

Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse III Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Physique et Ingénierie des Plasmas de Décharge

Présentée et soutenue par :

Zo Alain RANARIJAONA

le : mardi 27 septembre 2011

Titre :

ETUDE DES ECARTS A L'EQUILIBRE THERMIQUE
DANS LES PLASMAS D'ARC

Ecole doctorale :

Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)

Unité de recherche :

UMR 5213

Directeur(s) de Thèse :

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

M. Pierre FRETON / (HDR) Maître de Conférences - LAPLACE, Université Paul Sabatier

Rapporteurs :

M. Jean-Marc BAUCHIRE / (HDR) Maître de Conférences - GREMI, Université d'Orléans

M. Laurent FULCHERI / (HDR) Maître de Recherche - CEP, Ecole des Mines de Paris

Membre(s) du jury :

M. Vincent RAT / (HDR) Chargé de Recherche au CNRS - SPCTS, Limoges

M. Manitra RAZAFINIMANANA / Professeur - LAPLACE, Université Paul Sabatier

A mes parents

A Monica

A Noa

A tous ceux qui me sont chers

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe « Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques » du laboratoire LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie). Dans le cadre d'une coopération avec l'Institut pour la Maîtrise de l'Énergie de l'Université d'Antananarivo, j'ai fait partie d'une promotion de trois étudiants accueillis à Toulouse en stage de DEA puis en thèse par les membres de l'équipe AEPPT. Qu'il me soit permis de leur exprimer ma plus profonde gratitude.

Monsieur Jean-Jacques GONZALEZ, Directeur de Recherche au CNRS, et Monsieur Pierre FRETON, Maître de Conférences à l'Université Paul Sabatier, ont dirigé cette thèse avec compétence, disponibilité et beaucoup de patience. Je leur adresse du fond du cœur mes sincères et vifs remerciements.

Je souhaite exprimer mon entière reconnaissance envers Monsieur Manitra RAZAFINIMANANA, Professeur de l'Université Paul Sabatier, d'avoir présidé le jury d'examen. De même, je le remercie pour les discussions que nous avons échangées, ainsi que le soutien dont-il m'a témoigné durant cette thèse.

J'adresse aussi mes sincères remerciements à Monsieur Jean-Marc BAUCHIRE, Maître de Conférences à l'Université d'Orléans, et à Monsieur Laurent FULCHERI, Maître de Recherche à l'école des Mines de Paris - Sophia Antipolis, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail de thèse. Leurs remarques et critiques ont facilité la rédaction finale de ce mémoire. De même je suis reconnaissant envers Monsieur Vincent RAT, Maître de Conférences à l'Université de Limoges, pour sa participation au jury.

Je remercie également Monsieur Alain GLEIZES, Directeur de Recherche au CNRS, pour sa sympathie, ses conseils précieux, et sa disponibilité lors de nos discussions. Son expérience ainsi que la bienveillance dont il a manifesté à l'égard de ce travail, m'ont été précieux.

Ma gratitude va de même envers Monsieur Philippe TEULET et Monsieur Yann CRESSAULT, Maîtres de Conférences à l'Université Paul Sabatier, pour leur aide précieuse dans la détermination des données de bases et pour leur bonne humeur continue.

J'adresse toute ma sympathie à Monsieur Mathieu MASQUERE, Maître de Conférences à l'Université Paul Sabatier pour son soutien amical toujours encourageant et sa bonne humeur, ainsi qu'à Monsieur Flavien VALENSI pour sa gentillesse. Merci également à Monsieur Pierre FORT pour les multiples petits services qu'il m'a rendus.

Mes pensées vont aussi à toute ma famille à Madagascar en retour à leur soutien et leur confiance en moi. Qu'il me soit permis de leur exprimer toute mon affection et mes souhaits de prospérité.

J'ai vécu ces trois années de thèse en même temps que mes collègues et amis Ravo RAMANANTSOA (Lita) et Hery-Zo RANDRIANANDRAÏNA (Zo kely), Vonifanjaniana ANDRIANANTOANDRO (Vony), Vonjy RAMARAZATOVO (Ponjy), et Dannel RANDRIANARIVAO (Bedany). Pour la fraternité que nous avons mutuellement, je leur exprime mes sincères remerciements et tous mes vœux de réussite.

Et puis un immense merci aux amis doctorants et stagiaires que j'ai côtoyés. Une pensée à Gaëlle ESCALLIER, Marie Emilie ROUFFET, Julie BENECH, et François CAYLA pour leurs encouragements au tout début de cette thèse. Karina Beatriz HIDALGO pour sa bonté « y por las clases de español, gracias amiga ». Raja DHOUIOUI pour sa gentillesse et sa touche féminine dans notre bureau. Estelle LEYSSENNE (Florence F.) pour son estime des malgaches. Hugues HINGANA pour sa sincérité et les petits débats sur la température optimale du bureau. Tommy BILLOUX : toujours content et enchanté de serrer la main. Christopher JAN pour son positivisme et l'importance capitale des pauses. Jonathan MOUGENOT pour sa droiture et sa bonne humeur. Hadi EL BAYDA pour son calme inaltérable. Vincent CONNORD pour son attitude toujours sympa et « le coté du bureau où se passe la physique ». Nadia STRADA, Emmanuelle LEDUC, Méline BOUYSSI pour leur amitié. Et enfin Pascal RATOVOSON qui vient de commencer sa thèse, courage copain !

Merci également à tous ceux qui, de près ou de loin ont aidé à l'aboutissement de cette thèse.

Titre

« Etude des écarts à l'équilibre thermique dans les plasmas d'arc »

Résumé

L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) est souvent considérée dans l'étude des plasmas thermiques, bien qu'elle ne soit légitime que pour la description de la colonne du plasma. En effet l'équipartition de l'énergie peut être mise à défaut dans certaines zones du plasma telles que les zones périphériques ou le proche voisinage des électrodes. En vue de mettre en place une modélisation auto cohérente, une représentation globale du cœur du plasma et des zones en déséquilibre est nécessaire.

Dans cette optique, ce travail décrit la mise en place d'un modèle hors ETL à deux températures (2T) sur une configuration « d'arc libre » où le milieu est décrit par deux équations de l'énergie : l'une pour les électrons T_e , et l'autre pour les particules lourdes T_h . Ces deux équations sont couplées par un terme d'échange d'énergie E_{eh} .

Dans un premier temps la mise en place des données de base du plasma est réalisée. Cette partie englobe le calcul de la composition hors équilibre thermique d'un plasma d'argon. A partir des compositions hors ETL, les coefficients de transport, les propriétés thermodynamiques, et le terme d'échange d'énergie peuvent être déterminés. L'évolution de ces propriétés est présentée en fonction de T_e et du rapport T_e/T_h .

Un modèle unidimensionnel d'arc stabilisé par paroi est ensuite mis en place. La configuration simplifiée du modèle permet d'étudier le déséquilibre thermique entre la température électronique et la température des particules lourdes. Une étude paramétrique est réalisée et les résultats commentés.

Dans une dernière partie l'étude est étendue à un cas bidimensionnel sur une configuration d'Arc libre dans l'Argon. La mise en place des équations de l'énergie pour la description à deux températures est détaillée. Une attention particulière est portée sur la programmation en vue d'une résolution via le logiciel @Fluent. Les résultats des modèles ETL et hors ETL sont confrontés à des résultats expérimentaux issus de la littérature. Une étude est alors réalisée au travers du paramètre intensité du courant.

Mots clés

Modélisation numérique
Plasma thermique
Plasma à deux températures
Terme d'échange d'énergie

Composition
Coefficients de transport
Propriétés thermodynamiques
Argon

Ansys Fluent

Title

« Study of the departures from thermal equilibrium in arc plasmas »

The assumption of local thermodynamic equilibrium (LTE) is often considered in the study of thermal plasmas, although it is legitimate only to describe the column of plasma. Indeed, the equipartition of energy may fail in some areas of the plasma such as peripheral zones or areas in the vicinity of the electrodes. In order to develop a self consistent model, a global representation of the plasma heart and areas in thermal imbalance is required.

From this perspective, this work describes the development of a non-LTE two-temperature model on a “free arc” configuration where the gas is described by two energy equations: that of electrons T_e and that of heavy particles T_h . Those two equations are coupled by an energy exchange term E_{eh} .

At first, the establishment of the plasma baseline data is performed. This section includes the calculation of non-equilibrium argon plasma composition. From the NETL compositions, the transport coefficients, the thermodynamic properties and the energy exchange term can be determined. The evolution of those properties according to T_e and the ratio T_e/T_h is presented.

A one-dimensional model of wall-stabilized arc is carried out. The simplified configuration of the model allows studying the thermal imbalance between the electrons temperature and the temperature of heavy particles. A parametric study is performed and the results are discussed. In a last section, the study is extended to a two-dimensional case on a free argon arc configuration. The setting up of energy equations for the two-temperature description is detailed. Particular attention is paid to programming for resolution through the software @Fluent. Results of the LTE and NLTE models are confronted to experiment results from literature. A study is then conducted through the parameter current intensity.

Keywords

Numerical modelling

Thermal plasma

Two-temperature plasma

Energy exchange term

Composition

transport coefficients

thermodynamic properties

Argon

Ansys Fluent

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
Chapitre 1 : GENERALITE ET DONNEES DE BASE.....	7
1.1. Conditions d'étude :	7
1.1.1 La composition d'équilibre	9
1.1.2 Méthode de résolution :.....	10
1.1.3 Procédure de calcul :	12
1.1.4 Résultats de la composition d'équilibre	14
1.2. La composition hors équilibre thermique :	15
1.2.1 Procédure de résolution :.....	16
1.2.2 Résultats des compositions hors ETL :	17
1.3. Les données de base du plasma à deux températures :	21
1.3.1 Les coefficients de transport :	21
1.3.1.1 <i>La conductivité électrique à deux températures :</i>	<i>23</i>
1.3.1.2 <i>La viscosité à deux températures :</i>	<i>24</i>
1.3.2 Les propriétés thermodynamiques :	25
1.3.2.1 <i>La densité de masse :</i>	<i>26</i>
1.3.2.2 <i>Les enthalpies à deux températures:</i>	<i>27</i>
1.3.2.3 <i>Les chaleurs spécifiques à deux températures :</i>	<i>29</i>
1.3.3 Prise en compte du rayonnement :	31
1.3.4 Le terme d'échange d'énergie	33
1.3.4.1 <i>Les fréquences de collision</i>	<i>34</i>
1.3.4.2 <i>Résultats du terme d'échange</i>	<i>36</i>
1.3.4.3 <i>Influence de la pression sur le terme d'échange d'énergie</i>	<i>38</i>
1.4. Bilan :	39

Chapitre II :

THEORIE DE BASE ET MODELE UNIDIMENSIONNEL 43

2.1. Théorie de base :..... 43

2.1.1 Hypothèses générales du modèle hors équilibre 44

2.1.2 Equations de conservation 44

2.1.2.1 Le bilan de masse 44

2.1.2.2 Le bilan de quantité de mouvement 45

2.1.2.3 Le bilan d'énergie 45

2.1.3 L'aspect électrique de l'arc 47

2.2. Modèle unidimensionnel :..... 49

2.2.1 Equations de l'énergie pour le modèle à l'ETL 50

2.2.2 Equations de l'énergie pour le modèle hors ETL 50

2.2.3 Discrétisation par la méthode des volumes finis 51

2.2.4 Géométrie et conditions limites 54

2.2.5 Procédure de résolution 55

2.3. Résultats en unidimensionnel :..... 56

2.3.1 Profil de température pour le modèle à l'ETL 56

2.3.2 Le modèle à deux températures 58

2.3.3 Les termes source du modèle à deux températures 60

2.3.4 Etude paramétrique 63

2.3.4.1 *Influence du nombre de points de maillage* 63

2.3.4.2 *Influence de l'intensité du courant sur le déséquilibre* 64

2.3.4.3 *Influence du rayon* 65

2.3.5 Comparaison des modèles ETL et hors ETL : 66

2.4. Bilan : 67

Chapitre 3 :

