1.4 Validité de certaines hypothèses du modèle

Dans cette section, comme dans le paragraphe 5.1.1.4, nous vérifions à posteriori, à partir des résultats de la simulation, la validité de certaines hypothèses de notre modèle, que nous n'avions pas été en mesure de justifier de manière totalement rigoureuse lors de la description du modèle au chapitre 4.

La figure 5.53 et 5.54 montre les distributions spatiales des grandeurs $|\omega_e \tau_e|/2\pi l$ et $|\omega_i \tau_i|/2\pi l$, afin de juger du caractère magnétisé ou non des particules. Nous constatons que les valeurs de ces grandeurs restent sensiblement inférieures à l'unité. L'hypothèse de non magnétisation des électrons et des ions adoptée dans notre modèle est donc justifiée.

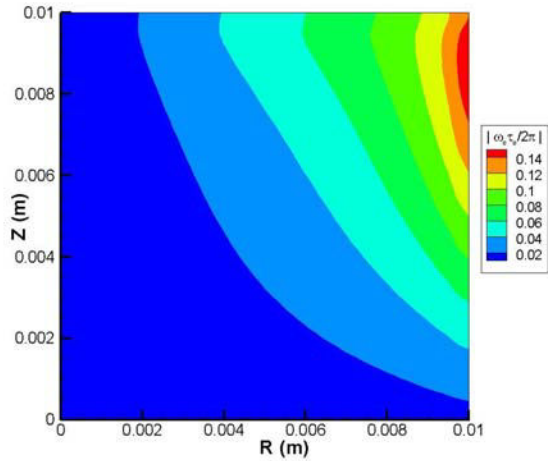


Figure 5.53 Champ de la grandeur $|\omega_c \tau_e / 2\pi|$ ($I = 3000$ A, sans AMF).

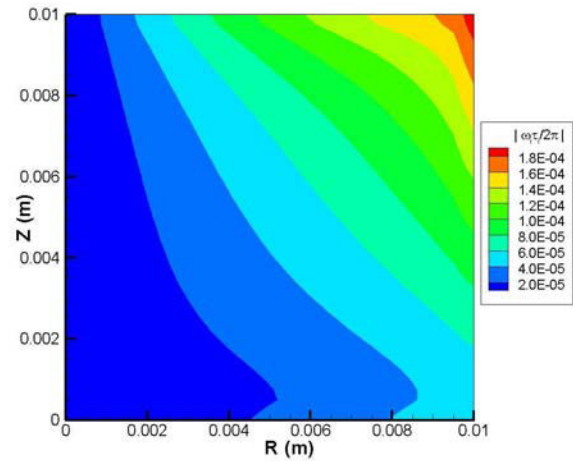


Figure 5.54 Champ de la grandeur $|\omega_i \tau_i / 2\pi|$ ($I = 3000$ A, sans AMF).

5.2.2 Effet d'un AMF sur le comportement du plasma

Dans cette section, nous étudions l'effet d'un champ magnétique axial externe sur le comportement du plasma. Comme dans la section précédente, l'intensité du courant d'arc vaut 3000 A. L'intensité de l'induction magnétique axiale externe est fixée à 45 mT.

La figure 5.55 montre la superposition des champs du vecteur densité de courant et du module de ce vecteur. Cette figure qui met en évidence une constriction du courant au voisinage de l'anode est très similaire à celle obtenue en l'absence d'AMF (cf. figure 5.39).

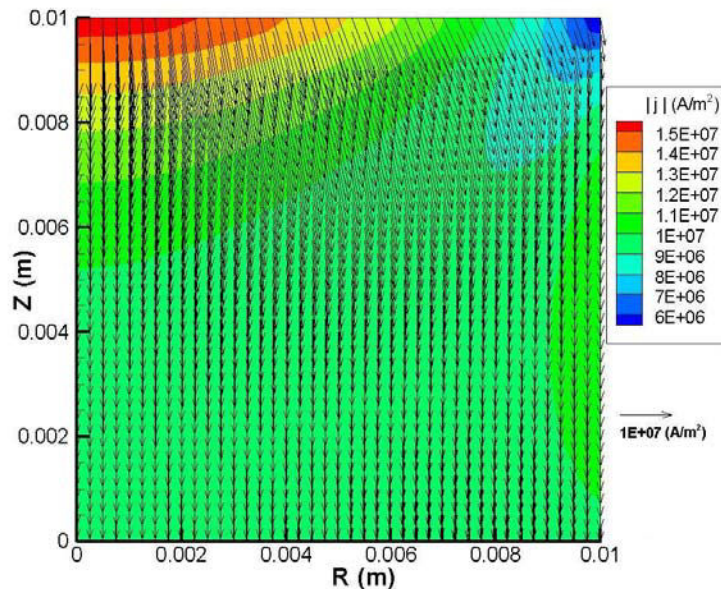


Figure 5.55 Superposition des champs du vecteur densité de courant (plan (r, z)) et de la norme de ce vecteur ($I = 3000$ A, $B_{AMF} = 45$ mT).

Toutefois, on observe que la constriction du courant est légèrement moins importante en présence de l'AMF. Afin de quantifier l'influence de l'AMF sur la densité de courant, nous

avons représenté sur la figure 5.56 les profils radiaux de densité de courant axiale le long de la frontière anodique obtenus sans et avec AMF. On constate que l'application d'un AMF de 45 mT conduit à une diminution de la densité de courant au centre de l'anode d'environ 6 %.

Cet affaiblissement de la constriction du courant correspond à une diminution de la composante radiale de la densité de courant. En effet, comme nous l'avons vu dans la section 5.1.2, l'interaction des électrons avec l'induction magnétique axiale (induite et externe) génère une force (terme $\sigma v_{e0} (B_{AMF} + B_{z_ind})$ dans l'équation 5.9) qui s'oppose à l'action de l'induction magnétique azimutale induite (terme $\sigma v_{ez} B_{\theta_ind}$ dans l'équation 5.9), laquelle est la force responsable de la constriction du courant.

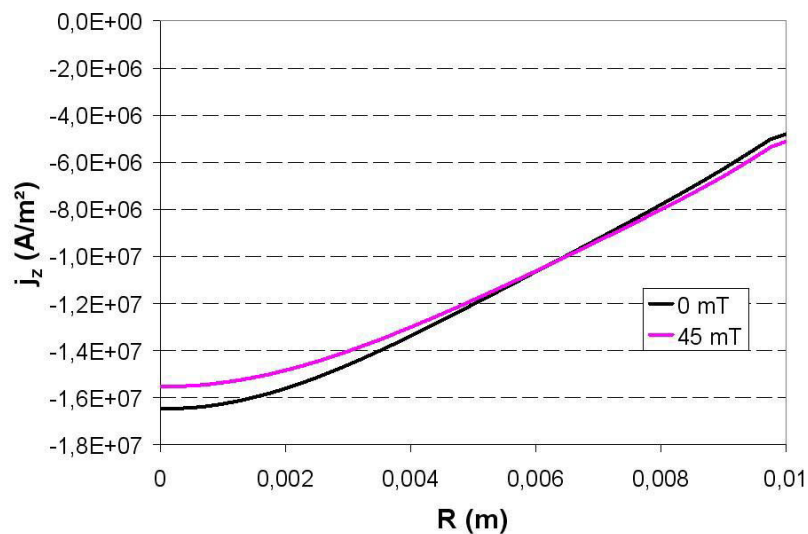


Figure 5.56 Profils de densité de courant axiale le long de la frontière anodique sans AMF et avec un AMF de 45 mT ($I = 3000$ A).

Comme le montrent les figures 5.57 et 5.58, les distributions des températures électronique et ionique en présence de l'AMF sont très proches de celles obtenues précédemment en l'absence d'AMF (cf. figures 5.40 et 5.47) ; les écarts relatifs sont très faibles (de l'ordre de quelques %).

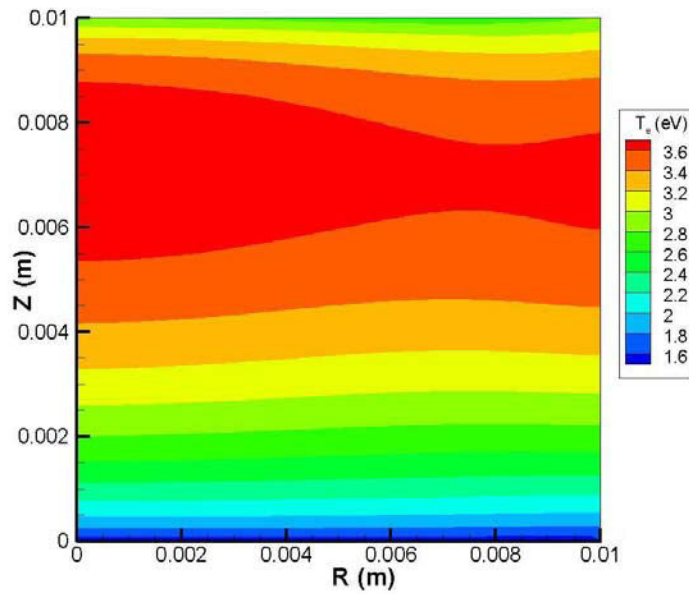


Figure 5.57 Champ de température électronique ($I = 3000$ A, $B_{AMF}=45$ mT).

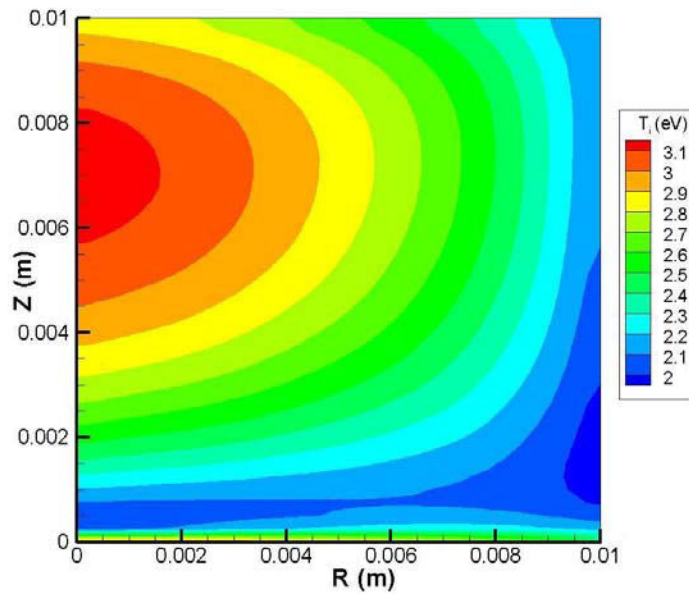


Figure 5.58 Champ de température ionique ($I = 3000$ A, $B_{AMF} = 45$ mT).

La figure 5.59 montre la distribution de la vitesse électronique azimutale. Cette vitesse atteint son maximum au voisinage de l'anode, là où l'induction magnétique radiale (cf. figure 5.65) est la plus forte. L'accélération des électrons dans le sens azimutal est due en effet principalement à la force de Lorentz créée par l'induction radiale (terme $-\sigma v_{ez} B_{r_ind} / en_e$ dans l'équation 4.43). Pour sa part, le mouvement azimutal des ions est gouverné principalement par la force de friction entre les électrons et les ions, d'où une orientation identique à celle du mouvement azimutal des électrons. Cet aspect peut être visualisé sur la figure 5.60.

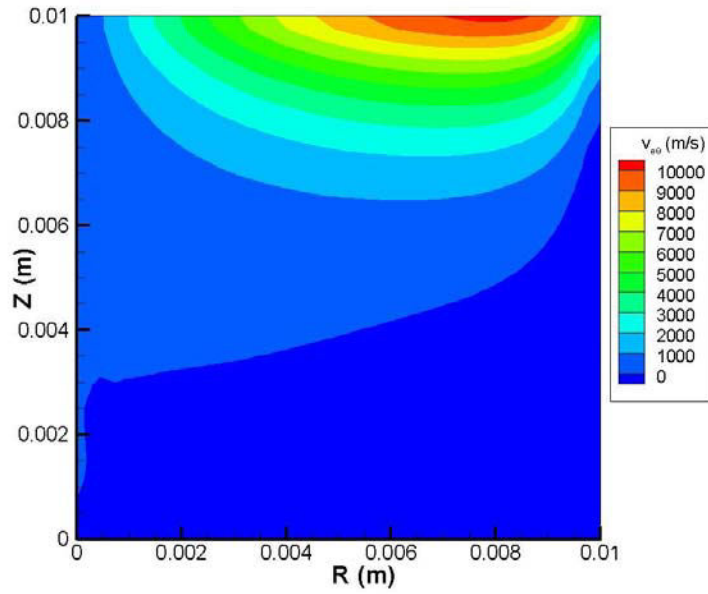


Figure 5.59 Champ de vitesse électronique azimutale ($I = 3000$ A, $B_{AMF} = 45$ mT).

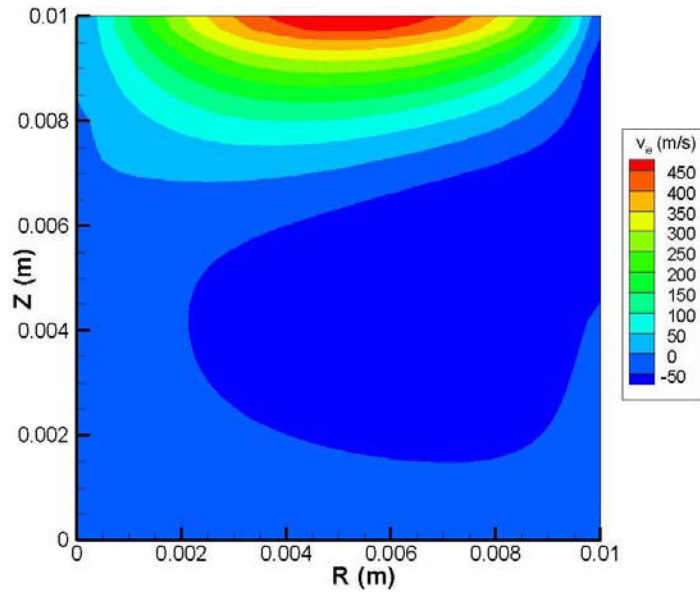


Figure 5.60 Champ de vitesse ionique azimutale ($I = 3000$ A, $B_{AMF} = 45$ mT).

La figure 5.61 présente la distribution de la densité ionique dans l'espace interélectrode. Comparé au cas sans AMF (cf. figure 5.44), nous pouvons constater que cette densité diminue d'environ 25% au voisinage de l'anode. Sur la figure 5.62, on observe par ailleurs une augmentation de la norme de la vitesse ionique d'environ 10 % au voisinage de l'anode par rapport au cas sans AMF (cf. figure 5.45). Cette augmentation est essentiellement due à l'existence d'un écoulement des ions dans le sens azimutal. En effet, l'application de l'AMF a une influence négligeable sur la composante axiale de la vitesse ionique (le terme $-Z_i e n_i v_{i0} B_{r_ind}$ est de deux ordres de grandeur inférieur au terme $Z_i e n_i v_{ir} B_{\theta_ind}$). Dans le

sens radial, l'application de l'AMF contribue, au voisinage de l'anode, à limiter la constriction des ions causée par la force de friction entre les électrons et les ions, mais son effet reste négligeable.