LE MODELE BIDIMENSIONNEL A DEUX TEMPERATURES 71

**3.1. Prise en compte des interactions électrons lourds
dans les modèles à deux températures : 72**

3.1.1 Approche de Mitchner & al [Mi1] 72

3.1.2 Equation d'énergie des particules lourdes 78

3.2. Etat des lieux des différents modèles de la littérature concernant l'équation de l'énergie :	80
3.3. Méthode de résolution de l'équation de l'énergie :	83
3.3.1 Problématique	83
3.3.2 Approche de Murthy et Mathur [Mu1]	84
3.4. Présentation du logiciel @Fluent 12.0 :	85
3.5. Description de l'équation de Murthy à l'ETL sur l'UDF-@Fluent :	86
3.6. Définitions des propriétés thermodynamiques dans l'UDF :	87
3.6.1 Définition de la densité du plasma	88
3.6.2 Définition de la viscosité du plasma	88
3.6.3 Définition de la vitesse du son dans le gaz	88
3.6.4 Définition de la conductivité thermique du plasma	88
3.7. Définition des autres termes de l'équation de conservation :	89
3.7.1 Le terme de convection et le terme de diffusion	89
3.7.2 Le terme source	90
3.8. Equations et procédure générale de résolution :	91
3.9. Le modèle d'arc libre à l'ETL :	93
3.9.1 Description générale	93
3.9.2 Géométrie du modèle à l'ETL	94
3.9.3 Conditions limites	95
3.9.3.1 Conditions limites spécifiques	95
3.9.3.2 La densité du courant à la cathode	96
3.9.4 Validation du modèle à l'ETL :	96
3.10. Le modèle hors ETL:	99
3.11. Les résultats des formulations de la littérature pour les modèles hors ETL :	100
3.11.1 Résultats illustrés – Champs des températures et du déséquilibre	101
3.11.2 Discussion sur le rayonnement.	107
3.12. Cas n°5 prise en compte d'une part du rayonnement avec les particules lourdes.	109
3.12.1 Résultats en températures et déséquilibre	109

3.12.2	Comparaison avec les résultats de Hsu [Hs2]	110
3.13.	Etude paramétrique en fonction de l'intensité	113
3.13.1	Cas avec une intensité de 600A.....	113
3.13.2	Cas avec une intensité de 30A.....	115
3.14.	Bilan :	117
CONCLUSION GENERALE :		121
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :		127

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION

Les milieux plasmas représentent le quatrième état de la matière. Ils sont présents à l'état naturel où ils forment 99% de l'Univers (le Soleil, la couronne solaire, le cœur des étoiles, etc.), ou bien en laboratoire où ils sont généralement produits par des décharges électriques. Les plasmas sont des milieux gazeux électriquement neutres, contenant des molécules, des atomes, des ions, des électrons et des photons. Les plasmas thermiques créés par arc électrique à la pression atmosphérique font partie de la catégorie des plasmas dits «plasmas froids». Ils sont caractérisés par la présence de nombreuses espèces excitées et ionisées, et leur fort pouvoir enthalpique conduit le gaz à des températures de plusieurs milliers de kelvins.

De par leurs caractéristiques, les champs de recherche et d'applications des plasmas thermiques sont actuellement très élargis au travers de nombreuses technologies ou procédés [Mo2][Ai1] tels que la projection pour les traitements de surface, la découpe, les traitements de déchet, la coupure de courant en haute et basse tension. Afin de mieux comprendre et optimiser ces différentes applications, l'équipe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques (AEPPT), du laboratoire LAPLACE – Toulouse (Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie), travaille depuis de nombreuses années sur les thématiques d'expérimentation, de calculs de données de bases et de modélisations numériques. La branche expérimentation permet d'apporter des résultats d'étude concrets. Cependant étant donné le nombre des paramètres et la complexité des géométries, les études théoriques réalisées au travers des modélisations, sont devenues incontournables notamment pour l'interprétation des phénomènes mis en jeu. Ces outils numériques, de par la prise en compte de nombreux mécanismes physiques, et la possibilité de traiter des géométries variées et multidimensionnelles, permettent de se rapprocher encore plus de la réalité.

Dans la plupart des travaux de modélisation réalisés sur les plasmas thermiques, l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) est considérée, et le milieu décrit par une seule température T du gaz. On suppose à travers cette hypothèse que le plasma est optiquement mince, et que ce sont les processus de collision, et non de rayonnement qui gouvernent les transitions et les réactions qui ont lieu. Les résultats obtenus sont généralement

en bon accord avec les mesures expérimentales, cependant seule la description de la colonne du plasma satisfait cette condition. Or cette équipartition de l'énergie peut être mise à défaut dans certaines zones du plasma telles que les zones périphériques ou le proche voisinage des électrodes.

En vue de construire des modèles plus complets, une représentation globale du cœur du plasma et de ces zones en déséquilibre est nécessaire. Ainsi, des modèles hors ETL ou modèles à deux températures (2T) sont développés. Dans ces modèles, on considère que les électrons ont une température cinétique T_e supérieure à une température T_h désignant celle des particules lourdes. Le milieu est alors décrit par deux équations de l'énergie : celle des électrons (T_e) et celle des lourds (T_h), couplées par un terme d'échange d'énergie noté E_{eh} .

La mise en place de ces modèles (2T) est soumise entre autres à la connaissance des données de base permettant de quantifier les propriétés physiques de chaque espèce (électrons et particules lourdes). Les jeux de données et/ou les formulations avancées par la communauté diffèrent souvent notamment dans les explicitations de certaines lois. Cette non unanimité constitue une des difficultés dans l'étude des plasmas hors ETL. Par ailleurs, les travaux de modélisation à deux températures validés expérimentalement sont encore rares dans la littérature.

Le papier de K.C. Hsu et E. Pfender [Hs2] relatif à la modélisation de la colonne d'un arc libre à deux températures, pour une intensité de courant de 200A dans l'argon à pression atmosphérique constitue une des rares études validées expérimentalement. Des écarts significatifs à l'équilibre thermique, ont été observés sur les bords du plasma et en particulier proche de l'anode. Dans les régions à faibles densités électroniques, le modèle 2T [Hs2] prédit des températures inférieures à celles déterminées par le modèle à l'ETL [Hs1]. Pour les régions à forte densité électronique, les deux modèles donnent des résultats équivalents.

Les travaux de J. Haidar [Ha1], lors de l'étude d'un arc transféré en déséquilibre thermique, résultent d'une extension du travail de K.C. Hsu et al [Hs2]. J. Haidar [Ha1] étudie l'influence de la variation de la surface d'accrochage de l'arc sur le déséquilibre thermique au voisinage d'une cathode conique. Pour cela l'auteur impose des sections de passage du courant sur la cathode. Suivant la section ainsi imposée, la densité de courant maximale au proche voisinage de la cathode s'en trouve changée, modifiant ainsi la force de Lorentz et les

maxima de la température. J. Haidar [Ha1] montre que lorsque la section de la surface d'accrochage est diminuée les températures maximales augmentent ainsi que les écarts entre T_e et T_h en son proche voisinage.

En ce qui concerne les travaux de notre équipe (AEPPT), en se basant sur les travaux de B. Chevy et al [Ch4] pour les données de bases du plasma, R. Girard [Gi1] a étudié l'influence des écarts à l'équilibre thermique et chimique sur le pouvoir de coupure d'un disjoncteur à SF_6 sur une géométrie simplifiée. En utilisant le logiciel commercial @Fluent, l'étude de l'accrochage de l'arc à la cathode a été réalisée par F. Cayla [Ca1] au travers de la modélisation à deux températures de la zone d'interaction arc-cathode.

Dans la continuité des précédents travaux de notre équipe, ce travail vise à présenter par étapes successives la mise en place d'un modèle hydrodynamique d'arc à 2 températures, permettant l'étude du comportement hors équilibre thermique d'un plasma d'argon dans une configuration d'arc libre sous le logiciel @Fluent.

Tout d'abord, un premier chapitre est consacré à la détermination et à la mise en place des données de base du plasma en déséquilibre thermique. Les calculs des compositions du plasma hors équilibre thermique constituent une base pour la détermination de toutes les autres propriétés de transport du gaz. Le calcul du terme d'échange d'énergie entre les électrons et les particules lourdes [Gi1], qui couplera les deux équations de l'énergie dans le modèle à 2T, est détaillé et présenté dans ce chapitre.

Un second chapitre est ensuite destiné à la présentation des bases de la modélisation plasma et à la mise en place d'un modèle unidimensionnel simplifié, à l'ETL et hors ETL. La configuration simplifiée du modèle est destinée à étudier le déséquilibre thermique entre les électrons et les particules lourdes, sans prendre en compte des phénomènes tels que la convection.

La mise en place d'un modèle bidimensionnel constitue le troisième chapitre du manuscrit. Le logiciel @Fluent utilisé sera brièvement présenté. @Fluent, n'ayant pas à l'origine été élaboré pour l'étude des écoulements plasma, la mise en place d'une extension appelée UDF (User-Defined Function) permettant l'adaptation du solveur à la problématique des plasmas thermiques sera également présentée. La mise en place du modèle 2T-2D est

ensuite détaillée. Nous prêterons une attention particulière à l'élaboration des équations de l'énergie à 2T, notamment celle des électrons. La méthode utilisée pour résoudre les équations de l'énergie sera expliquée. Les résultats des modèles à l'ETL et hors ETL seront ensuite présentés et confrontés. Enfin, une étude paramétrique portant sur l'influence de l'intensité du courant est présentée.

Finally, a general conclusion is presented in which the limits and perspectives of the study are stated.

Chapitre I :
GENERALITES ET DONNEES DE BASE

Chapitre I :

GENERALITES ET DONNEES DE BASE

Lorsqu'ils sont constitués de photons, d'électrons, d'ions et de particules neutres, dans leurs états fondamentaux ou excités, les mélanges gazeux sont qualifiés de plasma à condition que les charges présentes s'équilibrent de façon à ce que le milieu soit électriquement neutre.

Les électrons, du fait de leur faible masse par rapport aux particules lourdes (environ 1836 fois plus léger qu'un atome d'hydrogène), sont les espèces les plus mobiles. De multiples collisions entre les électrons et les particules lourdes vont avoir lieu dans le plasma. Lors des collisions inélastiques, une partie de l'énergie cinétique est transformée en énergie interne modifiant l'état d'excitation des particules lourdes. Cependant ce sont les collisions élastiques, lors desquelles l'énergie cinétique et la quantité de mouvement des particules sont conservées, qui seront les plus fréquentes. Ces collisions élastiques sont à l'origine d'un effet thermique (effet Joule) important dans le plasma.

Au fur et à mesure des interactions ou bien de l'effet thermique, alors que les états d'excitation de plusieurs particules lourdes sont modifiés, l'énergie absorbée par certains atomes peut atteindre un gap correspondant à leur énergie d'ionisation (15.7 eV pour l'argon par exemple). Ils se transforment alors en ions en libérant un électron. Dans les plasmas thermiques, ces processus d'ionisation sont principalement responsables d'un fort pouvoir enthalpique du gaz, le conduisant à des températures de l'ordre de dizaines de milliers de kelvins. Par ailleurs, des processus tels que la désexcitation et la recombinaison de certains ions sont à l'origine d'émission de photons, et sont principalement responsables de la luminosité du milieu.

1.1. Conditions d'étude :

L'équilibre thermodynamique complet (ETC) du plasma est pratiquement inexistant pour les plasmas de laboratoire car la condition de microréversibilité de tous les processus dus aux interactions (rayonnement et collisions) des particules, n'est jamais satisfaite. Par

exemple, la quantité de rayonnement émis au sein du plasma n'est que très partiellement réabsorbée, le reste constitue une perte d'énergie du plasma.

L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local quant à elle, postule que le milieu est optiquement mince, et que ce sont les processus de collisions et non les processus radiatifs qui gouvernent les transitions et les réactions au sein du plasma. Le milieu n'est alors représenté que par une seule température, et seule la description de la colonne du plasma est pertinente. En effet les électrons sont très mobiles et très énergétiques, et l'équipartition de l'énergie peut être mise à défaut dans les zones à fort gradient de concentration (proche des rentrées de gaz froid, en zones périphériques ou au proche voisinage des électrodes).

Dès lors, le plasma doit être décrit non plus par une seule mais deux températures : T_e pour les électrons, et T_h pour les particules lourdes. Le déséquilibre thermique provoqué par l'écart entre T_e et T_h est caractérisé par un paramètre de déséquilibre θ représentant le rapport T_e/T_h . En outre, au niveau des modèles hors ETL, un terme d'échange d'énergie par collisions élastiques E_{eh} est mis en place, il permet de coupler les équations de l'énergie des électrons et des particules lourdes.

Toute modélisation des plasmas thermiques, que ce soit à l'ETL ou hors ETL, nécessite au préalable la détermination des propriétés de base du gaz plasmagène correspondant. Ces données rassemblent la composition du plasma, les coefficients de transport, les propriétés thermodynamiques, et les propriétés radiatives du gaz. Les coefficients de transport et les propriétés thermodynamiques qui caractérisent les plasmas à deux températures sont classifiés en deux catégories : les données relatives aux électrons et celles relatives aux particules lourdes. La détermination de toutes ces données repose sur la connaissance de la composition du plasma hors ETL.

Dans cette optique, cette partie du travail traite de la mise en place des données de base qui seront utilisées dans les modèles. Tout d'abord, les calculs des compositions du plasma d'argon, à l'ETL puis hors ETL, sont développés. A partir des résultats de ces compositions à deux températures, les autres données (coefficients de transport, propriétés thermodynamiques, terme d'échange d'énergie), déterminées au moyen de codes maison développés au sein de l'équipe AEPPT, sont présentées.

1.1.1 La composition d'équilibre

La détermination de tous les coefficients et les propriétés de transport du plasma, repose sur la connaissance de sa composition. Dans ce paragraphe, l'obtention de la composition d'équilibre est développée.

On distingue essentiellement deux catégories de méthodes de calcul de la composition du plasma. D'une part, on peut utiliser les méthodes thermodynamiques telles que la minimisation de l'enthalpie libre de Gibbs [An1], ou bien les calculs basés sur la loi d'action de masse [Go1, Gi1]. Cette loi aboutit à d'autres lois qui concernent l'équilibre d'excitation (loi de Boltzmann), de dissociation (loi de Guldberg-Wage) ou bien d'ionisation (loi de Saha-Eggert). D'autre part, pour les plasmas en déséquilibre chimique, on peut aussi avoir recours à une méthode cinétique [Be1] basée sur le suivi individuel de chaque particule au travers des réactions chimiques dans lesquelles les espèces sont mises en jeu.

Dans le cadre de notre travail, nous avons choisi l'argon comme gaz plasmagène. La gamme de températures étudiée est comprise entre 300 et 30000K. Dans cette gamme, nous prendrons en compte les espèces suivantes : $\{Ar, e^-, Ar^+, Ar^{+2}, Ar^{+3}\}$.

La loi de Saha-Eggert décrit le degré d'ionisation du plasma en fonction de sa température, des densités d'espèces présentes (que l'on cherche à déterminer), et des énergies d'ionisation des atomes. Pour une réaction d'ionisation du type :



Cette équation de Saha-Eggert s'écrit :

$$n_e \left(\frac{n_{Ar^{(z+1)}}}{n_{Ar^{(z)}}} \right) = \left(\frac{Q_e^{int} Q_{Ar^{(z+1)}}^{int}}{Q_{Ar^{(z)}}^{int}} \right) \left(\frac{2\pi m_e k_b T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_{Ar^{(z+1)}}}{k_b T} \right) \quad (I-2)$$

$$Q_{Ar^{(z)}}^{int} = \sum_z g_{Ar^{(z)}} \exp\left(-\frac{E_{Ar^{(z)}}}{k_b T} \right) \quad (I-3)$$

Où T désigne la température du gaz, Q_e^{int} la fonction de partition interne des électrons prise égale à 2, $Q_{Ar^{(z)}}^{int} \Big|_{z=0,1,2,3}$ la fonction de partition interne de l'espèce $Ar^{(z)} \Big|_{z=0,1,2,3}$, calculée à partir de coefficients et polynômes de lissages issus des travaux de Y. Cressault [Cr1], et $E_{Ar^{(z+1)}} \Big|_{z=1,2,3}$ l'énergie d'ionisation de chaque ion.

Les inconnues à déterminer sont les concentrations des électrons n_e et celles de chacune des particules lourdes $n_{Ar^{(z)}}|_{z=0,1,2,3}$ (5 inconnues). En variant le nombre de charge z dans (I-1) et (I-2), trois équations peuvent être écrites. Pour avoir autant d'équations que d'inconnues à déterminer, les deux équations restantes seront la loi de Dalton (I-4), permettant de conserver la pression du gaz, et l'équation de neutralité électrique du milieu. Ces équations s'écrivent :

$$P = \sum_{esp} n_{esp} kT \quad (I-4)$$

et

$$\sum_{esp} n_{esp} z_{esp} = 0 \quad (I-5)$$

Où esp est un indice sur les espèces considérées.

1.1.2 Méthode de résolution

L'équation de Saha-Eggert associée à la loi de Dalton et à l'équation de neutralité électrique du plasma, permet d'avoir autant d'équations que de densités d'espèces à déterminer.

Selon la loi de Dalton (I-4), la pression dépend des densités d'espèce et de la température du plasma. Pour déterminer la composition du plasma, notre approche consiste à formuler le système d'équations à résoudre selon l'espèce lourde susceptible de dominer dans le plasma, au fur et à mesure que la température augmente.

Lorsqu'un arc électrique est établi, soumises au champ électrique et au champ magnétique, les particules entrent en interaction (collisions), et leurs états d'excitation sont modifiés. Ces états d'excitation précèdent les phénomènes d'ionisation des particules neutres qui vont se transformer en ions en libérant des électrons. Lorsqu'ils auront accumulé assez d'énergie, ces ions vont à leur tour subir des processus de deuxième puis de troisième ionisation, et ainsi de suite. L'ordre de prépondérance des densités d'espèces lourdes dans la composition du plasma en fonction de sa température est donc d'abord celui des particules neutres, puis ceux des ions par ordre d'ionisation.

Pour la gamme de température étudiée, nous allons distinguer les basses températures où la concentration en argon neutre (Ar) domine dans le gaz, et les hautes températures où les particules chargées (dont les ions Ar^+ en premier) sont prépondérantes. Notre approche consiste à formuler différemment le même système d'équations dans chacune de ces zones, en déterminant à chaque fois la densité de l'espèce lourde dominante à partir de la loi de Dalton.

Le tableau suivant récapitule les équations que comportent chaque formulation (système 1 et 2), les densités d'espèce qui en sont déduites, et les conditions sur la résolution de chaque système :

	Conditions	Saha-Eggert	Dalton	Neutralité
système 1	$n_{Ar} > n_{Ar^+}$	$\{n_{Ar^+}, n_{Ar^{2+}}, n_{Ar^{3+}}\}$	n_{Ar}	n_e
système 2	$T \leq 30000K$	$\{n_{Ar}, n_{Ar^{2+}}, n_{Ar^{3+}}\}$	n_{Ar^+}	n_e

Tableau 1 : Distinction des systèmes d'équation à résoudre

En écrivant :

$$K_{Saha(z)} \Big|_{z=1,2,3} = \left(\frac{2\pi m_e k_b T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_{Ar^{(z)}}}{k_b T} \right) \quad (I-6)$$

Les systèmes d'équation 1 et 2 s'écrivent :

$$(Système 1) \left\{ \begin{array}{l} n_{Ar} = \frac{P}{k_b T} - \sum_{i \neq Ar} n_i k_b T \quad (I-7) \\ n_{Ar^+} = \frac{n_{Ar}}{n_e} \left(\frac{2Q_{Ar^+}^{int}}{Q_{Ar}^{int}} \right) K_{Saha1} \quad (I-8) \\ n_{Ar^{2+}} = \frac{n_{Ar^+}}{n_e} \left(\frac{2Q_{Ar^{2+}}^{int}}{Q_{Ar^+}^{int}} \right) K_{Saha2} \quad (I-9) \\ n_{Ar^{3+}} = \frac{n_{Ar^{2+}}}{n_e} \left(\frac{2Q_{Ar^{3+}}^{int}}{Q_{Ar^{2+}}^{int}} \right) K_{Saha3} \quad (I-10) \\ n_e = n_{Ar^+} + 2n_{Ar^{2+}} + 3n_{Ar^{3+}} \quad (I-11) \end{array} \right.$$

$$\begin{cases}
 n_{Ar} = n_{Ar^+} n_e \left(\frac{Q_{Ar^+}^{int}}{2Q_{Ar^{+2}}^{int}} \right) K_{Saha1}^{-1} & (I-12) \\
 n_{Ar^+} = \frac{P}{k_b T} - \sum_{i \neq Ar^+} n_i k_b T & (I-13) \\
 n_{Ar^{+2}} = \frac{n_{Ar^+}}{n_e} \left(\frac{2Q_{Ar^{+2}}^{int}}{Q_{Ar^+}^{int}} \right) K_{Saha2} & (I-14) \\
 n_{Ar^{+3}} = \frac{n_{Ar^{+2}}}{n_e} \left(\frac{2Q_{Ar^{+3}}^{int}}{Q_{Ar^{+2}}^{int}} \right) K_{Saha3} & (I-15) \\
 n_e = n_{Ar^+} + 2n_{Ar^{+2}} + 3n_{Ar^{+3}} & (I-16)
 \end{cases}
 \quad \text{(Système 2)}$$

1.1.3 Procédure de calcul

Pour initialiser le calcul, on considère le gaz à 300K. A cette température, seul l'argon neutre existe et sa concentration peut être obtenue à partir de la loi de Dalton (I-4) en fixant les densités des autres espèces à zéro. La pression de travail est de 1atm.

La procédure de calcul s'effectue ensuite en deux grandes étapes. D'abord on résout le système 1 tant que la condition $n_{Ar} > n_{Ar^+}$ est satisfaite. Lorsque la densité d'argon neutre n'est plus dominante par rapport à celles des ions Ar^+ , on passe à la résolution du système 2 jusqu'à 30000K.

Les itérations s'effectuent par pas de température $\Delta T=10K$. Ce pas est relativement fin pour l'étendue de la plage de températures étudiées (300 à 30000K). Un compromis entre temps de calcul et rapidité de convergence des résultats doit être trouvé. A chaque pas de température ΔT , le calcul des densités est relaxé dans le code, et des sous itérations pour affiner les résultats sont effectuées dans chaque système jusqu'à ce qu'un test de convergence du type (I-17) sur les densités soit satisfait.

$$\left| \frac{\sum_{esp} n_{esp}^0 - \sum_{esp} n_{esp}^1}{a.n_{esp}^1} \right| < \varepsilon \quad (I-17)$$

Dans (I-17), n_{esp}^0 et n_{esp}^1 désignent respectivement la densité d'une espèce calculée avant et après la relaxation. a est un coefficient choisi arbitrairement, et ε un nombre proche de 0 fixé comme critère de convergence.

La figure FI-1 représente l'algorithme général de calcul pour la détermination de la composition d'équilibre.