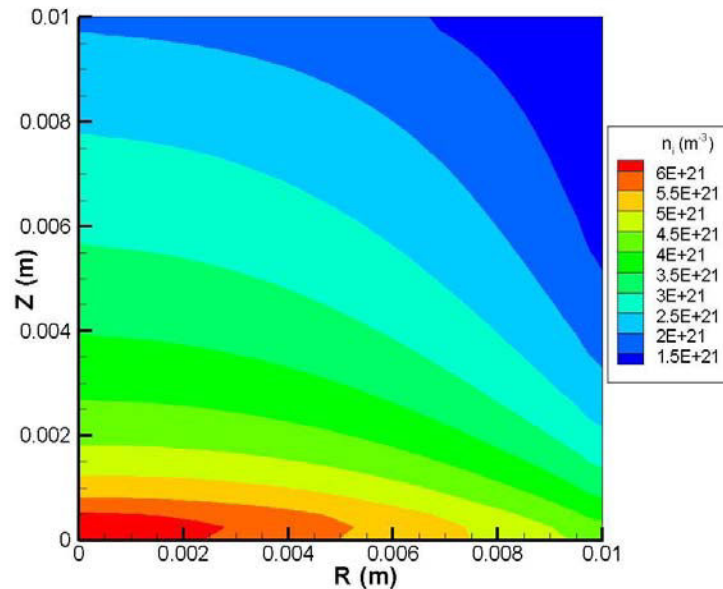


Figure 5.61 Champ de densité ionique ($I = 3000 \text{ A}$, $B_{\text{AMF}} = 45 \text{ mT}$).

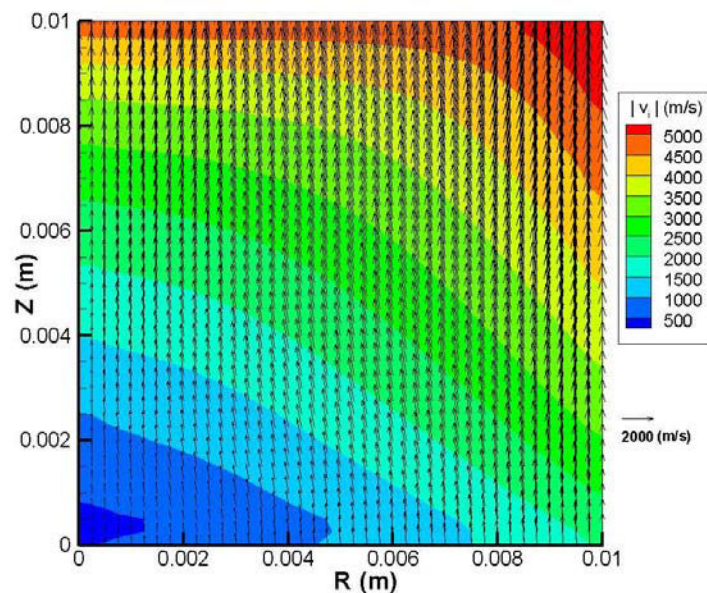


Figure 5.62 Superposition des champs du vecteur vitesse ionique (plan (r, z)) et de la norme de ce vecteur ($I = 3000 \text{ A}$, $B_{\text{AMF}} = 45 \text{ mT}$).

Les figures 5.63, 5.64 et 5.65 montrent les distributions spatiales des inductions magnétiques induites dans les directions axiale, azimutale et radiale respectivement. Nous pouvons constater que l'induction magnétique radiale induite est du même ordre de grandeur que

l'induction magnétique axiale induite. Ces deux composantes sont par ailleurs nettement inférieures (sans être totalement négligeables) à l'induction magnétique extérieure. La composante azimutale de l'induction magnétique induite est pour sa part supérieure aux composantes radiale et axiale. Dans la majeure partie de l'espace interélectrode, elle est du même ordre de grandeur que l'induction magnétique extérieure et atteint une valeur supérieure à cette dernière au voisinage de la frontière latérale.

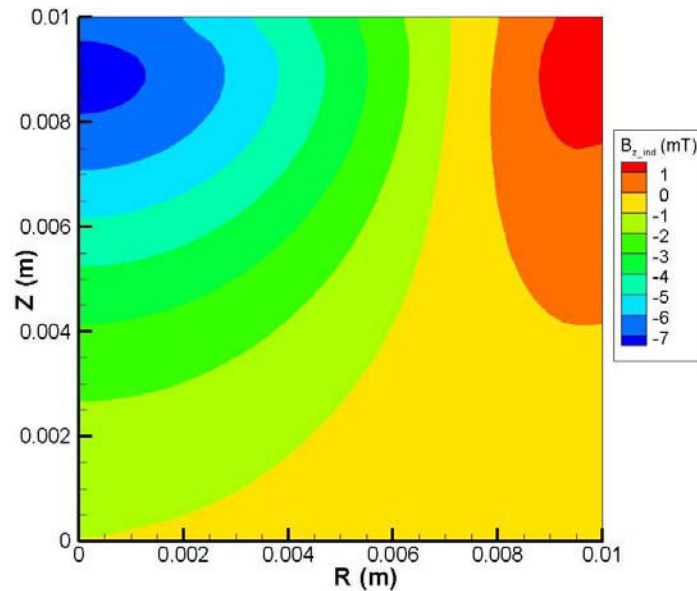


Figure 5.63 Induction magnétique axiale induite ($I = 3000 \text{ A}$, $B_{AMF} = 45\text{mT}$).

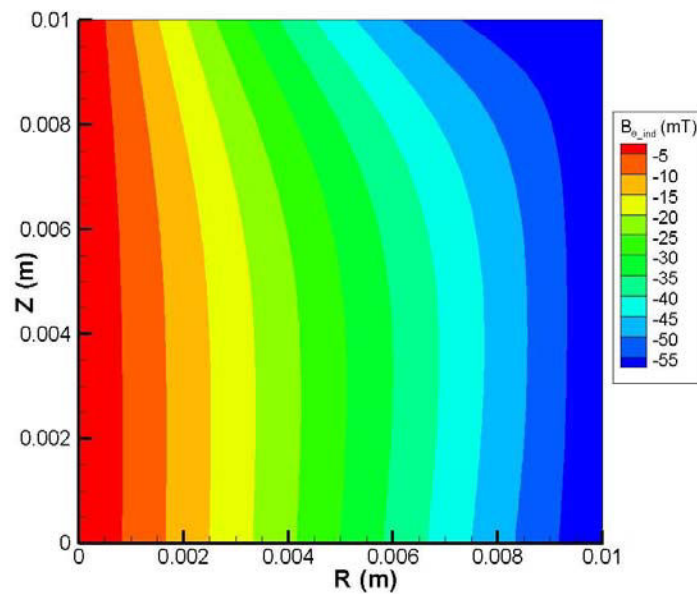


Figure 5.64 Induction magnétique azimutale induite ($I = 3000 \text{ A}$, $B_{AMF} = 45\text{mT}$).

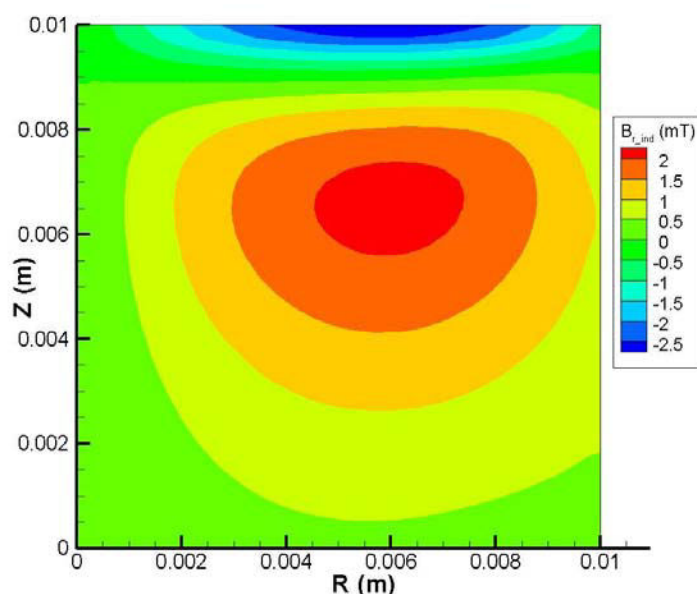


Figure 5.65 Induction magnétique radiale induite ($I = 3000 \text{ A}$, $B_{AMF} = 45\text{mT}$).

Examinons à présent l'influence de l'AMF sur les densités de flux d'énergie transférées à l'anode (cf. figures 5.66 et 5.67).

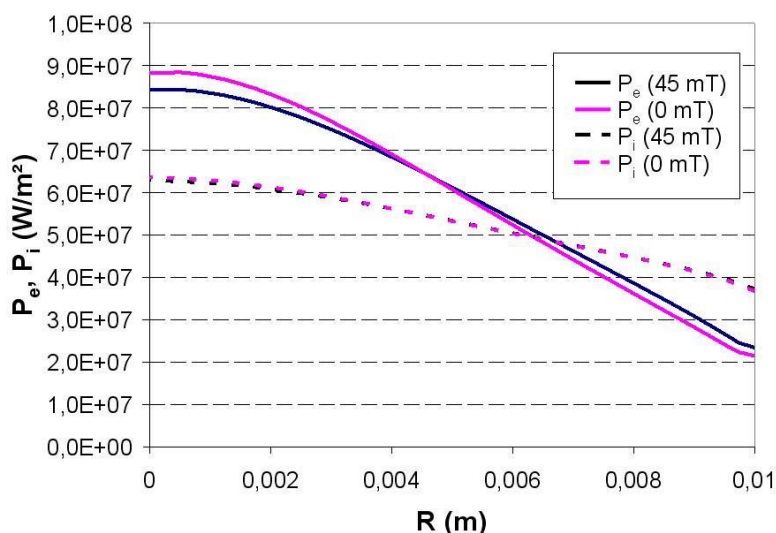


Figure 5.66 Variations radiales des densités de flux d'énergie cédées par les ions et les électrons à l'anode sans et avec AMF ($I = 3000 \text{ A}$).

Nous pouvons constater qu'un champ magnétique externe n'a pratiquement aucune influence sur la densité de flux d'énergie ionique. En ce qui concerne les électrons, cette influence est très légère, la valeur maximale de la densité de flux d'énergie électronique est plus faible d'environ 5 % dans le cas avec AMF. Cet effet vient de la réduction de la densité de flux de matière électronique suite à la constriction plus faible du courant électrique en présence de l'AMF (cf. figure 5.56). Finalement, la densité de flux d'énergie totale transférée vers l'anode est très peu sensible à la présence de l'AMF (sur l'axe de symétrie, la densité de flux est plus

faible d'environ 3,5 % avec AMF), et la puissance totale transférée à la surface de l'anode est quasiment identique dans les cas avec et sans AMF (soit 29,5 kW).

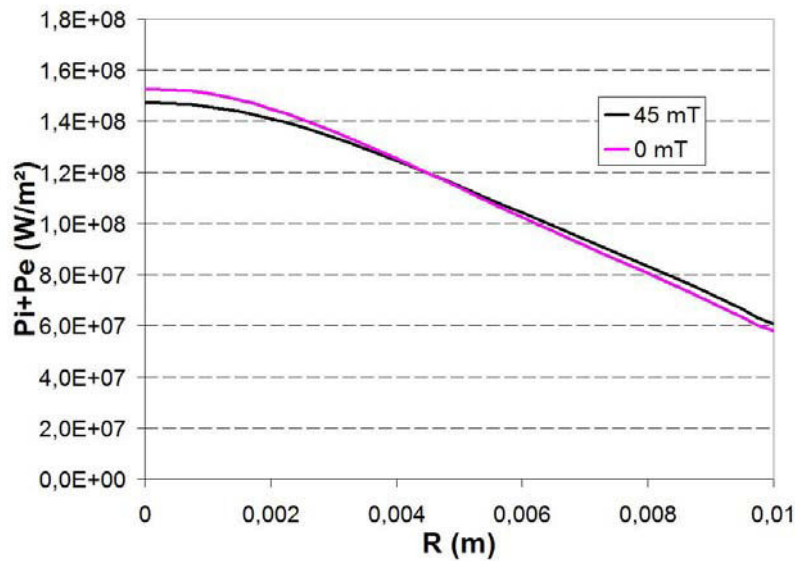


Figure 5.67 Variations radiales de la densité de flux totale d'énergie vers l'anode sans et avec AMF (I = 3000 A).

5.2.3 Etude paramétrique sur les conditions opératoires

Les paramètres opératoires, dont l'influence sur le comportement du plasma est étudiée dans cette section, sont l'intensité du courant de coupure et la distance interélectrode. Comme nous l'avons fait dans la section 5.1.3 pour le cas des faibles intensités du courant de coupure, nous analysons plus particulièrement l'effet de ces paramètres sur les grandeurs du plasma au niveau de la frontière anodique du domaine de calcul.

5.2.3.1 Influence de l'intensité du courant

Des simulations ont été effectuées pour 3 valeurs différentes de l'intensité du courant d'arc : 2000 A, 3000 A et 4000 A, sans AMF appliqué. La figure 5.68 montre, pour ces trois intensités, les variations le long de la frontière anodique de la densité de courant axiale. D'une manière générale, la constriction du courant est plus forte lorsque l'intensité du courant est plus élevée. Ainsi, les pourcentages de l'intensité totale du courant collectée dans un section de rayon 6 mm à partir de l'axe de symétrie sont respectivement de 46 % à 2000 A, 49 % à 3000 A et 53 % à 4000 A.

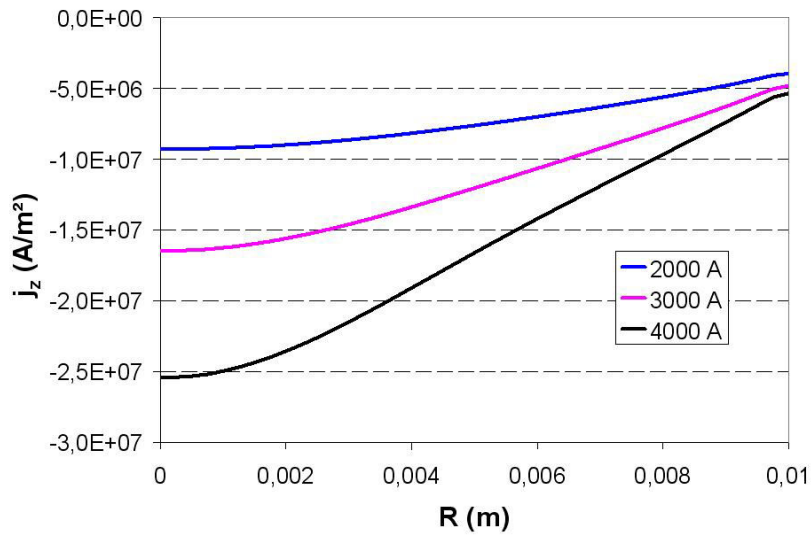


Figure 5.68 Profils de densité de courant axiale le long de la frontière anodique pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

La figure 5.69 montre les profils de température électronique le long de la frontière anodique pour les différentes intensités étudiées. L'allure des profils est très similaire pour les trois intensités. De façon analogue aux observations faites pour les faibles intensités du courant (cf. figure 5.27), on observe que la température électronique augmente avec l'intensité. Il est intéressant de constater que la température électronique atteinte sur la frontière anodique semble, comme dans le cas des faibles intensités, être directement proportionnelle à l'intensité du courant (elle augmente d'environ 0,5 eV lorsque l'intensité augmente de 1000 A).