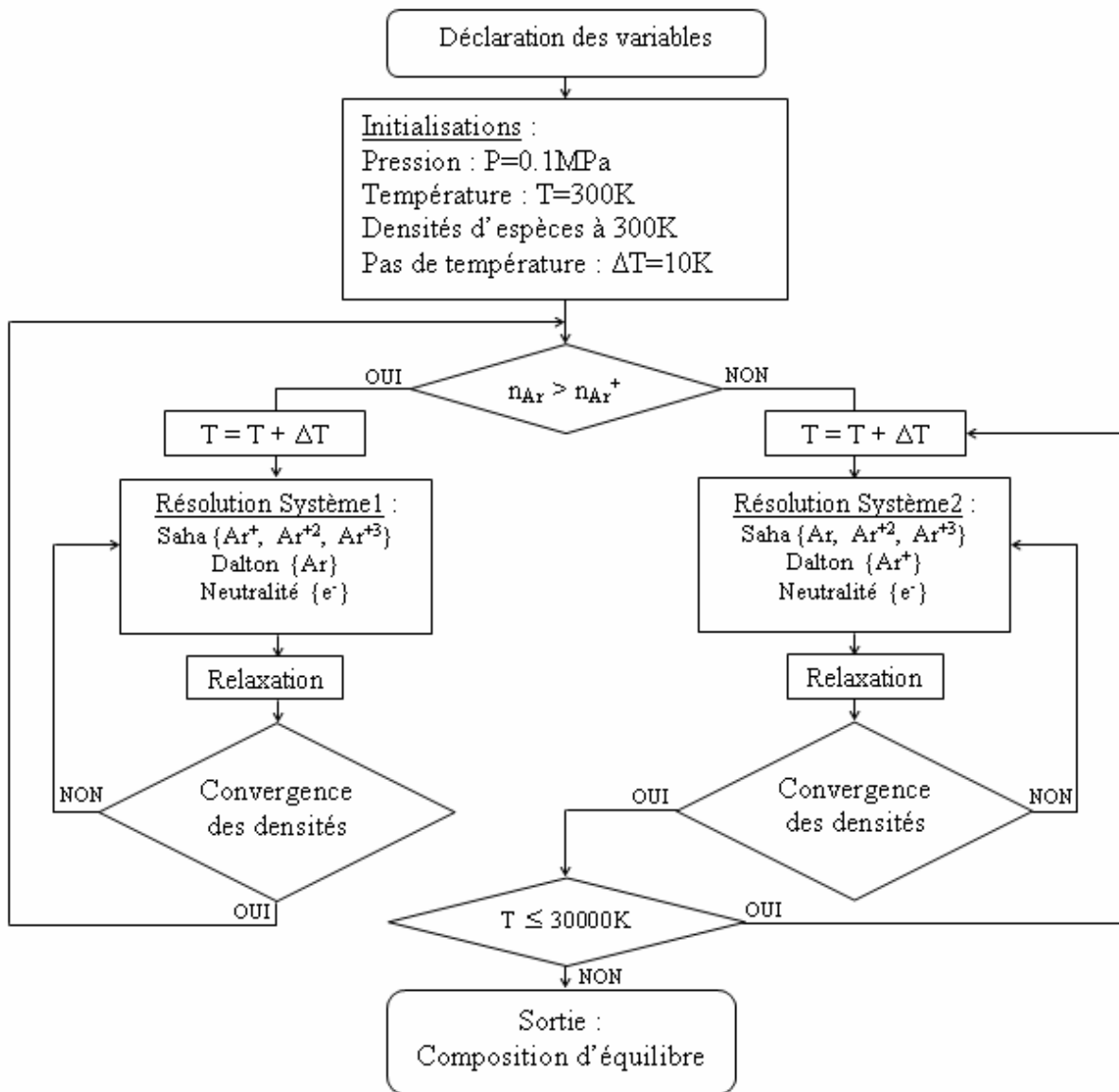


Figure FI-1 : Organigramme du code de calcul de composition à l'ETL

1.1.4 Résultats de la composition d'équilibre

La figure FI-2 représente les résultats (en trait plein noir) obtenus pour le calcul de la composition à l'équilibre, comparés à ceux obtenus par Rat *et al* [Ra1] et Colombo *et al* [Co1]. On observe qu'avec l'augmentation de la température, le phénomène d'ionisation devient prépondérant dans le plasma, de sorte que l'on assiste à la disparition progressive des atomes neutres et à l'apparition des électrons et des ions.

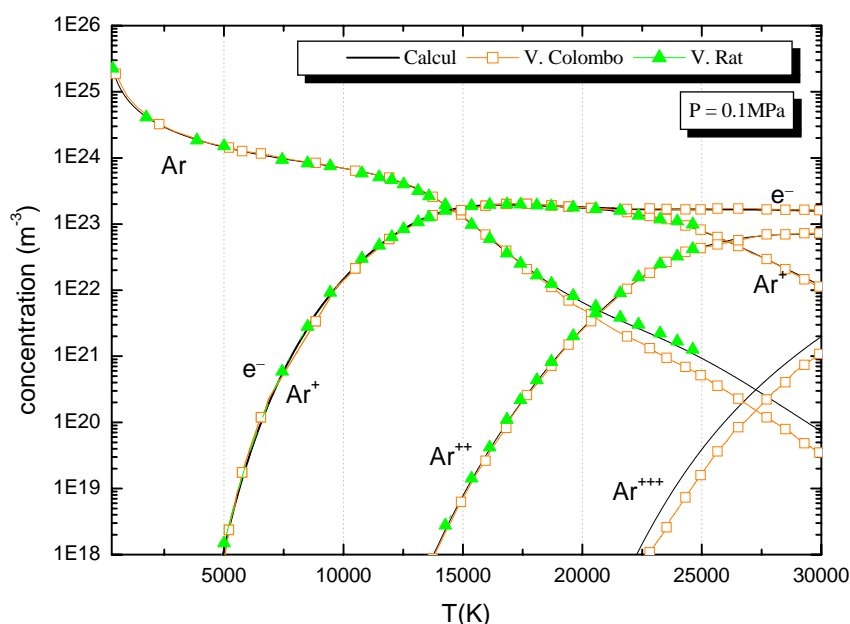


Figure FI-2 : Résultats et comparaison de la composition à l'ETL

D'une manière générale, nos résultats sont en bon accord avec les résultats obtenus par V. Rat *et al* [Ra1] et V. Colombo *et al* [Co1]. Cependant vers 20000K, un décalage commence à apparaître entre la variation de la densité d'argon neutre issue de [Co1] (allant jusqu'à 45000K et prenant en compte les ions Ar^{4+}), et celle que nous avons calculée.

En revanche, cette densité d'argon est en bonne cohérence avec celle obtenue par V. Rat *et Al* (allant jusqu'à 25000K et ne considérant pas les ions Ar^{3+}). Les valeurs des fonctions de partitions que nous avons utilisées, approximées à partir de lissage polynomial [Cr1], peuvent être à l'origine de ces écarts.

1.2. La composition hors équilibre thermique :

L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local n'est pas toujours vérifiée dans l'ensemble du plasma. Dans les régions à forts gradients de concentration (en périphérie ou proche des parois par exemple), cet équilibre est mis à défaut par l'apparition d'une différence entre la température des électrons et celle des particules lourdes.

Pour prendre en compte ces déséquilibres thermiques dans le calcul de la composition, on trouve dans la littérature diverses formulations de l'équation de Saha généralisée à deux températures. Dans les travaux de Gleizes *et al* [Gl1] ou bien de Van der Mullen *et al* [Va1], les formulations proposées d'une part par Potapov [Po1] et d'autre part par Van de Sanden *et al* [Va2] (Eindhoven), ont été confrontées. Gleizes *et al* expliquent que celle proposée par Van de Sanden est la mieux adaptée pour les calculs de compositions hors équilibre thermique. Cette formulation est donnée par l'équation (I-18) dans laquelle T_{ex} désigne la température d'excitation. T_{ex} sera identifiée à celle des électrons si ces derniers interviennent dans la réaction d'ionisation, sinon elle représentera la température des particules lourdes.

$$n_e \left(\frac{n_{Ar^{(z+1)}}}{n_{Ar^{(z)}}} \right) = \frac{2Q_{Ar^{(z+1)}}^{int}}{Q_{Ar^{(z)}}^{int}} \left(\frac{2\pi m_e k_b T_e}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_{Ar^{(z+1)}}}{kT_{ex}} \right) \quad (I-18)$$

Dans notre cas, on suppose que les électrons interviennent toujours dans la réaction d'ionisation (I-1), de telle sorte que T_{ex} désigne systématiquement T_e dans l'équation (I-18). Cette hypothèse demeure cependant discutable à basses températures où les processus d'ionisation des atomes neutres n'ont pas encore eu lieu, et où les électrons issus de ces processus, sont encore absents dans le gaz.

Comme dans le calcul à l'ETL, pour compléter le système, l'équation de neutralité électrique du gaz (I-5) et la loi de Dalton sont utilisées. Hors équilibre thermique, la loi de Dalton s'écrit :

$$P = n_e k_b T_e + \sum_{h(lourds)} n_h k_b T_h \quad (I-19)$$

Où T_e , T_h , n_e et n_h désignent respectivement les températures des électrons et des particules lourdes, ainsi que leurs densités respectives.

1.2.1 Procédure de résolution

La figure FI-3 présente l'algorithme général de calcul des compositions à deux températures.

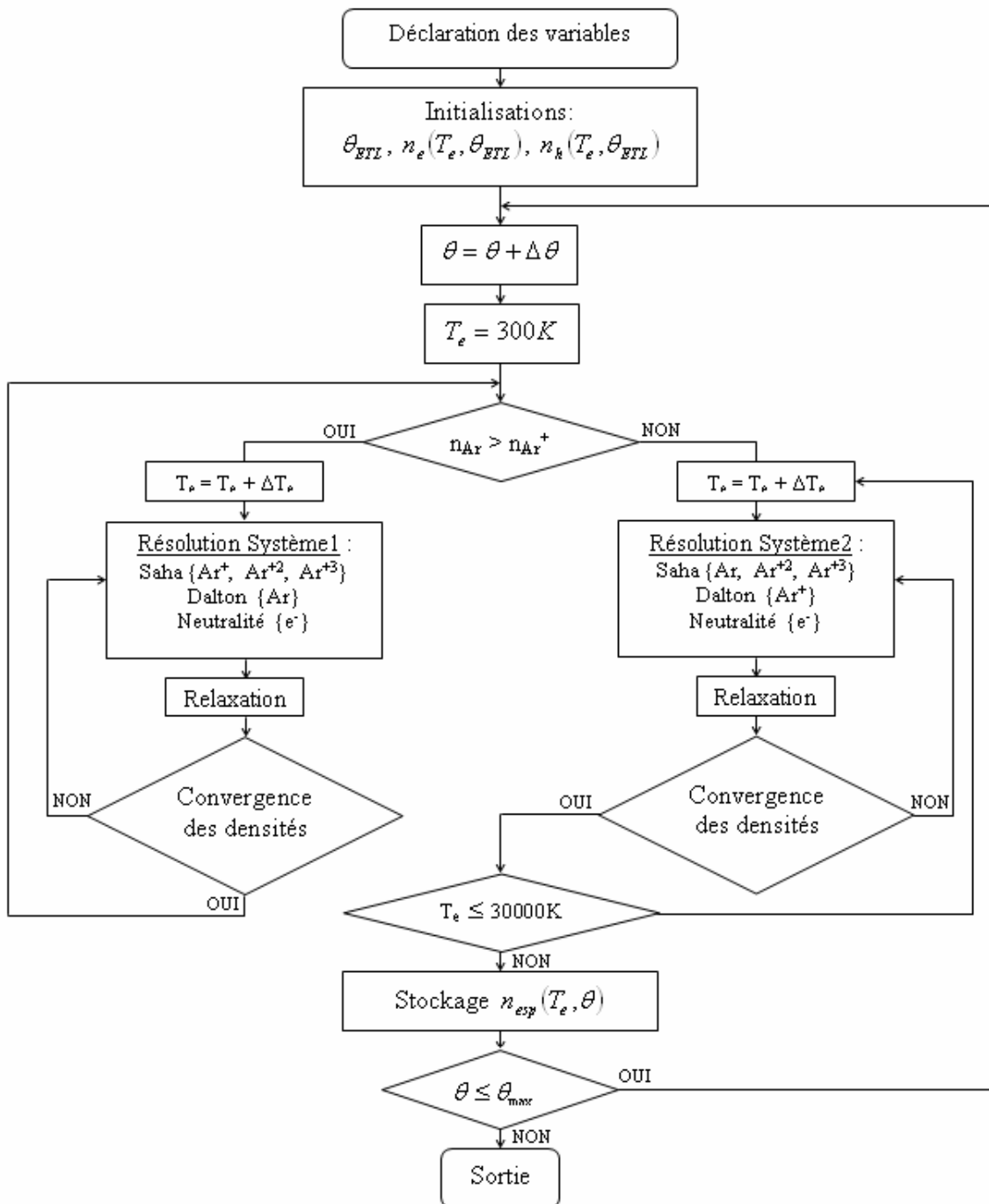


Figure FI-3 : Organigramme du code de calcul de composition hors ETL

Le calcul des compositions hors équilibre est basé sur la connaissance de la composition d'équilibre. Par contre, les valeurs des concentrations sont désormais fonction de la température électronique (T_e) et du paramètre de déséquilibre θ .