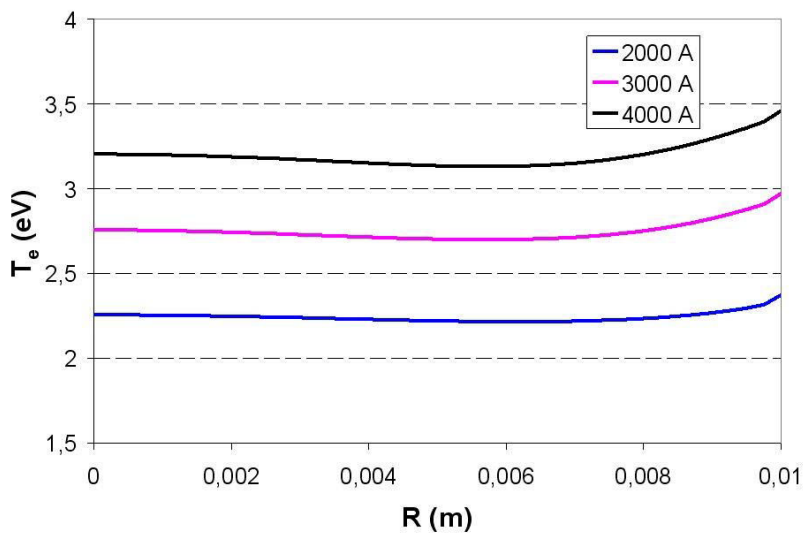


Figure 5.69 Profils de température électronique le long de la frontière anodique pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

Comme la température électronique, la température ionique suit les variations de l'intensité du courant (cf. figure 5.70). Lorsque l'intensité augmente de 1000 A, elle augmente d'environ 0,7 eV au niveau de l'axe de symétrie. L'élévation des températures électronique et ionique avec

l'intensité du courant est due de manière générale à l'augmentation de la constriction du courant qui se traduit par un effet Joule plus important.

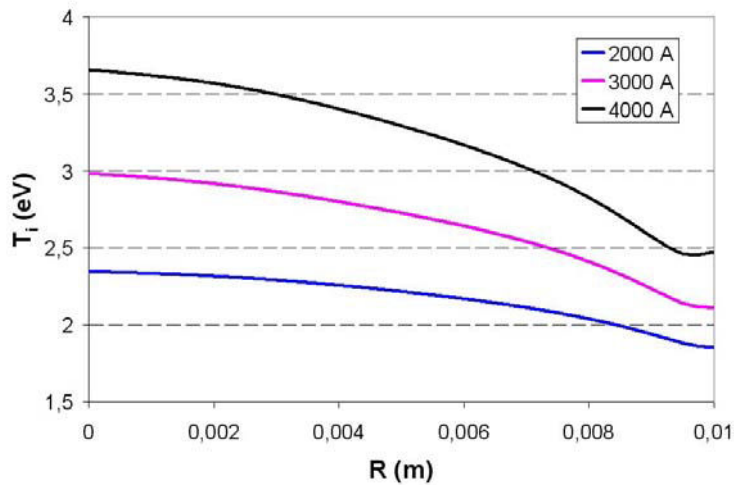


Figure 5.70 Profils de température ionique le long de la frontière anodique pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

L'augmentation de l'intensité du courant provoque une diminution de la valeur du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions sur la frontière anodique (cf. figure 5.71). Cela s'explique par l'augmentation de la température ionique (cf. figure 5.70) avec l'intensité. Le nombre de Mach au niveau de l'axe de symétrie chute ainsi d'environ 15 % lorsque l'intensité du courant augmente de 1000 A. Notons que le régime d'écoulement des ions sur la frontière anodique est supersonique pour les trois intensités étudiées.

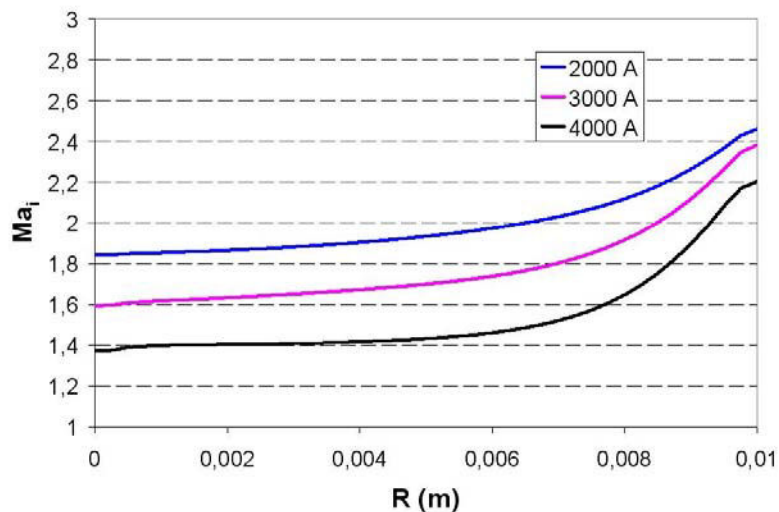


Figure 5.71 Profils du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions le long de la frontière anodique pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

La figure 5.72 représente, pour les trois intensités du courant de coupure considérées, les profils radiaux des densités de flux d'énergie cédée à l'anode. Comme dans le cas des faibles

intensités du courant (cf. figure 5.30), nous pouvons constater sur cette figure que, lorsque l'intensité de courant de coupure augmente, la densité de flux transmise à l'anode augmente également. Ainsi, la puissance totale reçue par l'anode est de 21 kW à 2000 A, de 29 kW à 3000 A et atteint 36 kW à 4000 A.

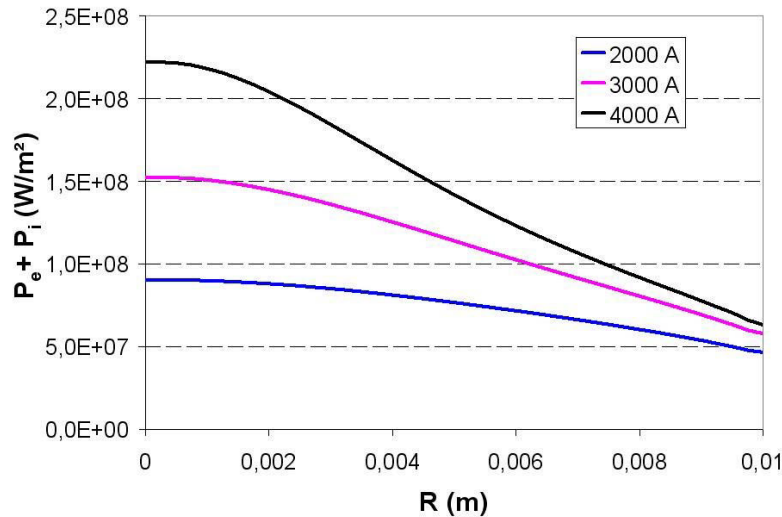


Figure 5.72 Profils de la densité de flux totale d'énergie cédée à l'anode pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

La figure 5.73 détaille les densités de flux d'énergie cédées par les électrons et les ions.

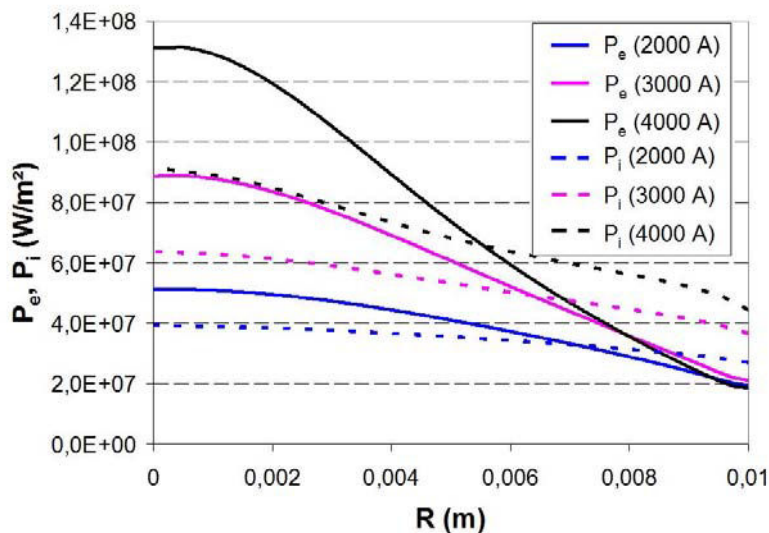


Figure 5.73 Profils des densités de flux d'énergie cédées par les ions et les électrons à l'anode pour différentes intensités du courant, en l'absence d'AMF.

Comme pour le cas des faibles intensités (cf. figure 5.31), nous pouvons constater que la densité de flux d'énergie électronique est plus sensible aux variations de l'intensité que la densité de flux d'énergie ionique. Cela vient du fait que l'intensité du courant a une influence

plus forte sur les termes dominants de la densité de flux d'énergie électronique (en particulier l'énergie thermique des électrons) que sur ceux de la densité de flux d'énergie ionique (à savoir la composante relative à la recombinaison et la condensation des ions en surface).

5.2.3.2 Influence de la distance interélectrode

Les résultats présentés dans cette section illustrent l'influence de la distance interélectrode. Deux valeurs de distance interélectrode sont étudiées : 1 cm et 0,45 cm. L'intensité du courant de coupure est fixée à 3000 A et l'arc n'est pas soumis à un champ magnétique axial extérieur. Comme dans le cas du régime supersonique, la chute de potentiel électrique dans la zone d'écoulement hydrodynamique calculée dans le cas d'une distance de 1 cm est sensiblement supérieure à celle obtenue dans le cas d'une distance de 0,45 cm. Elle passe d'environ 6,2 V (ce qui correspond à une puissance de 18,6 kW) pour une distance de 0,45 cm à environ 11 V (ce qui correspond à une puissance de 33 kW) pour une distance de 1 cm.

La figure 5.74 montre la distribution radiale de la densité de courant axiale transmise à l'anode pour les deux distances interélectrode considérées. Contrairement au cas exposé dans la section 5.1.3.2, la densité de courant axiale est plus élevée lorsque la distance est plus importante. Cet effet est dû essentiellement à l'évolution de la densité de flux électronique. En effet, lorsque la distance interélectrode diminue, les électrons sont moins accélérés pendant leur parcours, ce qui entraîne une diminution de leur densité de flux massique.

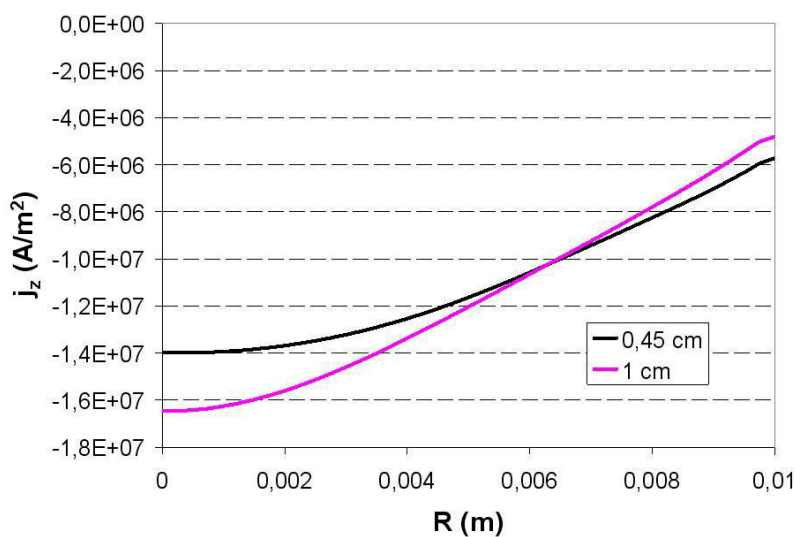


Figure 5.74 Profils de la densité de courant axiale le long de la frontière anodique pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

Les figures 5.75 et 5.76 montrent respectivement les profils des températures électronique et ionique le long de la frontière anodique. Nous constatons que, pour les deux types de particules, la température est plus élevée (d'environ 60%) dans le cas d'une distance interélectrode de 1 cm. L'échauffement des électrons est imputable à l'augmentation de la densité de courant et à l'accroissement de l'effet Joule qui en résulte. Comme expliqué dans la section 5.1.3.2, l'augmentation de la température électronique contribue alors à l'échauffement des ions suite aux interactions électrons-ions.

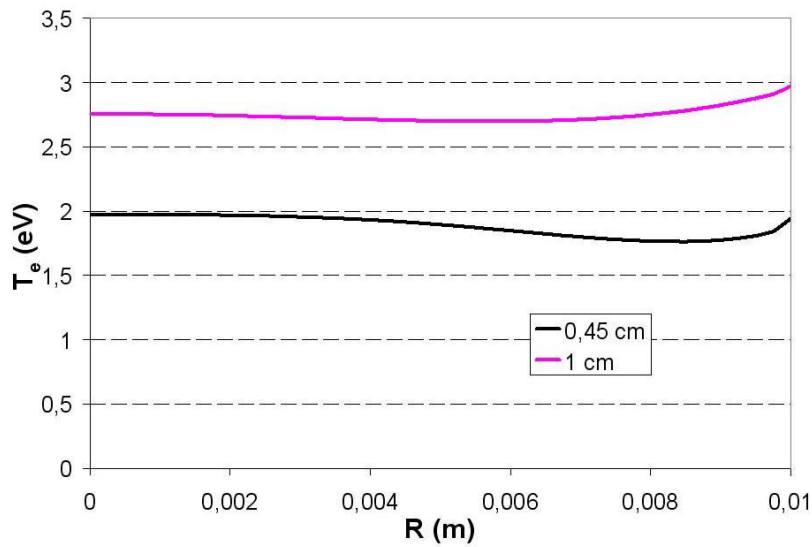


Figure 5.75 Profils de température électronique le long de la frontière anodique pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

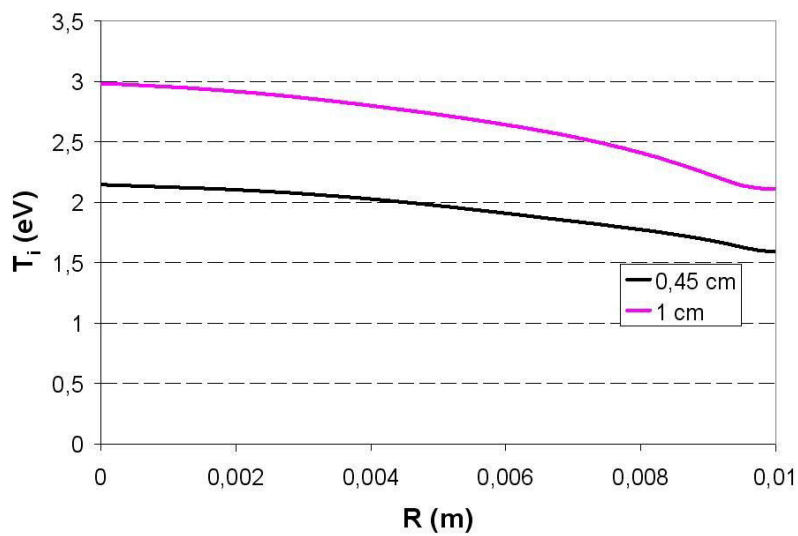


Figure 5.76 Profils de température ionique le long de la frontière anodique pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

L'augmentation de la température ionique avec la distance interélectrode provoque une réduction du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions (cf. figure 5.77). Précisons que l'influence de la température ionique l'emporte sur l'effet de la vitesse ionique qui favoriserait au contraire une augmentation du nombre de Mach (le processus d'expansion subi par les ions conduisant en effet à une vitesse ionique au niveau de l'anode plus importante lorsque la distance interélectrode augmente).