Les variables $n_e(T_e, \theta)$ et $n_h(T_e, \theta)$ désignent donc les densités hors ETL des électrons et des particules lourdes. Le paramètre de déséquilibre θ est introduit dans les formulations 1 et 2 du système (tableau 1) au travers de la loi de Dalton (I-19), écrite en fonction de la température électronique T_e et du paramètre de déséquilibre θ telle que :

$$\theta P = n_e k_b \theta T_e + \sum_{h(\text{lourds})} n_h k T_e \quad (\text{I-20})$$

A chaque itération sur θ , la composition correspondante ($n_{esp}(T_e, \theta)$) est stockée dans un fichier, avant de procéder au calcul de la composition suivante ($n_{esp}(T_e, \theta + \Delta\theta)$). Nous avons choisi dans le code un pas de déséquilibre de $\Delta\theta = 0.25$, et une valeur maximale de $\theta_{\max} = 10$.

1.2.2 Résultats des compositions hors ETL

La figure FI-4 présente les compositions à deux températures du plasma pour différentes valeurs de θ .

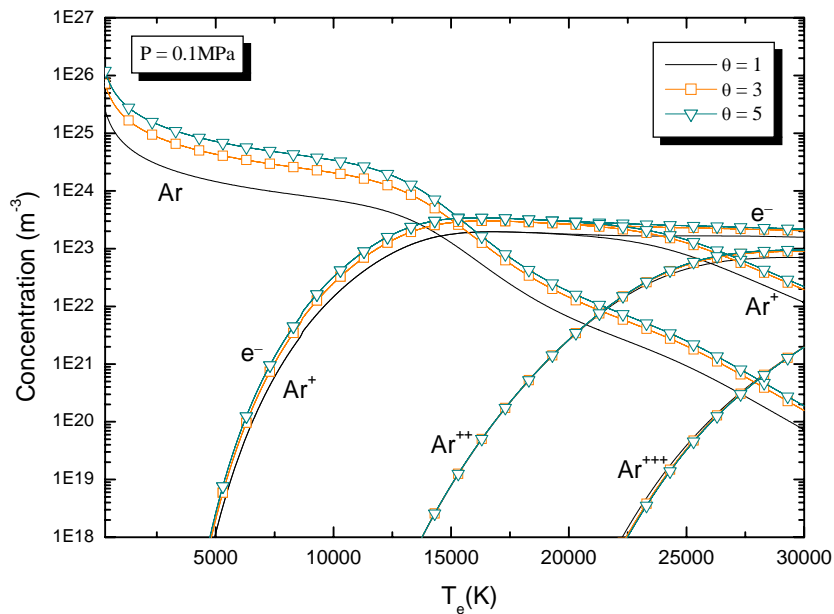


Figure FI-4: Composition du plasma d'argon en déséquilibre thermique

De façon générale, on observe que la présence d'un déséquilibre thermique modifie la composition du plasma en augmentant les densités d'espèces. Les premières espèces présentes dans le plasma sont les plus influencées à savoir les atomes d'argon neutres (Ar), les électrons (e^-) et les ions une fois chargés (Ar^+). Les autres espèces (Ar^{+2} et Ar^{+3}) n'apparaissent qu'à plus hautes températures où une meilleure équipartition de l'énergie est assurée par de plus nombreuses collisions élastiques entre les particules.

La densité des électrons va jouer un rôle essentiel dans le calcul des coefficients tels que la conductivité électrique ou bien le terme d'échange d'énergie. A titre d'illustration de l'influence du déséquilibre sur les densités de concentration, la figure FI-5 représente le rapport des densités électroniques hors ETL ($\theta = 3$ et $\theta = 5$) sur la densité électronique à l'ETL.

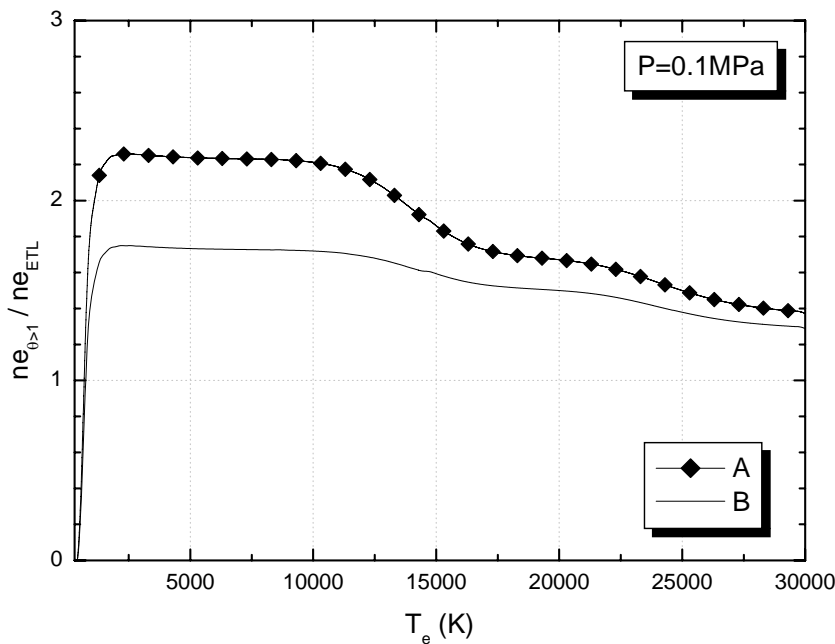


Figure FI-5 : Rapport des densités électroniques hors ETL par rapport à la densité électronique à l'ETL. $A = (n_{e(\theta=5)}/n_{e(ETL)})$, $B = (n_{e(\theta=3)}/n_{e(ETL)})$

L'influence du déséquilibre sur la densité électronique est prépondérante en dessous de 12500K. Cette influence s'atténue aux hautes températures grâce à de plus nombreuses collisions élastiques électrons - particules lourdes assurant une meilleure équipartition de l'énergie.

La figure FI-6 compare la composition du plasma d'argon à $\theta=3$ que nous venons de voir, aux valeurs obtenues par V. Colombo *et al* [Co1]. De même que pour le cas à l'équilibre, nous trouvons un bon accord des résultats sauf à hautes températures pour la densité d'atome d'argon neutre et d'ion Ar^{3+} .

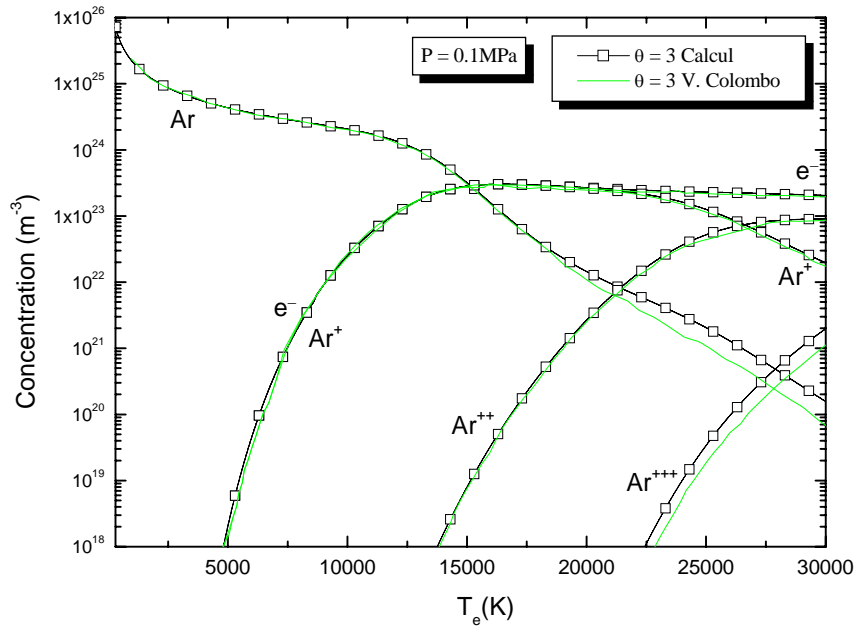


Figure FI-6: Composition du plasma d'argon pour $\theta=3$

Remarque :

Au cours de la thèse de Hingana [Hi1] réalisée dans l'équipe AEPPT parallèlement à nos travaux, des codes destinés à calculer les jeux de données complets (compositions, coefficients de transport, propriétés thermodynamiques) pour un plasma d'argon hors ETL ont été développés. Nous avions initialement prévu d'utiliser les jeux de données mis en place, cependant ils n'avaient pas encore été disponibles et nous avons alors dû développer notre propre calcul de composition. Le calcul de la composition que nous avons mis en place est basé sur une approche classique utilisant la formulation de la loi de Saha donnée par Van de Sanden *et al* [Va2], où la température d'excitation a été prise égale à la température des électrons.

Le travail de H. Hingana présente une approche plus rigoureuse avec une loi de Saha modifiée dans laquelle la température d'excitation varie suivant les réactions mises en jeu.

La figure FI-7 présente un résultat de composition issue des travaux de Hingana [Hi1]. Lorsque le déséquilibre existe, les densités d'électrons présentent des sauts relativement importants vers 8000K. Lors des calculs des coefficients de transport et des propriétés thermodynamiques du plasma, les sauts de densités se répercutent dans des calculs de dérivée et rendent le jeu de données finales difficilement utilisables dans les modèles.

A cause des pics de variations engendrés par la composition sur les propriétés thermodynamiques, nous avons finalement choisi d'utiliser les compositions que nous avons calculées. Nous avons par contre utilisé les codes mis en place par l'équipe pour le calcul des coefficients de transport et des propriétés thermodynamiques en injectant la composition que nous avons déterminée.

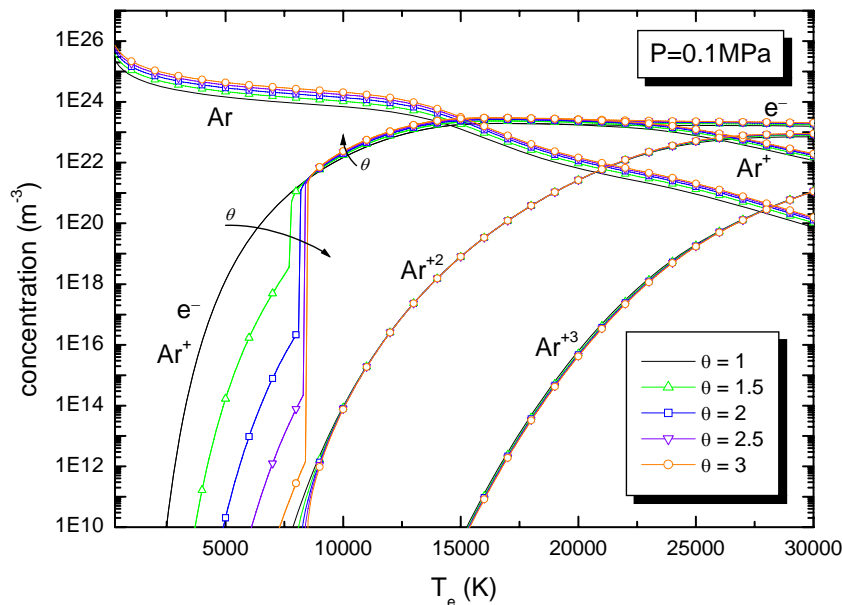


Figure FI-7 : Données AEPPT de compositions hors ETL du plasma d'Argon

1.3. Les données de base du plasma à deux températures :

Afin d'optimiser les applications des plasmas thermiques (métallurgie, traitement de surface, ...), il est essentiel de connaître les caractéristiques énergétiques du milieu et en particulier leur capacité à transférer l'énergie [Mo2]. Ces caractéristiques sont les propriétés de transport du plasma qui vont servir de données de base aux modèles. Les sous paragraphes suivants reportent les données de bases du plasma d'argon hors ETL.

1.3.1 Les coefficients de transport

Les coefficients de transport relient les gradients aux différents flux présents dans le fluide. Leurs déterminations sont issues de la résolution d'une équation intégral-différentielle de Boltzmann, par une approche dite méthode de Chapman et Enskog [Ch3], dans laquelle les interactions entre particules sont représentées au travers de termes appelés intégrales de collision. A deux températures, les coefficients de transport nécessaires au modèle sont les conductivités thermiques des électrons et des particules lourdes, la conductivité électrique et la viscosité. Les sous paragraphes suivants présentent (figures FI-8 à FI-11) l'évolution de chacune de ces données en fonction de la température électronique pour différentes valeurs du paramètre de déséquilibre θ .

1.3.1.1 Les conductivités thermiques à deux températures

La conductivité thermique représente la capacité du milieu à conduire la chaleur. La conductivité thermique totale κ du gaz permet au travers la loi de Fourier, d'exprimer le flux de chaleur \vec{q} en fonction du gradient de température $\vec{\nabla}T$ telle que :

$$\vec{q} = \kappa \cdot \vec{\nabla}T \quad (\text{I-21a})$$

Pour un gaz monoatomique à l'équilibre la conductivité thermique κ du plasma prend en compte sa conductivité thermique de translation κ_{tr} et sa conductivité thermique de réaction κ_r ($\kappa = \kappa_{tr} + \kappa_r$).

A deux températures, le plasma est assimilé à un mélange de deux gaz différents diffusant l'un dans l'autre. Une conductivité thermique κ_e des électrons, et une conductivité thermique κ_h des particules lourdes sont définies de façon à séparer dans l'expression du flux la contribution des électrons et celle des particules lourdes. On a :

$$\vec{q} = \kappa_e \cdot \vec{\nabla} T_e + \kappa_h \cdot \vec{\nabla} T_h \quad (\text{I-21b})$$

Les figures FI-8 et FI-9 représentent respectivement les conductivités thermiques des électrons et des particules lourdes. La conductivité thermique des électrons comprend la contribution due à leur translation et la contribution due aux réactions [Ra1].

$$\kappa_e = \kappa_{tr}^e + \kappa_r \quad (\text{I-22})$$

Globalement, l'augmentation de la conductivité thermique des électrons est liée à la densité électronique qui augmente avec la température des électrons. Vers 15000K, l'évolution de κ_e passe par un maximum pour $\theta = 1$. Cette hausse marque la réaction de première ionisation subie par les atomes neutres. L'augmentation du déséquilibre peut être interprétée par de moins en moins de collisions entre les électrons et les particules lourdes, et donc un transfert d'énergie moins efficace. Sur la figure FI-8, on observe que la hausse à 15000K s'atténue lorsque θ augmente.

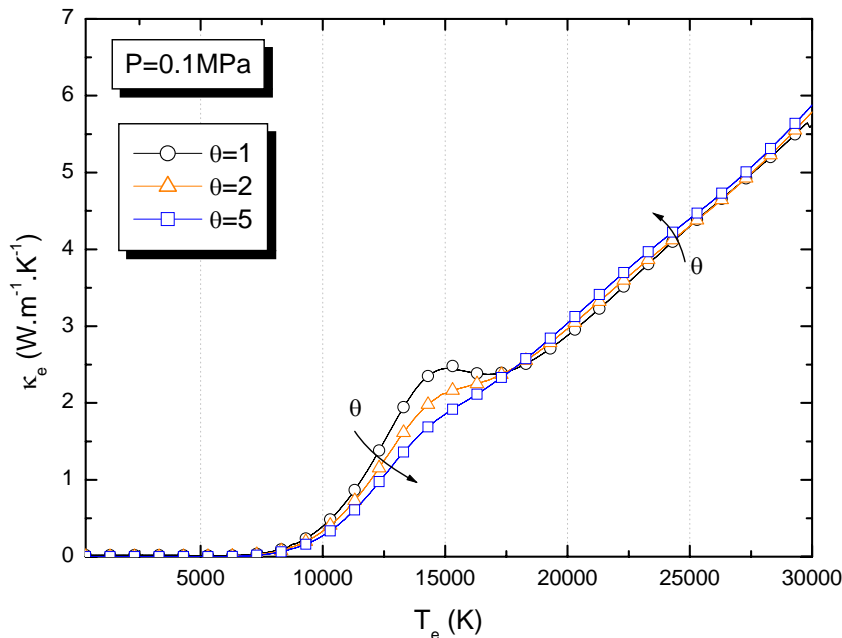


Figure FI-8: Conductivité thermique des électrons

En ce qui concerne l'évolution de la conductivité thermique des particules lourdes, on constate sur la figure FI-9 que pour chaque valeur du déséquilibre, κ_h divise la gamme de température étudiée en deux zones délimitées par un maximum observé vers 10000K. D'une part, du côté gauche de ce maximum, on a la zone de basses températures dominée par les atomes neutres, d'autre part, au-delà de 10000K, on a une zone de hautes températures où une avalanche de collisions entre particules chargées issues des phénomènes d'ionisation, prédomine dans le gaz par rapport aux collisions avec les neutres qui disparaissent progressivement. Conjointement à l'influence de l'augmentation du déséquilibre θ (plus prononcée à basses températures), cette disparition progressive des atomes neutres, suite aux phénomènes d'ionisation, contribue à la diminution de la conductivité thermique des lourds à haute température.

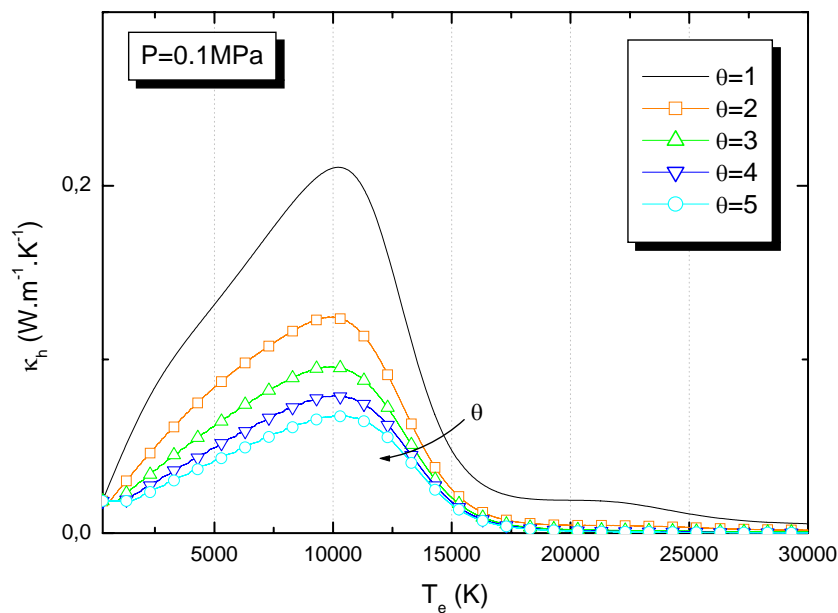


Figure FI-9: Conductivité thermique des particules lourdes

1.3.1.2 La conductivité électrique à deux températures

La conductivité électrique du plasma représente la capacité du plasma à conduire le courant. Les électrons étant plus légers et plus mobile que les particules lourdes, on montre [Bo1] que seule la contribution des électrons intervient dans la conductivité électrique du

plasma. Les profils de cette conductivité électrique du plasma à deux températures pour différentes valeurs du paramètre de déséquilibre thermique ont été reportés sur la figure FI-10.

Nous avons vu au travers de la composition du plasma qu'à cause des phénomènes d'ionisation, les électrons et les ions prédominent progressivement dans le gaz quand la température augmente. Dès 10000K environ, les électrons demeurent les plus nombreux dans le plasma (Cf. figure FI-3) à cause des processus d'ionisation. Ainsi à hautes températures, de façon similaire à l'évolution de la densité électronique en déséquilibre thermique, la conductivité électrique du gaz augmente avec θ pour une température T_e fixée.

Vers 20000K, un premier maximum est atteint par σ , suivi d'une remontée au-delà de 27500K. Ces variations correspondent respectivement à la contribution à la densité électronique de la première puis de la deuxième ionisation de l'atome d'argon.

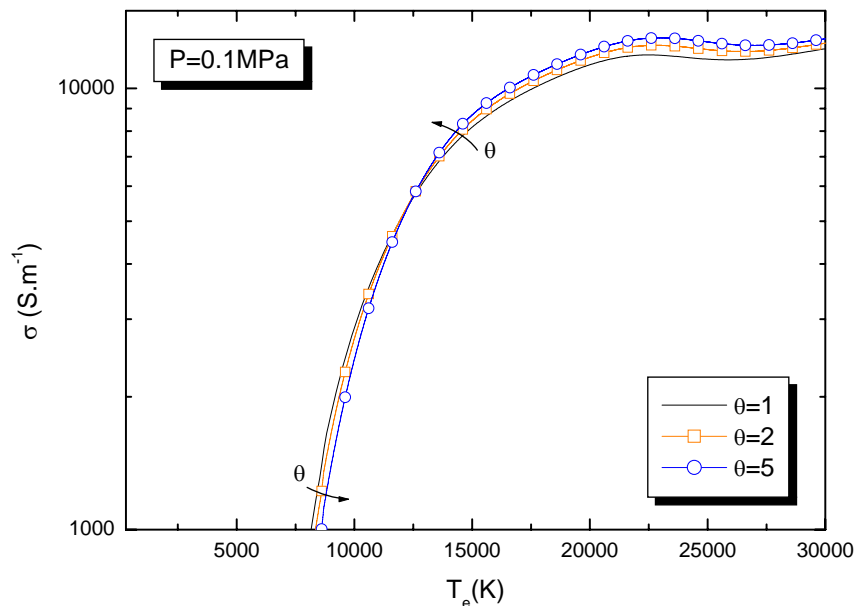


Figure FI-10 : la conductivité électrique

1.3.1.3 La viscosité à deux températures

La viscosité est liée au transport de la quantité de mouvement dans le plasma et ne fait intervenir que les particules lourdes ($m_h \gg m_e$). La figure FI-11 représente l'évolution de la viscosité du plasma d'argon à deux températures.

Sur cette figure, les maxima des profils hors ETL de la viscosité délimitent la zone caractérisée par la domination des atomes neutres à gauche, et celle régie par les interactions entre particules chargées à droite. Pour une température électronique constante, la viscosité du plasma, directement liée à la température des particules lourdes ($T_h = T_e / \theta$), diminue lorsque θ augmente.