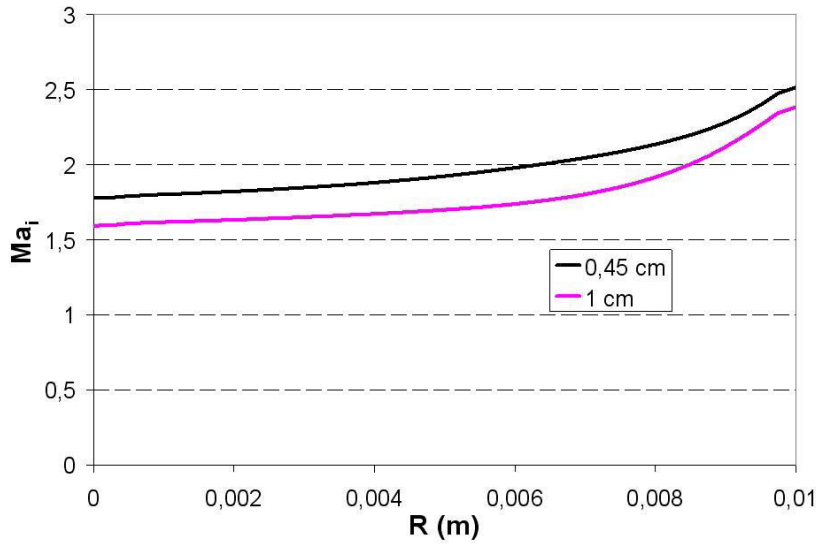


Figure 5.77 Profils du nombre de Mach relatif à l'écoulement des ions le long de la frontière anodique pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

Sur la figure 5.78, nous comparons les profils des densités de flux d'énergie vers l'anode calculées pour les deux distances interélectrode considérées. La figure 5.79 présente séparément les densités de flux d'énergie cédées par les électrons et les ions. L'influence de la distance interélectrode sur ces différents profils reste relativement faible. Contrairement au cas des faibles intensités (cf. section 5.1.3.2), nous pouvons voir que la valeur maximale (sur l'axe de symétrie) de la densité de flux d'énergie cédée par les électrons et donc celle de la densité de flux totale d'énergie sont légèrement plus élevées quand $d = 1$ cm que quand $d = 0,45$ cm. Un tel comportement résulte des variations de la densité de courant axiale avec la distance interélectrode représentées sur la figure 5.74.

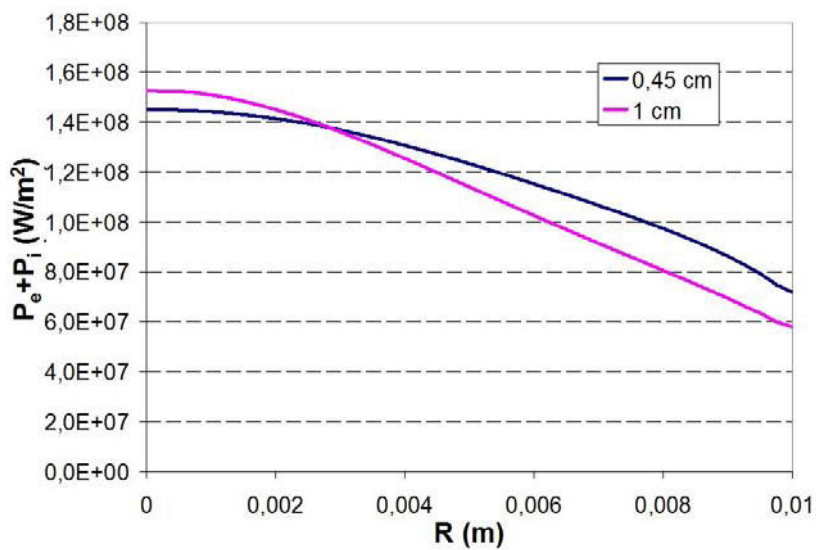


Figure 5.78 Profils de densité de flux totale d'énergie totale cédée à l'anode pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

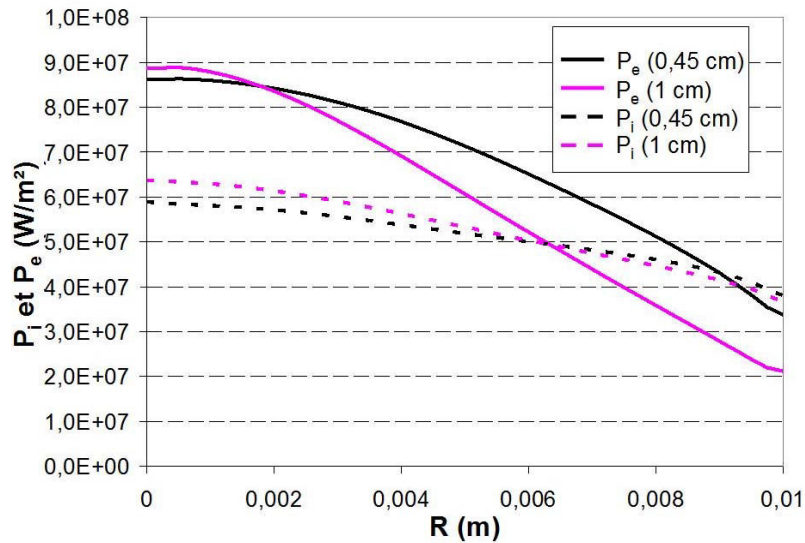


Figure 5.79 Profils des densités de flux d'énergie cédées par les ions et les électrons à l'anode pour différentes distances interélectrode, en l'absence d'AMF.

5.3 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons étudié en détail les résultats numériques obtenus en utilisant le modèle présenté dans le chapitre 4. L'ensemble des résultats analysés a concerné un arc entre des contacts en cuivre de rayon 1 cm. Selon le régime d'écoulement des ions au niveau de la frontière cathodique du domaine de calcul, deux cas d'étude ont été différenciés. Lorsque le courant d'arc est inférieur à 1000 A, les ions adoptent un régime d'écoulement supersonique et dans le cas contraire, ils adoptent un régime subsonique. Nous avons sélectionné deux intensités du courant d'arc ($I = 600$ A et $I = 3000$ A) comme cas de référence, pour analyser et comparer le comportement du plasma dans les deux régimes. L'effet d'un champ magnétique axial externe et l'influence de la distance interélectrode et de l'intensité du courant d'arc ont également été étudiés.

Une constriction de la densité de courant a été observée pour les deux types de régime d'écoulement ionique. Dans les deux cas, la constriction du courant dans l'espace interélectrode est due à la force générée par le champ magnétique azimuthal induit. La température électronique suit une évolution radicalement différente pour les intensités de 600 A et 3000 A. Lorsque l'intensité du courant de coupure est faible ($I = 600$ A), les électrons subissent un échauffement lorsqu'ils se dirigent vers la surface de l'anode. Cet échauffement est lié à l'effet Joule et à la compressibilité du fluide d'électrons (excepté au voisinage de la frontière latérale où seul l'effet Joule intervient). Pour $I = 3000$ A, nous avons mis en évidence l'existence d'une valeur maximum de la température électronique à l'intérieur de l'espace interélectrode, due à l'influence de la gaine anodique qui provoque un refroidissement des électrons au voisinage de l'anode. L'échauffement des électrons en amont du maximale de température est dû exclusivement à l'effet Joule.

L'évolution des grandeurs hydrodynamiques relatives à l'écoulement des ions de la cathode vers l'anode est radicalement différente à 600 A et à 3000 A. Lorsque $I = 600$ A, les ions subissent essentiellement une compression accompagnée d'une décélération, alors que pour $I = 3000$ A, ils subissent une expansion associée à une accélération. Quand $I = 600$ A, la diminution de la vitesse ionique résulte principalement de l'effet du champ électrique.

L'augmentation de cette vitesse, dans le cas où $I = 3000$ A, est causée par la force de friction électrons-ions et la force liée au gradient de pression ionique. Il convient de noter que, dans ce dernier cas, l'écoulement des ions, supposé subsonique près de la cathode, passe en régime supersonique à l'intérieur de l'espace interélectrode. Pour les deux intensités du courant étudiées, une très légère constriction radiale des ions a été observée, imputable à la force de friction électrons-ions. Du point de vue du comportement thermique, les ions s'échauffent lorsqu'ils se dirigent vers la surface de l'anode si $I = 600$ A. La variation de la température ionique n'est en revanche pas monotone dans le cas $I = 3000$ A. La distribution de température est dominée dans une large portion de l'espace interélectrode par les échanges de chaleur associés aux collisions électrons-ions, qui induisent un refroidissement rapide des ions au voisinage immédiat de la cathode, suivi d'un échauffement plus progressif. Au voisinage de l'anode, les ions se refroidissent à cause de leur expansion.

La densité de flux d'énergie transférée par le plasma à l'anode est principalement transportée par les électrons dans le cas de 600 A. En revanche, dans le cas d'un courant de 3000 A, les densités de flux d'énergie déposées par les ions et les électrons sont comparables.

L'application d'un champ AMF de 2,8 mT sur un arc d'intensité 600 A (soit environ 4,7 mT/kA) a une influence négligeable sur le comportement du plasma. Dans le cas d'un champ AMF de 45 mT appliqué sur un arc de 3000 A (soit 15 mT/kA), l'effet du champ magnétique axial externe est plus visible mais reste très modéré. Le champ AMF est responsable d'une réduction de la constriction du courant au voisinage de l'anode. Une diminution d'environ 6 % de la densité de courant a ainsi été observée au centre de l'anode pour les conditions 3000 A et 45 mT. Par ailleurs, dans ce dernier cas, la présence de l'AMF impacte de façon négligeable la densité de flux d'énergie cédée par les ions à la surface de l'anode, alors que la valeur maximale de la densité de flux d'énergie électronique est légèrement plus faible (environ 5%) sous l'effet de l'induction magnétique externe.

Nous avons montré que la distribution radiale de la densité de courant sur la frontière anodique devient de moins en moins uniforme lorsque l'intensité du courant d'arc augmente, en raison de l'augmentation de la constriction du courant avec l'intensité. Par ailleurs, aussi bien en régime d'écoulement supersonique qu'en régime d'écoulement subsonique, les températures ionique et électronique sur la frontière anodique augmentent d'une manière significative avec l'intensité du courant, alors que le nombre de Mach ionique sur cette frontière diminue.

L'étude paramétrique relative à l'influence de la distance interélectrode (les deux distances étudiées étant $d = 0,45$ cm et $d = 1$ cm) conduit à des résultats sensiblement différents selon le régime d'écoulement des ions. Lorsque les ions adoptent un régime d'écoulement supersonique, la constriction du courant est, de façon inattendue, plus faible lorsque la distance interélectrode augmente, tandis que le contraire est observé quand l'écoulement des ions s'effectue en régime subsonique. Nous avons montré que ce comportement particulier en régime supersonique est lié à la compression du plasma. De façon similaire à l'effet d'une augmentation de l'intensité du courant, l'augmentation de la distance interélectrode entraîne (quel que soit le régime d'écoulement des ions) un accroissement sensible des températures électronique et ionique sur la frontière anodique et une diminution du nombre de Mach ionique sur cette surface.

Quant à la densité de puissance cédée par les ions et les électrons à la surface de l'anode, l'impact de la distance interélectrode se différencie selon le régime d'écoulement des ions et

le type de particules concernées. Quand $I = 600 \text{ A}$, le profil de la densité de flux d'énergie cédée par les électrons à la surface de l'anode devient plus uniforme et la densité de flux maximale diminue quand la distance interélectrode augmente. Le comportement contraire est observé pour la densité de flux d'énergie ionique. Dans les deux cas, ces variations sont en partie dues aux évolutions des densités de flux de particules correspondantes (dans le cas des électrons, la valeur maximale de la densité de flux électronique diminue lorsque la distance augmente en raison de la constriction plus faible du courant). La réponse de la densité de flux d'énergie totale cédée à la surface de l'anode aux variations de la distance interélectrode est identique à celle de la densité de flux due aux électrons. Lorsque $I = 3000 \text{ A}$, les variations de la distance interélectrode ont un effet identique sur les densités de flux d'énergie électronique et ionique, qui est par ailleurs similaire à l'effet observé sur la densité de flux d'énergie ionique pour une intensité de 600 A .

Chapitre 6 - Conclusions et Perspectives

Dans ce mémoire, nous avons présenté la mise au point d'un modèle numérique du comportement d'un arc électrique en régime diffus dans un disjoncteur à vide à champ magnétique axial. Le but de ce modèle est de mieux connaître les phénomènes régissant l'écoulement du plasma d'arc dans l'espace interélectrode et de caractériser en particulier les paramètres du plasma au voisinage de l'anode, qui jouent un rôle essentiel sur les limites de performances d'un disjoncteur.

Le modèle développé est basé sur une approche fluide et se concentre sur la description des phénomènes hydrodynamiques, thermiques et électromagnétiques au sein de la région du plasma d'arc (dite région d'écoulement hydrodynamique), formée par le mélange des jets de plasma créés par les spots cathodiques. Le plasma, considéré comme totalement ionisé, est traité comme un mélange de deux fluides compressibles (électrons et ions) en déséquilibre thermique et non magnétisés. Les processus d'ionisation et de recombinaison sont négligés. Le modèle est constitué du système d'équations établi par Braginskii, dans lequel la dynamique de chaque fluide est décrite par le biais d'un système de trois équations de conservation (matière, quantité de mouvement, énergie). Pour modéliser les phénomènes électromagnétiques mis en jeu, nous nous sommes appuyés sur les équations de Maxwell et la loi de Biot et Savart. Le modèle prend en compte les forces électromagnétiques créées par l'ensemble des composantes du champ magnétique induit par le courant d'arc. Les pertes d'énergie par rayonnement sont négligées. Par ailleurs, il a été établi que l'inertie des électrons et les contraintes visqueuses ioniques et électroniques sont négligeables. Sur la base de résultats de la littérature, nous avons considéré que deux régimes d'écoulement des ions sur la frontière cathodique sont possibles selon la densité de courant : un régime supersonique aux faibles densités de courant ($j < 3.10^6 \text{ A/m}^2$) et un régime subsonique pour des densités de courant élevées ($j > 3.10^6 \text{ A/m}^2$). Différents types de conditions aux limites, adaptées au régime d'écoulement des ions, ont ainsi été définis. Pour évaluer ces conditions aux limites, nous avons utilisé des ordres de grandeur des paramètres du plasma d'arc tirés de la littérature. Les équations du modèle sont résolues à l'aide du logiciel de calcul commercial Fluent. L'adaptation de ce logiciel à la simulation d'un arc électrique a donné lieu à plusieurs développements spécifiques. Le modèle développé permet ainsi de calculer les distributions dans l'espace interélectrode des grandeurs hydrodynamiques (densité, vitesse et température) des électrons et des ions, ainsi que celles des champs magnétique et électrique.