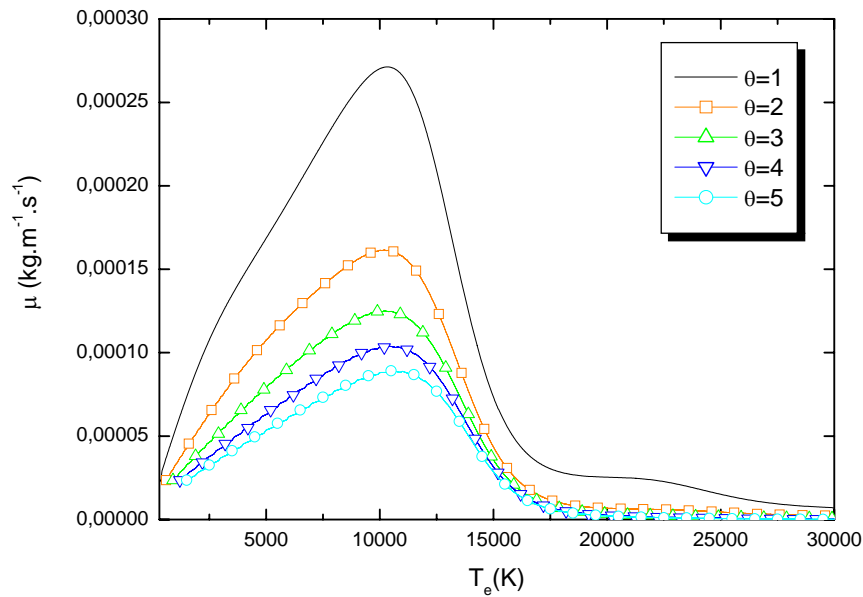


Figure FI-11 : Viscosité du plasma hors ETL

1.3.2 Les propriétés thermodynamiques

Les propriétés thermodynamiques, utiles en vue d'une modélisation hydrodynamique, rassemblent la densité de masse, l'enthalpie, la chaleur spécifique. Hors équilibre thermique, de la même manière que pour les coefficients de transport, les propriétés thermodynamiques peuvent être scindées en 2 contributions qui sont celle des électrons et celle des particules lourdes.

1.3.2.1 La densité de masse

La densité de masse totale du plasma est la somme de la densité de masse des électrons avec celle des particules lourdes. On peut écrire :

$$\rho = n_e m_e + n_a m_a + \sum_i n_i m_i \quad (\text{I-24})$$

Où n_e , n_a , n_i , m_e , m_a et m_i désignent respectivement la densité de concentration des électrons, des atomes neutres, des ions, ainsi que leurs masses respectives.

La figure FI-12 présente l'allure générale de cette densité de masse totale en fonction de la température électronique.

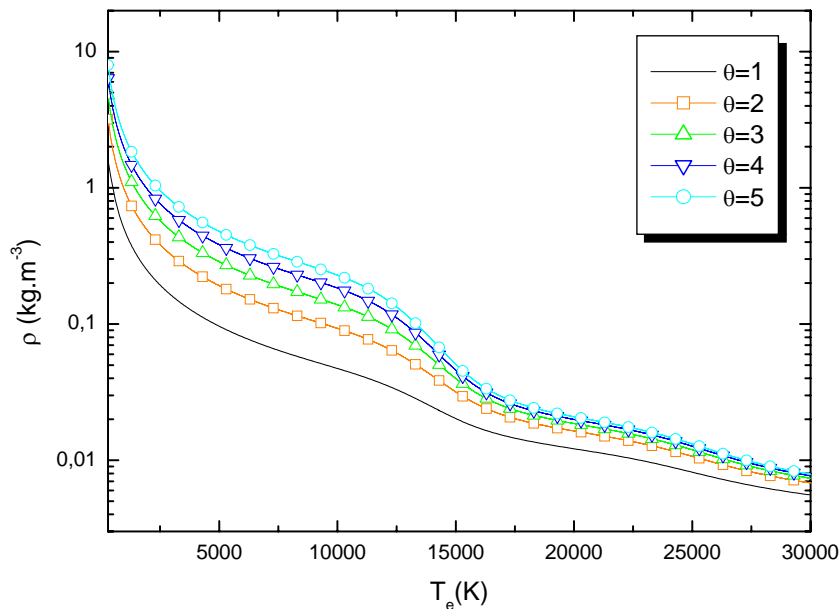


Figure FI-12 : Densité de masse du plasma à deux températures

La densité de masse décroît rapidement avec la température. En augmentant le déséquilibre, on aperçoit que cette décroissance passe en fait par une pente un peu plus raide entre 12500 et 15000K, marquant l'apparition des ions Ar^+ et le début de la prédominance des particules chargées dans le plasma.

1.3.2.2 Les enthalpies à deux températures

L'enthalpie totale du plasma est obtenue en sommant la contribution des électrons et celle des particules lourdes. L'enthalpie massique des électrons ne se compose que de l'énergie due à leur translation. L'enthalpie massique des particules lourdes est majoritairement constituée des contributions liées à leur translation d'une part, et à l'ionisation d'autre part, en négligeant la contribution interne des particules.

En ce qui concerne l'énergie liée aux processus d'ionisation, si l'on considère le fait que les électrons interviennent dans la plupart des interactions (collision, recombinaison), alors il serait légitime lors de la modélisation, de considérer que cette part d'énergie soit associée à l'enthalpie des électrons dans leur l'équation de l'énergie. Ce point sera revu plus en détail dans le dernier chapitre, lors de la mise en place des équations du modèle.

Dans certains travaux comme la thèse de H. Hingana [Hi1], dédiée au calcul des données de base des plasmas thermiques hors ETL, les contributions enthalpiques de chaque espèce sont séparées. Les expressions des enthalpies s'écrivent alors :

Pour les électrons :

$$H_e = \frac{5}{2} k_b T_e N_{e,m} \quad (\text{I-25})$$

Pour les particules lourdes :

$$H_h = \frac{5}{2} k_b T_h \sum_{i \neq e} N_{i,m} + k T_h^2 \sum_{i \neq e} N_{i,m} \frac{\partial \ln Q_{\text{int},i}}{\partial T_h} + \sum_{i \neq e} N_{i,m} E_i \quad (\text{I-26})$$

Où les $N_{i,m}$ désignent les densités massiques en déséquilibre thermique des espèces i . E_i désigne l'énergie d'ionisation.

Les profils des enthalpies des électrons et des particules lourdes issus des formules (I-25) et (I-26) ont été reportés sur les figures FI-13 et FI-14. Ces figures représentent les évolutions des enthalpies des électrons et des particules lourdes en fonction de la température électronique pour différentes valeurs du paramètre de déséquilibre.

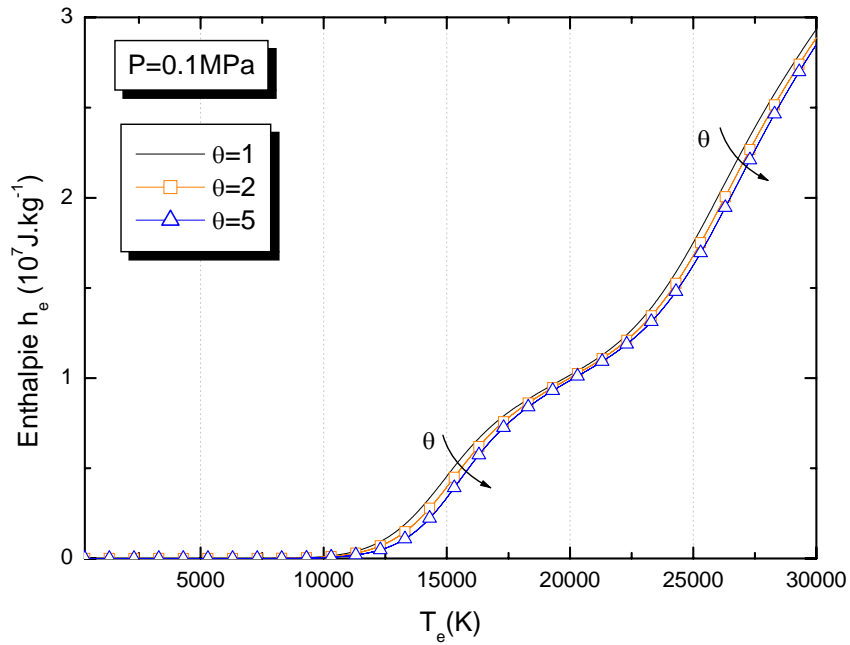


Figure FI-13: Evolution de l'enthalpie des électrons en fonction de T_e

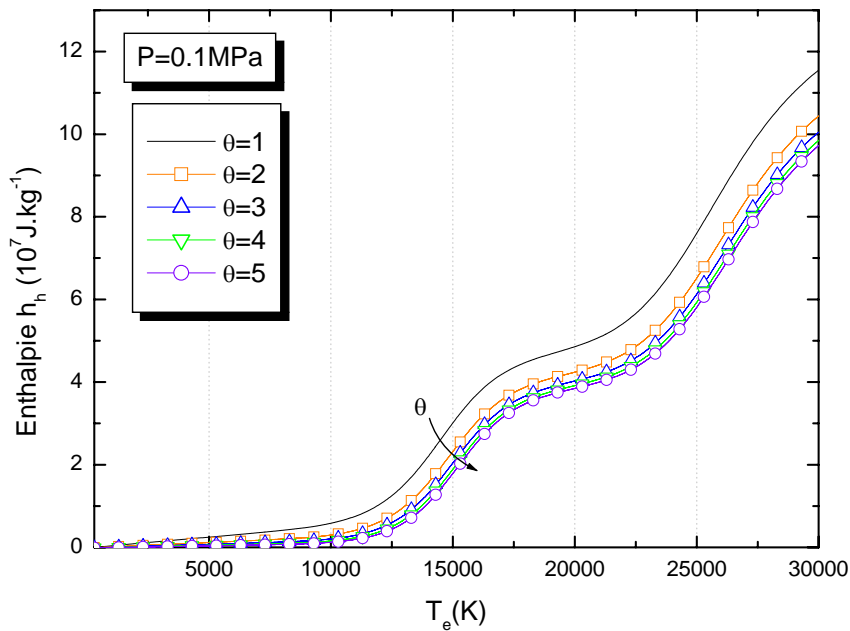


Figure FI-14: Evolution de l'enthalpie des particules lourdes en fonction de T_e

Dans les deux cas, à l'équilibre ($\theta = 1$), on constate que l'enthalpie ne croît de façon significative qu'à partir de 10kK environ. Vers 12500 et 22500K, les processus d'ionisation donnant lieu à l'apparition des ions Ar^+ et Ar^{+2} sont à l'origine d'une pente plus marquée.

L'enthalpie des électrons (figure FI-13) ne comporte que la contribution due à leur translation alors que l'enthalpie des particules lourdes (figure FI-14) rassemble les contributions liées à leur translation, à leur énergie d'ionisation et à leur énergie interne, cette dernière part étant faible par rapport aux deux autres. De ce fait, h_h demeure supérieure d'environ un ordre de grandeur à l'enthalpie des électrons.

La variation de cette enthalpie des particules lourdes étant directement corrélée à la température T_h , l'influence de l'augmentation du déséquilibre thermique s'associe à une baisse plus nette de l'énergie portée par les particules lourdes.

1.3.2.3 Les chaleurs spécifiques à deux températures

Les chaleurs spécifiques à pression constante des électrons et des particules lourdes sont obtenues en dérivant les contributions en enthalpie de chaque espèce par rapport à leurs températures respectives :

$$Cp_{e,h} = \left(\frac{\partial h_{e,h}}{\partial T_{e,h}} \right) \quad (\text{I-29})$$

La chaleur spécifique totale à deux températures s'obtient en sommant Cp_e et Cp_h .

Les évolutions suivant la température électronique de ces deux propriétés ont été reportées sur les figures FI-15 et FI-16. Sur ces deux figures, on constate conformément aux profils de l'enthalpie que les maxima observés vers 15000K et 25000K correspondent à la première et à la deuxième ionisation de l'atome neutre d'argon. De même que pour l'enthalpie des électrons h_e , l'influence du déséquilibre thermique sur la chaleur spécifique des électrons (figure FI-15) n'est pas significative, mais aura tendance à déplacer les maxima vers des températures plus élevées. Sur la chaleur spécifique des particules lourdes (figure FI-16) cette influence est nettement plus affirmée, Cp_h ayant été dérivée des profils de l'enthalpie des particules lourdes (I-29).