Le modèle a été utilisé pour simuler le comportement d'un plasma d'arc créé entre deux électrodes de cuivre de rayon 1 cm. Les résultats montrent une forte constriction du courant dans le sens d'écoulement du plasma de la cathode vers l'anode, due à l'action sur les électrons du champ magnétique azimutal induit. Les résultats font état de différences importantes concernant les variations des grandeurs hydrodynamiques des ions et l'évolution de la température électronique entre les régimes à faible (supersonique) et forte (subsonique) densité de courant. Pour les faibles densités de courant, la dynamique des ions est régie par un processus de compression, tandis qu'elle fait intervenir un processus de détente aux fortes densités de courant. Pour leur part, au cours de leur écoulement de la cathode vers l'anode, les électrons s'échauffent en particulier par effet Joule. Aux fortes densités de courant, la

présence de la gaine anodique provoque leur refroidissement local près de la surface de l'anode.

Les résultats de simulation montrent que l'effet d'un champ magnétique axial externe sur le comportement du plasma reste faible pour les paramètres opératoires considérés dans ce travail. La présence d'un champ magnétique axial externe a pour effet de réduire la constriction de la densité de courant au voisinage de l'anode et de diminuer la densité de flux d'énergie maximale transmise par le plasma à l'anode. Une étude paramétrique a été réalisée afin de quantifier l'influence de l'intensité du courant de coupure et de la distance interélectrode sur les paramètres du plasma au voisinage de l'anode. Nous avons constaté que, pour un régime d'écoulement donné, la constriction du courant est d'autant plus importante que l'intensité du courant de coupure est élevée. Pour les faibles densités de courant (régime supersonique), une diminution de la distance interélectrode entraîne une augmentation de la constriction du courant près de l'anode. L'effet opposé est observé pour les densités de courant élevées (régime subsonique).

Parallèlement, une étude expérimentale a été réalisée dans le but de visualiser à l'aide d'une caméra vidéo rapide le comportement de l'arc en présence d'un AMF dans une maquette de disjoncteur. Des mesures pyrométriques de la température de surface des contacts ont également été réalisées. Une première exploitation de ces mesures a permis de mettre en évidence l'existence d'une valeur limite de la densité de courant à partir de laquelle un spot anodique se forme à la surface de l'anode. En présence d'un AMF, ce spot anodique apparaît pour des densités de courant plus élevées. Les mesures pyrométriques mettent en évidence, aux très fortes intensités du courant, un échauffement moindre de l'anode lorsqu'un AMF est appliqué.

Le présent travail ouvre plusieurs perspectives qui sont listées ci-dessous.

Les résultats présentés dans ce travail ont été limités à des contacts de rayon 1 cm, en raison de problèmes de stabilité numérique qui n'ont pas permis de traiter le cas d'électrodes de plus grande dimension. Il conviendra par la suite d'étendre le champ d'application du modèle. Cela est important notamment pour envisager une validation expérimentale, le peu de données expérimentales disponibles dans la littérature ayant été obtenues pour des contacts ayant un rayon de plusieurs centimètres. La possibilité de simuler des contacts de plus grande dimension permettrait par ailleurs de traiter des configurations plus proches de celles des disjoncteurs utilisés industriellement.

L'analyse plus approfondie des films vidéo issus des expériences réalisées au cours de ce travail permettrait d'estimer plus précisément la taille de la surface effective d'accrochage de l'arc à la cathode. Rappelons que la version actuelle du modèle considère que la totalité de la cathode est émissive.

Actuellement, la frontière latérale du domaine de calcul est traitée de manière approchée dans notre modèle, en assimilant son comportement à celui d'une paroi fictive. Il sera nécessaire de prendre en compte la nature réelle de cette « frontière » en introduisant des conditions aux limites appropriées pour l'écoulement des ions. Par exemple, un traitement de type « frontière libre » serait plus adapté, mais bien plus délicat à mettre en œuvre au sein du logiciel Fluent.

Afin d'améliorer le modèle, il serait intéressant de prendre en compte, aux fortes intensités du courant de coupure, les pertes par rayonnement, qui sont ignorées dans la version actuelle du

modèle, afin de confirmer ou infirmer la validité de cette hypothèse. Prendre en compte cet aspect est difficile et nécessite en particulier une connaissance approfondie des propriétés optiques du plasma.

Les résultats présentés ont mis en évidence des différences importantes du comportement du plasma interélectrode selon le régime d'écoulement des ions (supersonique ou subsonique), imposé sur la frontière cathodique du domaine de calcul. Il convient donc de connaître précisément le régime d'écoulement des ions sur cette frontière pour pouvoir simuler correctement le plasma interélectrode. La connaissance de ce régime restant incertaine dans la littérature, une étape ultérieure consisterait à modéliser les phénomènes mis en jeu en amont de la zone d'écoulement hydrodynamique considérée dans ce travail (c'est-à-dire simuler l'émission des jets de plasma par les spots cathodiques et les interactions de ces jets dans la zone de mélange). Cela permettrait de déterminer le régime d'écoulement des ions et les grandeurs du plasma imposées comme conditions aux limites sur la frontière cathodique du présent modèle. Précisons que le développement d'un tel modèle est difficile en raison notamment des très forts gradients des grandeurs du plasma à proximité immédiate de la surface cathodique.

Enfin, la prochaine étape du développement du modèle pourrait être de modéliser la présence de particules neutres au sein du plasma interélectrode (les mesures réalisées par Schellekens [1983] suggèrent en effet la présence de particules neutres en proportion significative). Une origine possible de ces neutres est notamment l'évaporation de la surface de l'anode aux fortes intensités du courant. Il s'agira de décrire le transport et l'ionisation éventuelle des particules neutres et leur interaction avec le plasma d'arc issu de la cathode. Concernant le processus d'évaporation à l'anode, il pourra être judicieux d'associer au modèle du plasma d'arc un modèle des transferts thermiques au sein de l'anode, qui fournira le flux de particules de vapeur émis à la surface.

Références

Abramowitz M., Stegun I.A., «Handbook of Mathematical Functions: with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables», Dover Publications, New York (USA), 1972.

Afanas'ev V.P., Chaly A.M., Kuptsov V.A., Shkol'nik S.M., «Numerical simulation of cathode spot motion in magnetic fields», Proceedings of the XXII-nd Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Matsue (Japan), 2006.

Aubreton A., Elchinger M.F., «Transport properties in non-equilibrium argon, copper and argon-copper thermal plasmas», J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 36, No. 15, pp. 1798-1805, 2003.

Beilis I.I., «Cathode arc plasma flow in a Knudsen layer», High Temperature, Vol. 24, No. 3, pp. 319-325, 1986.

Beilis I.I., «Cathode potential drop of an arc discharge in vapor of the electrode», Sov. Phys. Doklady, Vol. 33, No. 2, pp. 125-127, 1988.

Beilis I.I., Zektser M.P., Lyubimov G.A., «Analysis of the formulation and solution of the problem of the cathode jet of a vacuum arc», Sov. Phys. Tech. Phys., Vol. 33, No. 10, pp. 1132-1137, 1988.

Beilis I.I., Zektser M.P., «Calculation of the parameters of the cathode stream of an arc discharge», High Temperature, Vol. 29, No. 4, pp. 501-504, 1991.

Beilis I.I., Keidar M., Boxman R.L., Goldsmith S., «Theoretical study of plasma expansion in a magnetic field in a disk anode vacuum arc», J. Appl. Phys., Vol. 83, No. 2, pp. 709-717, 1998.

Beilis I.I., Keidar M., «Electron temperature in the expanding cathode plasma jet in a vacuum arc», Proceedings of the XX-th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Tours (France), pp. 535-538, 2002.

Beilis I.I., «Vacuum arc cathode spot grouping and motion in magnetic fields», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 30, No. 6, pp. 2124-2132, 2002.

Boxman R.L., «Magnetic constriction effects in high-current vacuum arcs prior to the release of anode vapour», J. Appl. Phys., Vol. 48, No. 6, pp. 2338-2345, 1977.

Boxman R.L., Sanders D.M., Martin P.J., «Handbook of vacuum arc science and technology: Fundamentals and applications», Noyes publications, Park Ridge (USA), 1995.

Braginskii S.I., «Transport processes in a plasma», Reviews of Plasma Physics, Vol. 1, pp. 205-311, 1965.

Chapelle P., Bellot J.P., Duval H., Jardy A., Ablitzer D., «Modelling of plasma generation and expansion in a vacuum arc: Application to the vacuum arc remelting process», J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 35, No. 2, pp. 137-150, 2002.

Chapelle P., El Mir H., Bellot J.P., Jardy A., Ablitzer D., Lasalmonie D., «Modelling of the arc plasma behaviour in the VAR process», J. Materials Science, Vol. 39, pp. 7145-7152, 2004.

Chen F.F., «Introduction to plasma physics and controlled fusion: Plasma physics», Plenum Publishers, New York (USA), 2nd edition, 1984.

Chervy B., Dupont O., Gleizes A., Krenek P., «The influence of the cross section of the electron-copper atom collision on the electrical conductivity of Ar-Cu and SF₆-Cu plasma», J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 28, No. 10, pp. 2060-2066, 1995.

Craik D.J., «Magnetism: Principles and applications», John Wiley & Sons Ltd., Chichester (UK), 1995.

Daalder J.E., «Components of cathode erosion in vacuum arcs», J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 9, pp. 2379-2395, 1976.

Dullni E., Gellert B., Schade E., «Electrical and pyrometric measurements of the decay of the anode temperature after interruption of high-current vacuum arcs and comparison with computations», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 17, No. 5, pp. 644-648, 1989.

Duval H., «Contribution à l'utilisation de méthodes particulières en métallurgie d'élaboration sous vide», Thèse INPL, Nancy (France), 1998.

El Mir H., «Comportement de l'arc électrique et fusion de l'électrode consommable dans un four de refusion VAR», Thèse INPL, Nancy (France), 2005.

Gidalevich E., Goldsmith S., Boxman R.L., «Modeling of nonstationary vacuum arc plasma jet interaction with a neutral background gas», J. Appl. Phys., Vol. 90, No. 9, pp. 4355-4360, 2001.

Golant V.E., Zhilinsky A.P., Sakharov I.E., «Fundamentals of plasma physics», John Wiley & Sons Ltd., New York (USA), 1980.

Guittet M., «Caractérisation du pouvoir de coupure d'un disjoncteur à vide», Rapport interne Schneider Electric, Grenoble (France), 2009.

Hartmann W., Hauser A., Lawall A., Renz R., Wenzel N., «Development of a FEM simulation of axial magnetic field vacuum arcs», Proceedings of the XXIII-rd Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Bucharest (Romania), 2008.

Huba J. D., «NRL Plasma Formulary », Naval Research Laboratory, 2004.

Jüttner B., «Cathode spots of electric arcs», J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 34, No. 17, pp. R103-R123, 2001.

Keidar M., Beilis I., Boxman R.L., Goldsmith S., «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.

Keidar M., Beilis I.I., Boxman R.L., «Voltage of the vacuum arc with a ring anode in an axial magnetic field», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 25, No. 4, pp. 580-585, 1997.

Keidar M., Beilis I.I., Brown I.G., «Multiply charged ion transport in free boundary vacuum arc plasma jet», J. Appl. Phys., Vol. 84, No. 11, pp. 5956-5960, 1998.

Keidar M., Schulman M.B., «Modeling of the effect of an axial magnetic field on the high-current vacuum arc», Proceedings of the IXX-th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Xi'an (China), pp. 210-213, 2000.

Keidar M., Schulman M.B., Taylor E.D., «Model of a diffuse column vacuum arc with cathode jets burning in parallel with a high-current plasma column», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 32, No. 2, pp. 783-791, 2004.

Keidar M., Taylor E.D., «Prediction of arc distribution during transition and diffuse column modes of the vacuum arc», Proceedings of the XXIII-rd Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Bucharest (Romania), 2008.

Kesaev I.G., «Directional motion of cathode spot due to asymmetrical conditions at its boundaries», Sov. Phys. Doklady, Vol. 17, p. 383, 1972.

Kimblin C.W., «Erosion and ionization in the cathode spot regions of vacuum arcs», J. Appl. Phys., Vol. 44, pp. 3074-3081, 1973.

Kutzner J., Miller H.C., «Integrated ion flux emitted from the cathode spot region of a diffuse vacuum arc», J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 25, pp. 686-693, 1992(a).

Lide D.R., «Handbook of chemistry and physics», CRC Press, Boca Raton (USA), 75th edition, 1995.

Londer Y.I., Ul'yanov K.N., «Peculiarities of interaction of the cathode stream with anode vapors in a vacuum arc», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 27, No. 4, pp. 901-905, 1999.

Londer Y.I., Ul'yanov K.N., «Peculiarities of the slow ion flow movement in the near-anode region of a high-current vacuum arc», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 29, No. 5, pp. 708-712, 2001.

Londer Y.I., Ul'yanov K.N., «The effect of the flow of atoms sputtered from the anode on the flow of current in a vacuum arc», High Temperature, Vol. 42, No. 2, pp. 190-200, 2004.

Londer Y.I., Ul'yanov K.N., «A two-dimensional mathematical model of a short vacuum arc in external magnetic field», High Temperature, Vol. 43, No. 6, pp. 843-853, 2005.

Londer Y.I., Ul'yanov K.N., «Mathematical model of the vacuum arc in an external axial magnetic field», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 35, No. 4, pp. 897-904, 2007(a).

Londer Y.I., Ul'yanov K.N., «Critical flow of high-speed ions in a high-current vacuum arc discharge», High Temperature, Vol. 45, No. 4, pp. 446-455, 2007(b).

Londer Y.I., Ul'yanov K.N., «A theoretical study of the impact of magnetic field of hall current on the parameters of a high-current vacuum arc discharge», High Temperature, Vol. 46, No. 2, pp. 162-172, 2008.

Lyubimov G.A., Rakhovskii V.I., «The cathode spot of a vacuum arc», Soviet Physics Uspekhi, Vol. 21, No. 8, pp. 693-718, 1978.

Mesyats G.A., Barenhol'ts S.A., «A high-current vacuum arc as a collective multiecton process», Sov. Phys. Doklady, Vol. 45, No. 12, pp. 640-642, 2000.

Picot P., «La coupure du courant électrique dans le vide», Cahier Technique No. 198, Schneider Electric, Grenoble (France), 2000.

Riemann K.U., «The Bohm criterion and sheath formation», J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 24, No. 4, pp. 493-518, 1991.

Sakabe S., Izawa Y., «Simple formula for the cross sections of resonant charge transfer between atoms and their positive ions at low impact velocity», Physical Review A, Vol. 45, No. 3, pp. 2086-2089, 1992.

Schade E., Shmelev D.L., «Numerical simulation of high-current vacuum arcs with an external axial magnetic field», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 31, No. 5, pp. 890-901, 2003.

Schade E., Shmelev D.L., «Numerical simulation of high-current vacuum arcs in external magnetic fields taking into account essential anode evaporation», Proceedings of the XXI-st Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Yalta (Ukraine), pp. 411-414, 2004.

Schade E., «Physics of high-current interruption of vacuum circuit breakers», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 33, No. 5, pp. 1564-1575, 2005.

Schellekens H., «Modeling of the diffuse arc in a vacuum circuit-breaker», PHD Thesis Tech. Univ. Eindhoven, Eindhoven (Netherlands), 1983.

Schulman M.B., Schellekens H., «Visualisation and characterization of high-current diffuse vacuum arcs on axial magnetic field contacts», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 28, No. 2, pp. 443-451, 2000.

Shi Z., Xiao J., Jia S., «Statistical simulation on the random and retrograde motion of single cathode spot of vacuum arc», Proceedings of the XXII-nd Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Matsue (Japan), pp. 337-340, 2006.

Steinke K., Lindmayer M., «Influence of contact distance on the appearance of vacuum arcs with different AMF contacts», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 33, No. 5, pp. 1600-1604, 2005.

Uimanov I.V., «A two-dimensional nonstationary model of the initiation of an explosive centre beneath the plasma of a vacuum arc cathode spot», IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 31, No. 5, pp. 822- 826, 2003.

Wang L., Jia S., Shi Z., Rong M., «Numerical simulation of vacuum arc under different axial magnetic fields», J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 38, No. 7, pp. 1034-1041, 2005.

Watanabe H., Susa M., Fukuyama H., Nagata K., «Near-infrared spectral emissivity of Cu, Ag, and Au in the liquid and solid states at their melting points», International Journal of Thermophysics, Vol. 24, No. 4, pp. 1105-1120, 2003.

Yanabu S., Homma M., Kaneko E., Tamagawa T., «Post arc current of vacuum interrupters», IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. 104, No. 1, pp. 166-172, 1985.

Yang D., Wang L., Jia S., Huo X., Zhang L., Liu K., Shi Z., «Dynamic process of high-current vacuum arc with consideration of magnetic field delay: numerical simulation and comparisons with the experiments», J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 42, 065204 (8pp), 2009.

Annexe A - Libres parcours moyens associés aux interactions entre la vapeur anodique et le plasma issu de la cathode

Cette annexe détaille les expressions et les données nécessaires aux calculs des libres parcours moyens associés aux interactions entre la vapeur anodique et le plasma issu de la cathode, présentés dans le chapitre 2. Dans les expressions développées ici, les indices 1 et 2 désignent respectivement les ions cathodiques et les ions anodiques.

A.1 Interactions de la vapeur anodique avec le plasma

A.1.1 Collision élastique entre neutres

Les collisions élastiques entre deux atomes neutres peuvent être décrites par le modèle des sphères dures [Duval, 1998]. La section efficace de collision totale est donnée dans ce cas par :

$$\sigma_{n-n} = \pi d^2 \quad (\text{Eq. A.1})$$

Où d est le diamètre d'un atome (pour le cuivre : $d \approx 270$ pm, donc $\sigma_{n-n} \approx 2,29 \cdot 10^{-19}$ m²). Par définition, la fréquence de collisions et le libre parcours moyen associés aux collisions élastiques entre neutres s'écrivent respectivement :

$$\nu_{n-n} = \sqrt{2} n_n \sigma_{n-n} v_n \quad (\text{Eq. A.2})$$

$$\lambda_{n-n} = \frac{v_n}{\nu_{n-n}} = \frac{1}{\sqrt{2} \sigma_{n-n} n_n} \quad (\text{Eq. A.3})$$

A.1.2 Collision élastique neutre-ion cathodique

Par définition, la fréquence de collisions et le libre parcours moyen associés aux collisions élastiques neutre – ion peuvent s'écrire :

$$\nu_{n-1} = n_1 \sigma_{n-1} v_1 \quad (\text{Eq. A.4})$$

$$\lambda_{n-1} = \frac{v_n}{\nu_{n-1}} = \frac{v_n}{n_1 v_1 \sigma_{n-1}} \quad (\text{Eq. A.5})$$

La section efficace de collision élastique neutre-ion pour le cuivre est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-19}$ m² [Huba, 2004].

A.1.3 Collision élastique neutre-électron

Pour décrire une collision élastique entre un électron et un atome, les théories de physique classique ne sont plus applicables, car la situation ne vérifie pas le principe d'incertitude d'Heisenberg $r_0 p \gg \hbar$, autrement dit nous ne pouvons pas mesurer en même temps la trajectoire de la particule et sa quantité de mouvement avec une erreur de mesure raisonnable.

Un calcul rapide nous montre que pour les atomes de cuivre ($r_a=135$ pm) :

$$r_0 p \approx r_a m_e v_e \approx 135.10^{-12} \times 9,11.10^{-31} \times 10^6 = 1,23.10^{-34} (\approx \hbar = 1,054.10^{-34}) \quad (\text{Eq. A.6})$$

Où r_0 est l'échelle caractéristique d'interaction (en premier approximation $r_0=r_a$), p est la quantité de mouvement relative et \hbar la constante de Planck réduite.

Actuellement, il n'existe pas de théorie générale, pour la description des collisions entre un atome et un électron, valable pour tous les éléments. Des calculs précis sont possibles pour les atomes de structure simple (comme H ou He). La publication de Chervy et al. [1995] fournit un résultat expérimental concernant la section efficace de collision élastique entre un électron et un atome de cuivre (figure A.1). Après avoir relevé des valeurs sur cette courbe et interpolé ces valeurs par un polynôme d'ordre six, nous avons déterminé les corrélations suivantes pour la fréquence de collisions et le libre parcours moyen associés aux collisions élastiques neutre – électron (avec $E \approx kT_e$ l'énergie d'impact exprimée en eV) :

$$v_{n-e} = n_e v_e (17,3E^6 - 268,67E^5 + 1698E^4 - 5611E^3 + 10244E^2 - 9896E + 4065) \quad (\text{Eq. A.7})$$

$$\lambda_{n-e} = \frac{v_n}{n_e v_e (17,3E^6 - 268,67E^5 + 1698E^4 - 5611E^3 + 10244E^2 - 9896E + 4065)} \quad (\text{Eq. A.8})$$

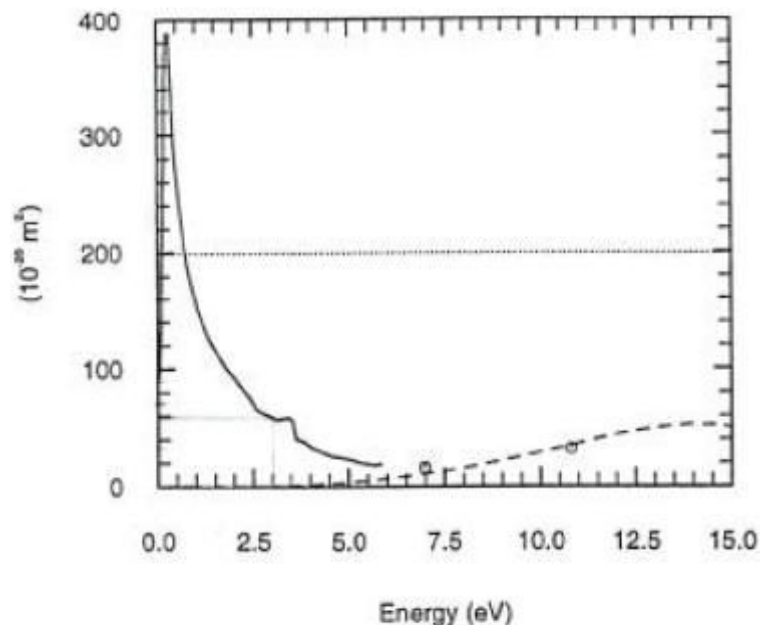


Figure A.1 Section efficace de collision élastique électron-atome de cuivre en fonction de l'énergie d'impact, obtenue expérimentalement [Chervy et al., 1995].

A.1.4 Ionisation par choc électronique

D'après Londer et Ul'yanov [2001], la section efficace d'ionisation par choc électronique, moyennée sur la fonction de distribution des vitesses des électrons, peut s'écrire:

$$\langle \sigma_{\text{ionisation}} v_e \rangle = \delta v_e \varepsilon_i \left(1 + \frac{2kT_e}{\varepsilon_i} \right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT_e} \right) \quad (\text{Eq. A.9})$$

avec pour le cuivre:

$$\delta = 4,5 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2/\text{eV}$$

$$\varepsilon_i = 7,72 \text{ eV}$$

ε_i est l'énergie de première ionisation du cuivre. L'équation A.9 est valable pour $kT_e \leq \varepsilon_i$.

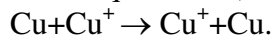
La fréquence de collisions et le libre parcours moyen associés à l'ionisation des neutres sont donnés par :

$$v_{\text{ionisation}} = n_e \delta v_e \varepsilon_i \left(1 + \frac{2kT_e}{\varepsilon_i} \right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT_e} \right) \quad (\text{Eq. A.10})$$

$$\lambda_{\text{ionisation}} = \frac{v_n}{n_e \langle \sigma_{\text{ionisation}} v_e \rangle} = \frac{v_n}{n_e \delta v_e \varepsilon_i \left(1 + \frac{2kT_e}{\varepsilon_i} \right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT_e} \right)} \quad (\text{Eq. A.11})$$

A.1.5 Ionisation par échange de charge

Le processus d'ionisation d'une particule neutre par échange de charge avec un ion cathodique obéit (dans le cas du cuivre) à la réaction suivante :



Dans la littérature, aucune donnée expérimentale sur la section efficace d'échange de charge n'est disponible pour le cuivre. Nous devons donc l'estimer à l'aide de modèles théoriques. Deux modèles peuvent être utilisés pour obtenir cette valeur. Le premier modèle, développé par Sakabe et Izawa [1992], est valable pour tous les éléments, à condition que la vitesse de collision soit inférieure à 10^8 cm/s. Le deuxième modèle, développé par Aubreton et Elchinger [2003], n'est utilisable que pour le cuivre. Ils donnent des résultats similaires, dans la suite, nous allons utiliser ce deuxième modèle, dans lequel la section efficace d'échange de charge est exprimée par la relation suivante :

$$\sigma_{\text{éch}} = \frac{1}{2} (A - B \ln(v))^2 \quad (\text{Eq. A.12})$$

avec

$$A = 2,454 \times 10^{-9} \text{ m}$$

$$B = 0,1091 \times 10^{-9} \text{ m}$$

v est la vitesse relative de collision.

La fréquence de collisions et le libre parcours moyen associés à l'ionisation des neutres sont donnés par :

$$v_{\text{éch}} = \frac{1}{2}(A - B \ln(v))^2 n_1 v_1 \quad (\text{Eq. A.13})$$

$$\lambda_{\text{éch}} = \frac{2v_n}{(A - B \ln(v))^2 n_1 v_1} \quad (\text{Eq. A.14})$$

A.1.6 Recombinaison à trois corps

La section efficace de collision de ce type de réaction peut être estimée par la section efficace de collision associée aux collisions élastiques entre les électrons et les ions, multipliée par la probabilité d'apparition d'un autre électron dans cette région [Golant et al., 1980]:

$$\sigma_{\text{rec}} \approx n_e \left(\frac{e^4 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^4} \right)^{5/2} \quad (\text{Eq. A.15})$$

La fréquence de collisions et le libre parcours moyen associés aux processus de recombinaison sont donnés par :

$$v_{\text{rec}} \approx n_e^2 \left(\frac{e^4 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^4} \right)^{5/2} v_e \quad (\text{Eq. A.16})$$

$$\lambda_{\text{rec}} \approx \frac{v_i}{n_e^2 v_e} \left(\frac{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^4}{e^4 \ln \Lambda} \right)^{5/2} \quad (\text{Eq. A.17})$$

A.2 Interactions des ions anodiques avec le plasma

A.2.1 Collisions élastiques avec les ions cathodiques

Dans le cas d'une collision élastique entre deux particules chargées, la force d'interaction principale est la force de Coulomb. La structure interne des particules n'a pas beaucoup d'effet sur le processus [Golant et al., 1980]. Le nombre de collisions entre les ions anodiques et cathodiques par unité de volume est donné par Londer et Ul'yanov [2004] :

$$n_1 v_{1-2} = n_2 v_{2-1} = \frac{\sqrt{2} Z_1^2 Z_2^2 e^4 n_1 n_2 \ln \Lambda}{8\pi\epsilon_0^2 \sqrt{M\epsilon_1^{3/2}}} \quad (\text{Eq. A.18})$$

où

$$\epsilon_1 = \frac{1}{2} M v_1^2 + \frac{3}{2} kT_1 \text{ est l'énergie totale des ions cathodiques.}$$

La fréquence de collisions entre les ions cathodiques et anodiques et le libre parcours moyen des ions anodiques dans la population d'ions cathodiques s'écrivent :

$$v_{2-1} = \frac{\sqrt{2} Z_1^2 Z_2^2 e^4 n_1 \ln \Lambda}{8\pi\epsilon_0^2 \sqrt{M\epsilon_1^{3/2}}} \quad (\text{Eq. A.19})$$

$$\lambda_{2-1} = \frac{v_2}{v_{2-1}} = \frac{8\pi\epsilon_0^2 \sqrt{M} v_2 \epsilon_1^{3/2}}{\sqrt{2} Z_1^2 Z_2^2 e^4 n_1 \ln \Lambda} \quad (\text{Eq. A.20})$$

A.2.2 Relaxation des ions anodiques

D'après Londer et Ul'yanov [2004], la fréquence des collisions élastiques entre les ions anodiques est :

$$v_{2-2} = \frac{\sqrt{2}Z_2^4 e^4 n_2 \ln \Lambda}{8\pi\epsilon_0^2 \sqrt{M}\epsilon_2^{3/2}} \quad (\text{Eq. A.21})$$

Comme l'énergie des ions anodiques est essentiellement leur énergie thermique, on en déduit l'expression suivante du libre parcours moyen associé aux collisions élastiques entre les ions anodiques :

$$\lambda_{2-2} = \frac{18\pi\epsilon_0^2 (kT_2)^2}{Z_2^4 e^4 n_2 \ln \Lambda} \quad (\text{Eq. A.22})$$

A.2.3 Collisions élastiques ions anodiques-électrons

D'après Golant et al. [1980], la section efficace de collision entre les ions et les électrons est :

$$\sigma_{e2} = \frac{e^4 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^4} \quad (\text{Eq. A.23})$$

Ceci implique que la fréquence de collision est de la forme :

$$v_{e2} = \frac{e^4 n_e \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^3} \quad (\text{Eq. A.24})$$

Nous pouvons en déduire le libre parcours moyen :

$$\lambda_{e2} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^3 v_2}{e^4 n_e \ln \Lambda} \quad (\text{Eq. A.25})$$

Annexe B - Intégrales elliptiques complètes de première et de seconde espèce

Rappelons tout d'abord les définitions des intégrales elliptiques de première et de seconde espèce :

Soient $\varphi \in \mathfrak{R}$ et $\alpha \in [0 ; \frac{\pi}{2}]$, posons $\kappa = \sin \alpha$.

On appelle intégrale elliptique du premier type l'intégrale suivante :

$$F(\varphi, \kappa) = \int_0^{\varphi} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \theta}}$$

On appelle intégrale elliptique du deuxième type l'intégrale suivante :

$$E(\varphi, \kappa) = \int_0^{\varphi} \sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \theta} d\theta$$

Lorsque $\varphi = \frac{\pi}{2}$, on dit que les intégrales elliptiques sont complètes et on note :

$$\text{Intégrale elliptique complète du premier type : } F(\kappa) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \theta}}$$

$$\text{Intégrale elliptique complète du deuxième type : } E(\kappa) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \theta} d\theta.$$

Définition : On appelle suites arithmético-géométriques associées à a et b les suites $(a_n)_{n \in \mathbb{N}}$ et $(b_n)_{n \in \mathbb{N}}$ définies par [Abramowitz et Stegun, 1972]:

$$\left\{ \begin{array}{l} a_0 = a \\ \forall n \in \mathbb{N}, a_{n+1} = \frac{a_n + b_n}{2} \end{array} \right\}, \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} b_0 = b \\ \forall n \in \mathbb{N}, b_{n+1} = \sqrt{a_n b_n} \end{array} \right\},$$

De plus, si $b \leq 1$, on définit la suite $(c_n)_{n \in \mathbb{N}}$ par :

$$\left\{ \begin{array}{l} c_0 = \sqrt{1 - b_0^2}, \\ \forall n \in \mathbb{N}, c_{n+1} = \frac{a_n - b_n}{2} \end{array} \right\}.$$

Algorithme de calcul de $K(\kappa)$: soit $\kappa \in]0 ; 1[$ et $\kappa' = \sqrt{1 - \kappa^2}$.

On note $(a_n)_{n \in \mathbb{N}}$ et $(b_n)_{n \in \mathbb{N}}$ les suites arithmético-géométriques associées à $a_0 = 1$ et $b_0 = \kappa'$.

Alors, $\frac{\pi}{2a_n}$ est une approximation de $F(\kappa)$.

Algorithme de calcul de $E(\kappa)$: soit $\kappa \in]0 ; 1[$ et $\kappa' = \sqrt{1 - \kappa^2}$.

Si on note $(a_n)_{n \in \mathbb{N}}$, $(b_n)_{n \in \mathbb{N}}$ et $(c_n)_{n \in \mathbb{N}}$ les suites arithmético-géométriques associées à $a_0 = 1$, $b_0 = \kappa'$ et $c_0 = \kappa$, on approche $E(\kappa)$ par :

$$\frac{\pi}{2a_n} \left[1 - \frac{1}{2} \sum_{p=0}^n 2^p c_p^2 \right]$$

Annexe C - Compléments sur la procédure de calcul du champ magnétique induit

Dans cette annexe, nous revenons plus en détail sur la procédure de calcul, par la loi de Biot et Savart, de l'induction magnétique créée par le courant azimuthal. La première partie de cette annexe est dédiée au principe de superposition. L'influence de la taille du maillage est étudiée dans une deuxième partie.

C.1 Principe de superposition

Rappelons que les composantes radiale et axiale du champ magnétique induit en un point de coordonnées (x, z) par une boucle de courant parcourue par une intensité de courant i sont données, d'après la loi de Biot-Savart, par les expressions suivantes [Craik, 1995] :

$$B_r = \frac{\mu_0 i z}{2\pi x} \frac{1}{[(a+x)^2 + z^2]^{1/2}} \left[E\left(\frac{4ax}{(a+x)^2 + z^2}\right) \frac{a^2 + x^2 + z^2}{(a-x)^2 + z^2} - K\left(\frac{4ax}{(a+x)^2 + z^2}\right) \right] \quad (\text{Eq. C1})$$

$$B_z = \frac{\mu_0 i}{2\pi} \frac{1}{[(a+x)^2 + z^2]^{1/2}} \left[E\left(\frac{4ax}{(a+x)^2 + z^2}\right) \frac{a^2 - x^2 - z^2}{(a-x)^2 + z^2} + K\left(\frac{4ax}{(a+x)^2 + z^2}\right) \right] \quad (\text{Eq. C2})$$

avec a, x et z définis sur la figure C1, $K(\kappa) = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1 - \kappa \sin^2 \theta}} d\theta$ et $E(\kappa) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \kappa \sin^2 \theta} d\theta$.

Notons que nous ne pouvons pas utiliser ces expressions pour calculer le champ magnétique induit en un point appartenant à la boucle de courant. En effet, pour un tel point, le terme $(a-x)^2 + z^2$ s'annule et le terme $K\left(\frac{4ax}{(a+x)^2 + z^2}\right) = K(1) \rightarrow +\infty$.

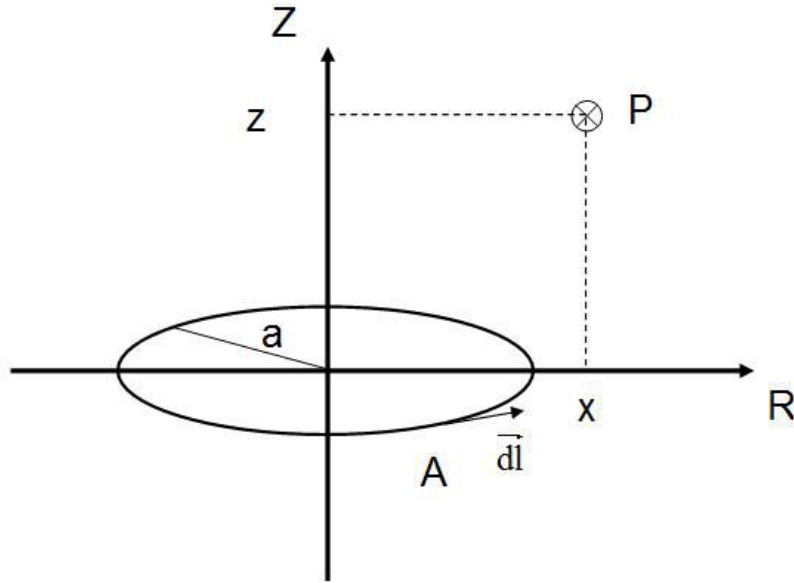


Figure C1. Définition des variables géométriques employées.

Dans l'algorithme mis en œuvre dans la section 4.7.2 du chapitre 4, le champ magnétique total induit dans une cellule donnée C du maillage de calcul est calculé en faisant la somme des champs magnétiques induits par les courants azimutaux portés par toutes les autres cellules du maillage (à l'exclusion du champ induit par le courant azimutal porté par la cellule C elle-même).

Dans la suite de cette section, nous allons vérifier dans un premier temps que le calcul de l'induction magnétique ne présente pas de singularités en raffinant le maillage. Ensuite, nous étudierons la sensibilité des valeurs calculées de l'induction magnétique au nombre de cellules du maillage.

Soit une cellule du maillage (ayant pour centre le point P) dans laquelle on suppose que la densité de courant azimutale est uniforme et égale à j (cf. figure C2). Si nous divisons cette cellule de la manière montrée ci-dessous, les courants azimutaux portés par les sous-cellules 1, 2, 3...n (situées le long d'une même diagonale) s'écrivent respectivement :

$$i_1 = \frac{DR}{3} * \frac{DR}{3} * j, i_2 = \frac{DR}{3^2} * \frac{DR}{3^2} * j, i_3 = \frac{DR}{3^3} * \frac{DR}{3^3} * j \dots i_n = \frac{DR}{3^n} * \frac{DR}{3^n} * j$$

Dans ce qui suit, nous allons calculer les composantes radiale et axiale des champs induits au point P par les sous-cellules 1, 2, 3...n..., en nous appuyant sur les expressions analytiques C1 et C2 données plus haut.

Les équivalents pour chaque sous-cellule des paramètres a , x , z intervenant dans les expressions C1 et C2 sont respectivement :

$$\begin{aligned} a_1 &= R + \frac{DR}{3} & a_2 &= R + \frac{DR}{3^2} & a_3 &= R + \frac{DR}{3^3} & a_n &= R + \frac{DR}{3^n} & \lim_{n \rightarrow \infty} a_n &= R \\ x_1 &= R & x_2 &= R & x_3 &= R & \dots & x_n &= R & \text{et } \lim_{n \rightarrow \infty} x_n &= R \\ z_1 &= -\frac{DR}{3} & z_2 &= -\frac{DR}{3^2} & z_3 &= -\frac{DR}{3^3} & z_n &= -\frac{DR}{3^n} & \lim_{n \rightarrow \infty} z_n &= 0 \end{aligned}$$

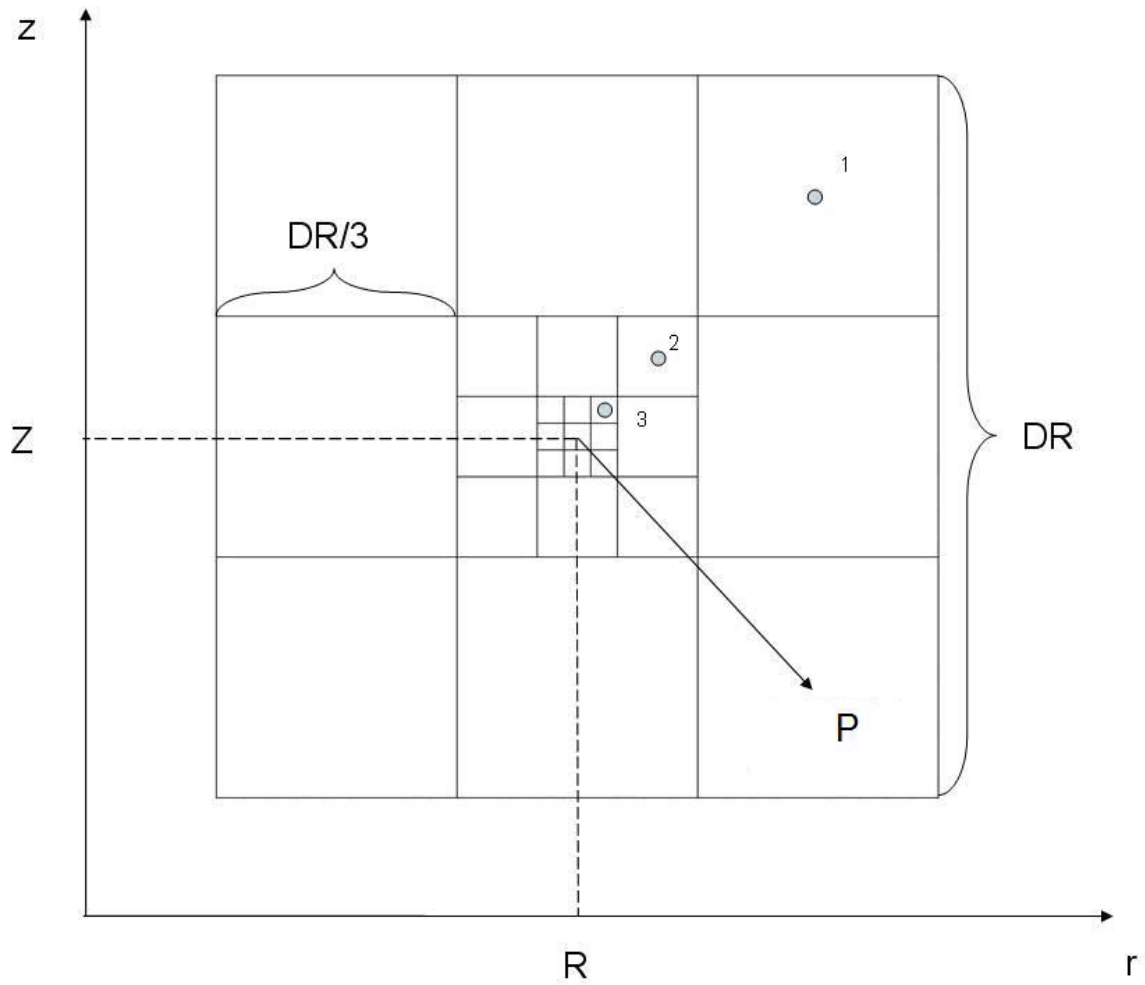


Figure C2. Divisions d'une cellule du maillage.

Posons $\kappa = \frac{4ax}{(a+x)^2 + z^2}$, $T = \frac{a^2 + x^2 + z^2}{(a-x)^2 + z^2}$ et $S = \frac{a^2 - x^2 - z^2}{(a-x)^2 + z^2}$

Les équivalents des paramètres κ , T et S pour la sous-cellule n s'écrivent :

$$\kappa_n = \frac{4R^2 + 4R \frac{DR}{3^n}}{4R^2 + 4R \frac{DR}{3^n} + 2\left(\frac{DR}{3^n}\right)^2}$$

$$T_n = \frac{2R^2 + 2R \frac{DR}{3^n} + 2\left(\frac{DR}{3^n}\right)^2}{2\left(\frac{DR}{3^n}\right)^2}$$

$$S_n = \frac{R}{\frac{DR}{3^n}}$$

Les composantes radiale et axiale du champ magnétique induit au point P par la sous-cellule n sont donc de la forme :

$$B_{r_ind} = \frac{\mu_0 j}{2\pi} \frac{\frac{DR}{3^n}}{R} \frac{1}{[(2R + \frac{DR}{3^n})^2 + (\frac{DR}{3^n})^2]^{1/2}} (\frac{DR}{3^n})^2 [E(\kappa_n) \frac{R^2 + R \frac{DR}{3^n} + (\frac{DR}{3^n})^2}{(\frac{DR}{3^n})^2} - K(\kappa_n)]$$

$$B_{z_ind} = \frac{\mu_0 j}{2\pi} \frac{1}{[(2R + \frac{DR}{3^n})^2 + (\frac{DR}{3^n})^2]^{1/2}} (\frac{DR}{3^n})^2 [E(k_n) \frac{R}{DR} + K(k_n)]$$

Si nous voulons calculer toutes les contributions des cellules situées le long d'une même diagonale (cellules numérotées 1, 2, ... n...), nous devons sommer les suites B_{r_ind} et B_{z_ind} . Par exemple, pour B_{r_ind} :

$$B_{r_ind} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_0 j}{2\pi} \frac{\frac{DR}{3^n}}{R} \frac{1}{[(2R + \frac{DR}{3^n})^2 + (\frac{DR}{3^n})^2]^{1/2}} (R^2 + R \frac{DR}{3^n} + (\frac{DR}{3^n})^2) E(\kappa_n)$$

$$- \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_0 j}{2\pi} \frac{\frac{DR}{3^n}}{R} \frac{1}{[(2R + \frac{DR}{3^n})^2 + (\frac{DR}{3^n})^2]^{1/2}} (\frac{DR}{3^n})^2 K(\kappa_n)$$

Sachant que $E(\kappa_n)$ est fini et compris dans l'intervalle $[1, \frac{\pi}{2}]$, le premier terme de cette équation est donc bien fini car le terme $\sum \frac{DR}{3^n}$ est fini, et cette somme décroît quand DR décroît (les termes de cette somme diminuent lorsque n augmente). En ce qui concerne le deuxième terme qui comprend l'intégrale elliptique de première espèce, à titre d'exemple, un calcul rapide (utilisant le logiciel Matlab) nous montre, pour une cellule qui se trouve à $R = 1$ mm et un maillage de taille $DR = 0.125$ mm, que $\lim_{n \rightarrow \infty} \sum K(k_n) (\frac{DR}{3^n})^2$ est finie (cf. figure C3).

De la même manière, on peut montrer que $B_{z_ind} = \sum_n B_{z_ind}$ garde lui aussi une valeur finie.

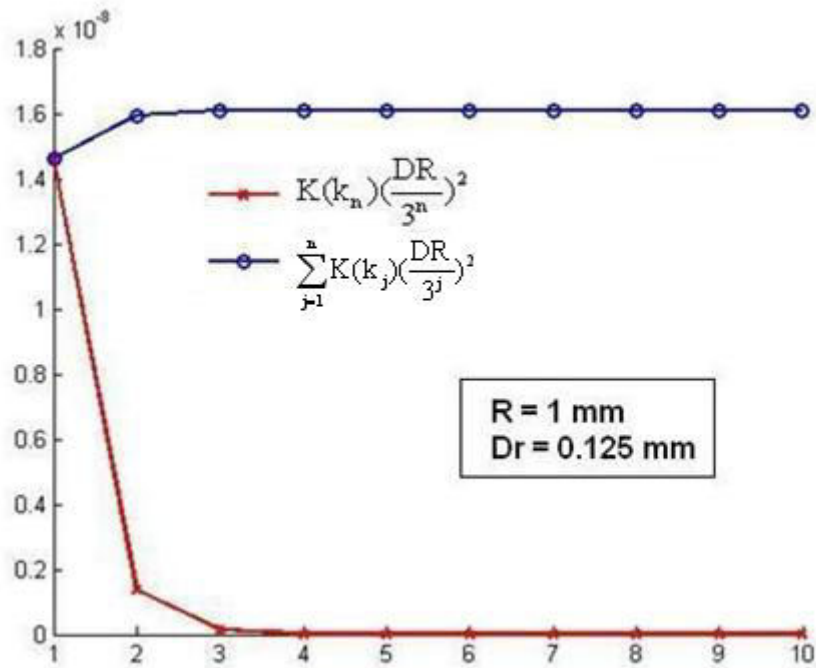


Figure C3. Les 10 premiers terme des suites $K(k_n) \left(\frac{DR}{3^n}\right)^2$ et $\sum_{j=1}^n K(k_j) \left(\frac{DR}{3^j}\right)^2$.

Pour conclure, les valeurs de B_{r_ind} et B_{z_ind} calculées en un point donné du domaine restent finies lorsqu'on raffine le maillage. La taille du maillage peut avoir toutefois une influence sur la précision des valeurs calculées.

C.2 Influence de la taille du maillage sur le calcul des inductions magnétiques

Pour étudier la sensibilité au maillage, nous avons calculé pour différentes tailles du maillage de calcul la distribution du champ magnétique induit par une densité de courant azimuthale supposée uniforme (égale à 10^5 A/m²). Les dimensions de l'espace interélectrode sont $R = 1$ cm et $d = 1$ cm. Nous avons utilisé 6 maillages de plus en plus fins, constitués respectivement de 10x10 cellules, 20x20 cellules, 30x30 cellules, 40x40 cellules, 50x50 cellules et 60x60 cellules. La figure C4 montre l'influence de la taille du maillage sur les distributions calculées de B_{r_ind} et B_{z_ind} pour 3 cas de figures (20x20 cellules, 40x40 cellules, 60x60 cellules). En examinant cette figures, nous pouvons constater que, quand nous raffinons le maillage, la distribution de B_{r_ind} reste quasi-identique (toutefois, avec un maillage grossier de 20x20 cellules, nous sous-évaluons légèrement la valeur de B_{r_ind}). La même observation peut être faite sur les cartes du champ magnétique axial induit.

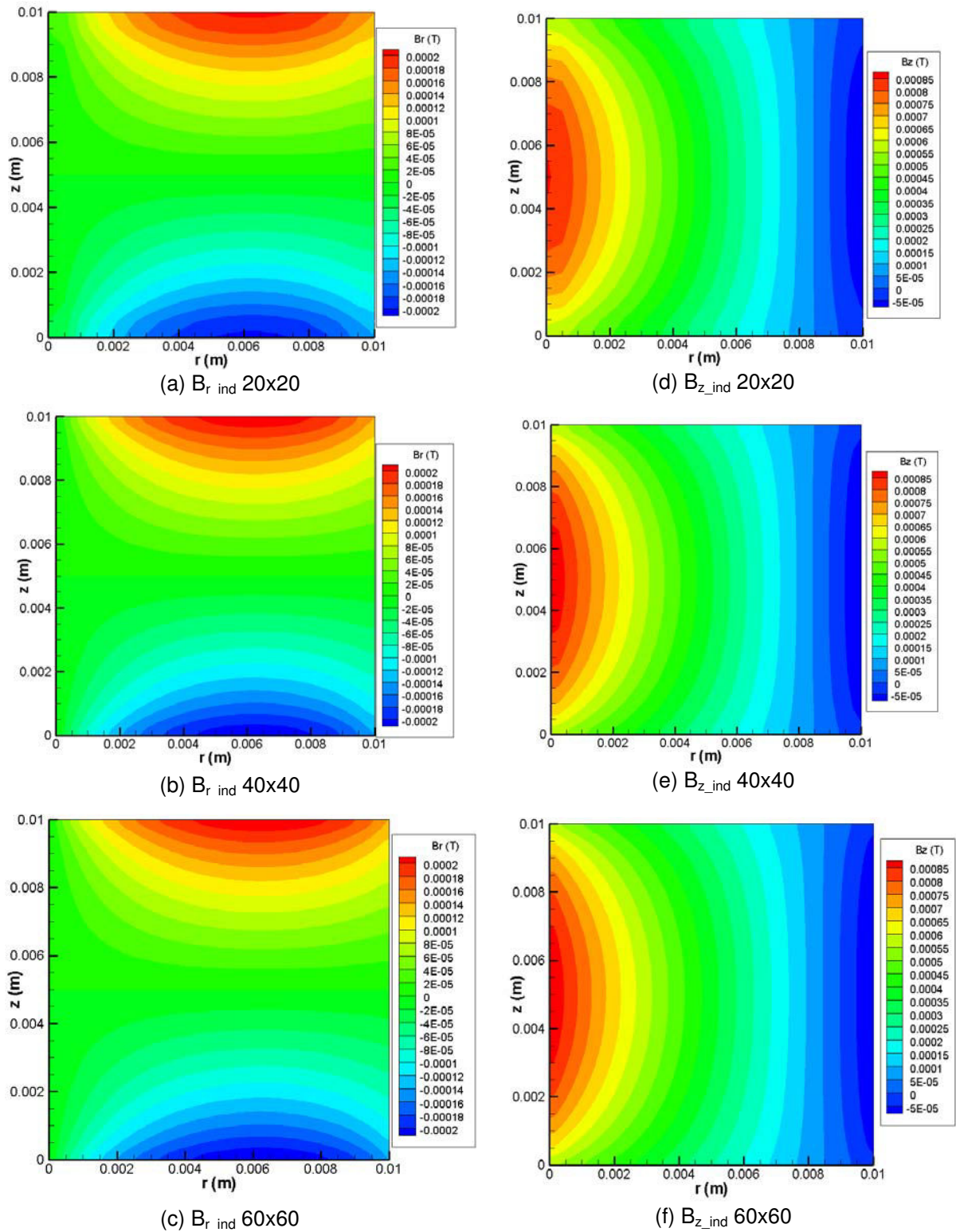


Figure C4. Composantes radiale et axiale de l'induction magnétique induite calculées pour différentes tailles de maillage, en considérant que le courant azimuthal est uniforme dans tout l'espace interélectrode (égal à 10^5 A/m²).

La figure C5 montre la variation radiale de B_{r_ind} le long de la frontière anodique pour les différents maillages testés. Sur cette figure, on peut remarquer que pour un maillage grossier constitué de 10 mailles/cm, l'erreur commise est d'environ 17%. A partir de 40 mailles/cm,

l'erreur diminue très fortement (inférieure à 5%), le gain en précision devient très faible (voire négligeable).

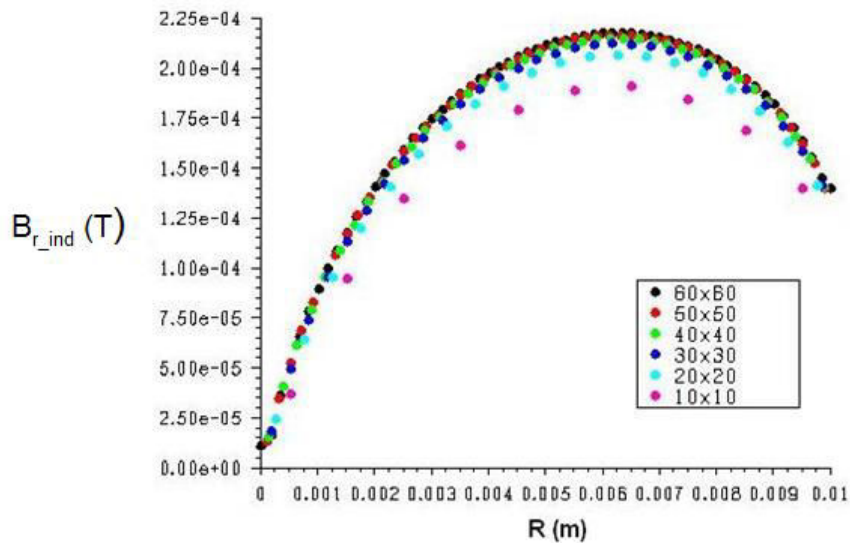


Figure C5. Variation de B_{r_ind} le long de la frontière anodique pour différentes tailles de maillage.

La figure C6 montre la variation axiale de B_{z_ind} le long de l'axe de symétrie. Nous remarquons que la taille du maillage a le même effet sur le calcul de B_{z_ind} que sur celui de B_{r_ind} . A titre d'exemple, un maillage constitué de 10 mailles/cm conduit à une différence d'environ 12% par rapport au résultat obtenu avec un maillage constitué de 60 mailles/cm.

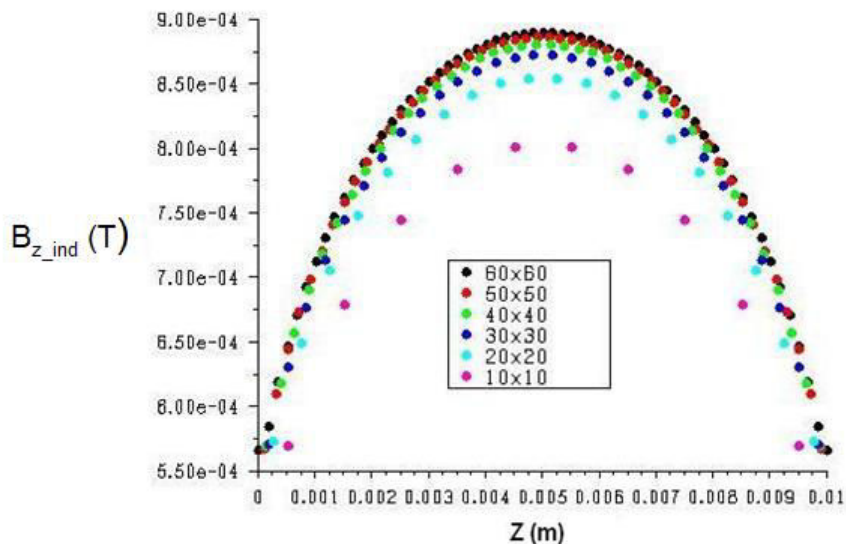


Figure C6. Variation de B_{z_ind} le long de l'axe de symétrie pour différentes tailles de maillage.

Surs les figure C5 et C6, nous pouvons également remarquer que le maillage 40x40 donne un bon compromis entre le nombre de mailles (le nombre de mailles a un impact considérable sur le temps de calcul et la mémoire utilisée par l'algorithme) et la précision (l'écart par rapport à la valeur obtenue pour un maillage de 60x60 est d'environ 5% pour B_{z_ind} et de 4,5% pour B_{r_ind}). Par conséquent, nous allons utiliser ce maillage pour notre modèle.

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur Yves DELANNOY, Professeur, SIMAP Grenoble, INP, Grenoble

Monsieur Jean-Jacques GONZALEZ, Directeur de Recherche, Université de Toulouse, Toulouse

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Madame LI Yilin

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

"Modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur à vide"

NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 5 4 5 0 1
VANDŒUVRE CEDEX

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « **Mécanique et Energétique** »

Fait à Vandoeuvre, le 27 octobre 2010.

Le Président de l'I.N.P.L.,

F. LAURENT



Modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur à vide

Mots clés : Arc électrique sous vide, disjoncteur, champ magnétique axial (AMF), modélisation fluide, simulation numérique, étude expérimentale

Un modèle numérique d'un arc électrique diffus dans un disjoncteur à vide à champ magnétique axial (AMF) a été développé dans le but de mieux comprendre à terme la transition d'un mode de fonctionnement diffus de l'arc vers un mode plus concentré. Le comportement du plasma d'arc a été simulé depuis la sortie de la zone de mélange cathodique jusqu'à l'entrée de la gaine anodique. Le modèle bidimensionnel est basé sur un système d'équations hydrodynamiques à deux fluides non magnétisés (ions et électrons), incluant les équations de conservation d'énergie ionique et électronique. Il est démontré que les processus d'ionisation et de recombinaison et les effets visqueux sont négligeables. Les transferts radiatifs ne sont pas considérés en première approximation. Outre les forces dues au champ AMF, le modèle inclut les forces dues aux trois composantes du champ magnétique induit par l'arc. Deux régimes d'écoulement des ions, supersonique (aux faibles densités de courant) et subsonique (aux fortes densités de courant), sont considérés. Près de la cathode, les conditions aux limites sont spécifiées à partir de résultats de la littérature. A proximité de l'anode, elles sont basées sur une description simplifiée de la gaine anodique. Les résultats de simulation présentés mettent en évidence une constriction du courant et un comportement différent des ions aux faibles et aux fortes densités de courant, et renseignent sur l'influence de divers paramètres (intensité du courant, distance interélectrode). Ce travail présente également une étude expérimentale, basée sur des visualisations par vidéo rapide de l'arc et des mesures pyrométriques de la température de la surface de l'anode.

Modelling of the electric arc in a vacuum interrupter

Keywords: Vacuum arc plasma, circuit breaker, axial magnetic field (AMF), fluid flow model, numerical simulation, experimental study

A model of a diffuse arc in a vacuum circuit breaker with an axial magnetic field (AMF) has been developed with the ultimate aim to better understand the transition of the arc from a diffuse mode to a more confined mode. The interelectrode plasma is simulated from the exit of the mixing region on the cathode side to the entrance of the anode sheath. The two-dimensional model is based on the solution of a system of two-fluid (ions and electrons) hydrodynamic equations, including in particular the energy balance equations relative to both the ions and the electrons, which are treated as non-magnetized particles. It is demonstrated that ionisation and recombination processes, as well as viscous effects, can be neglected. Radiation losses are not taken into account in a first approximation. In addition to the forces due to the AMF, the model considers the forces created by the three components of the magnetic field induced by the arc current. The possibility of both supersonic (at low current density) and subsonic (at high current density) ionic flow regimes is considered. On the cathode side, the boundary conditions are specified using results from the literature. On the anode side, they are based on a simplified description of the anode sheath. The simulation results presented show a constriction of the current lines, emphasize the differences in the behaviour of the ions at low and high current densities, and provide some insight on the influence of various operating parameters (arc current, gap length). The present work comprises also an experimental study, based on high-speed camera visualisations of the arc and measurements of the temperature at the anode surface.