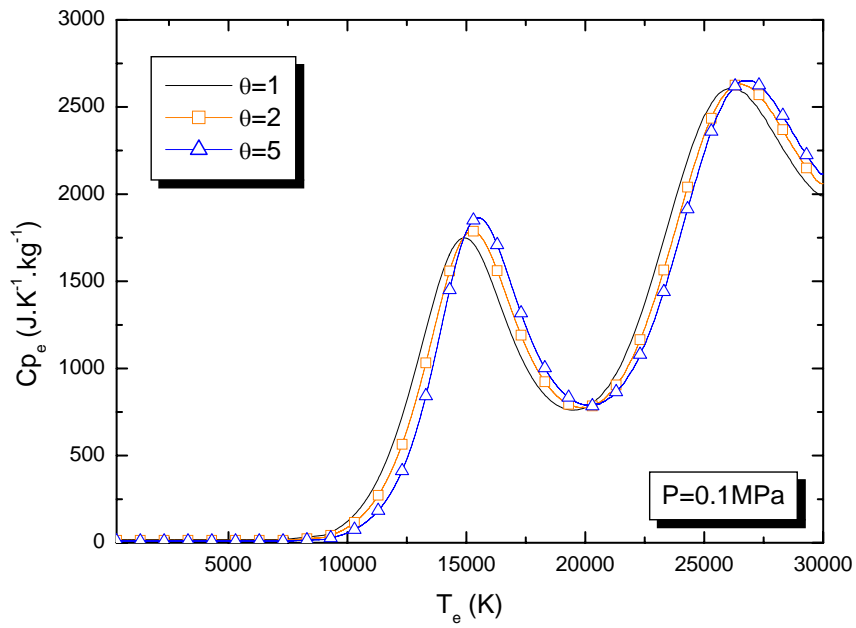


Figure FI-15 : Chaleur spécifique à pression constante des électrons

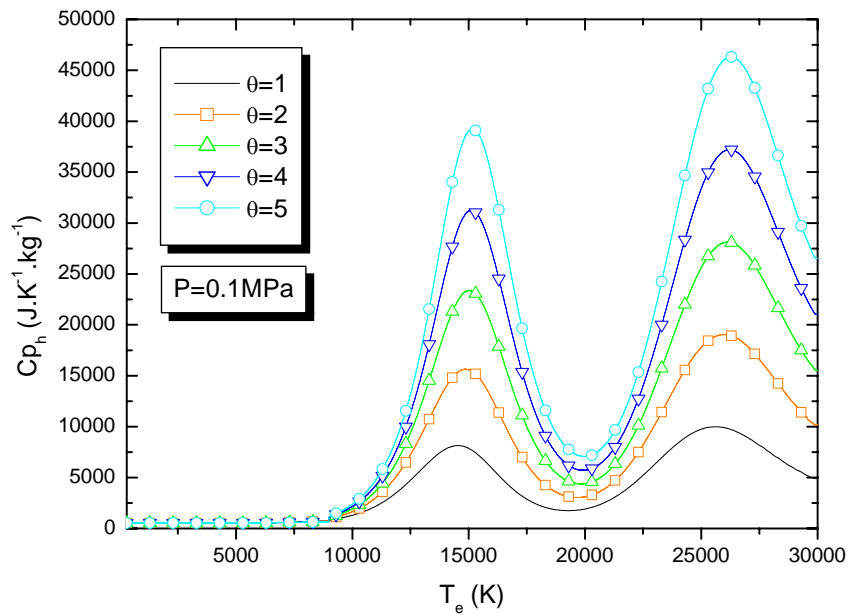


Figure FI-16 : Chaleur spécifique à pression constante des particules lourdes

1.3.3 Prise en compte du rayonnement

Le rayonnement assure une grande partie des transferts d'énergie du plasma vers le milieu environnant et ne peut-être négligé. Le calcul complet du transfert radiatif dans les modèles d'arc est pratiquement irréalisable à cause de la dépendance spatiale (problème 3D) et spectrale. Pour ces raisons, on est souvent conduit à effectuer des simplifications pour quantifier le transfert radiatif.

Lowke *et al* [Lo1-2] ont introduit une méthode de prise en compte du rayonnement dite « méthode du coefficient d'émission nette ε_n » (CEN). Cette approche est basée sur la simplification géométrique du plasma. Pour déterminer ε_n , cette simplification consiste à assimiler la géométrie du plasma, supposé homogène et isotherme, à une sphère de rayon R_p .

La quantification du rayonnement total émis par le plasma dans toutes les directions s'obtient par la formule suivante :

$$U = 4\pi\varepsilon_n \quad (\text{I-30a})$$

Cette méthode est relativement simple d'utilisation. Elle permet d'obtenir de bons résultats dans les régions les plus chaudes de l'arc. Cependant la méthode du CEN est limitée par le fait que l'absorption du rayonnement dans les régions froides n'est pas prise en compte.

Nous disposons au sein de l'équipe des valeurs du coefficient d'émission nette dans le plasma d'argon, tabulées en fonction de la température pour différents rayons R_p . La figure FI-17 représente le profil de CEN pour $R_p = 5$ mm.

On peut voir sur cette figure que le profil de ε_n croît toujours avec la température. A basses températures, les émissions produites par les processus de désexcitation des atomes excités sont principalement responsables des pertes par rayonnement. Les valeurs du CEN deviennent plus importantes à hautes températures lorsque les processus d'ionisation sont prépondérants.

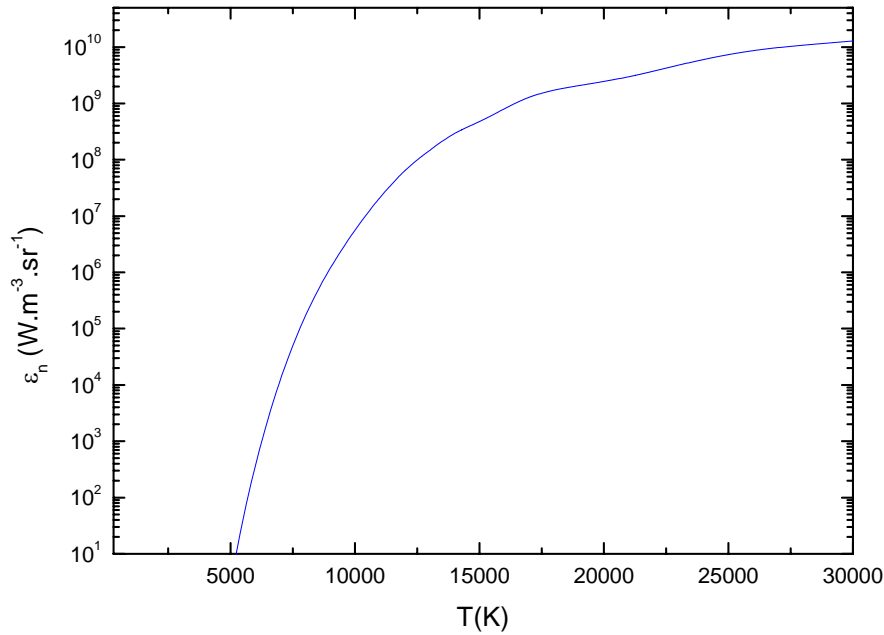


Figure FI-17 : Coefficient d'émission nette pour $R_p = 5\text{mm}$

D'autres méthodes telles que la méthode P1 ou la méthode des ordonnées discrètes (DOM) sont souvent utilisées. Dans ces deux méthodes le spectre du coefficient moyen d'absorption est découpé en intervalles sur chacun desquels le coefficient peut être considéré comme constant. Ces deux dernières méthodes permettent de prendre en compte l'absorption du rayonnement en régions périphériques de la décharge.

Les trois méthodes citées CEN, P1 et DOM sont basées sur des calculs de composition à l'équilibre et ne sont donc pas adaptées à la modélisation des plasmas hors ETL.

En prenant en compte une hypothèse d'équilibre thermodynamique local partiel (ETLP), A.T.M. Wilbers et al [Wi2], ont effectué une étude théorique portant sur l'évaluation des pertes d'énergie par rayonnement d'un plasma d'argon à deux températures, pour des longueurs d'onde comprises entre 100nm et 100 μ m. Cette hypothèse (ETLP) implique que le niveau d'excitation le plus élevé d'un atome neutre soit équivalent au niveau fondamental d'un ion. Dans cette étude, les auteurs montrent que les influences de la pression et de l'écart à l'équilibre thermique sur les pertes par rayonnement sont prises en compte au travers de la densité électronique hors ETL. La gamme de température étudiée (3000K à 15000K) par Wilbers et al [Wi2] ne couvre pas la gamme que nous considérons, et le nombre d'espèces considérées est différent (e^- , Ar, Ar^+ pour [Wi2]).

Néanmoins l'étude de A.T.M. Wilbers et al [Wi2] permet de montrer que si l'on trace les valeurs du CEN divisés par la densité électronique au carré en fonction de la température, les courbes obtenues sont pratiquement indépendantes du déséquilibre représenté par le rapport de la température des électrons sur la température des lourds. Nous avons donc à partir des valeurs du CEN disponibles dans notre équipe, mis en place un jeu de données fonction du déséquilibre en divisant les valeurs par le carré de la densité électronique à l'équilibre et en multipliant par le carré de la densité électronique hors ETL.

$$U = 4\pi\varepsilon_n \left(\frac{(n_e)_{HETL}}{(n_e)_{ETL}} \right)^2 \quad (\text{I-30b})$$

1.3.4 Le terme d'échange d'énergie

Dans les modèles à deux températures (chapitre II), le terme d'échange d'énergie doit servir à coupler les équations de l'énergie des électrons et des particules lourdes. Il représente l'énergie que cèdent les électrons aux particules lourdes lors de leurs collisions élastiques. De ce fait, sa détermination fait intervenir des grandeurs telles que les fréquences de collision électrons-lourds ν_{eh} (I-32).

La formule suivante permet d'évaluer ce terme d'échange [Gi1]:

$$E_{eh} = \sum_h \frac{3}{2} k_b (T_e - T_h) n_e \left(\frac{2m_e}{m_h} \right) \bar{\nu}_{eh} \quad (\text{I-31})$$

$$\text{Où } \bar{\nu}_{eh} = \bar{\nu}_{ei} + \bar{\nu}_{en} \quad (\text{I-32})$$

$n_e, m_e, m_n, \bar{\nu}_{ei}$ et $\bar{\nu}_{en}$ indiquent respectivement la densité électronique, la masse électronique, la masse de l'atome neutre, la fréquence de collision électrons-ions et la fréquence de collision électrons-atomes neutres.

Lors des collisions élastiques, seules la direction et la vitesse des particules sont modifiées, l'énergie cinétique totale des particules étant conservée. La formule (I-31) fait apparaître le rapport des masses des particules, et la quantité d'énergie cinétique transférée

$\frac{3}{2} k_b (T_e - T_h)$ lors des collisions.

Compte tenu de l'expression (I-32), le terme d'échange d'énergie peut être développé comme suit :

$$E_{eh} = \sum_i \frac{3}{2} k_b (T_e - T_h) n_e \left(\frac{2m_e}{m_i} \right) \bar{v}_{ei} + \sum_n \frac{3}{2} k_b (T_e - T_h) n_e \left(\frac{2m_e}{m_n} \right) \bar{v}_{en} \quad (\text{I-33})$$

Le premier terme de la formule (I-33) correspond à l'énergie échangée lors des collisions élastiques entre les électrons et les ions. Le second terme correspond à l'échange entre les électrons et les atomes neutres.

1.3.4.1 Les fréquences de collision

Pour le calcul des fréquences de collision électrons-ions, nous reprenons les développements issus des travaux de Mitchner et Kruger [Mi1], et également utilisés par R. Girard [Gi1] :

$$\bar{v}_{ei} = n_i \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \left(\frac{m_e}{k_b T_e} \right)^{3/2} \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e} \right)^2 \ln A \quad (\text{I-34})$$

$$\text{Avec} \quad A = \frac{12\pi}{n_e^{1/2} Z} \left(\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{e^2} \right)^{3/2} \quad (\text{I-35})$$

Quant aux fréquences de collision électrons-atomes neutres, elles sont données par la formule :

$$\bar{v}_{en} = n_{Ar} Q_{en} V_e \quad (\text{I-36})$$

$$\text{avec} \quad V_e = \sqrt{\frac{8k_b T_e}{m_e \pi}} \quad (\text{I-37})$$

V_e représente la vitesse d'agitation thermique des électrons, et Q_{en} les sections efficaces de collision électrons-atomes neutres, calculées et tabulées par A.V. Phelps [Ph1]. Ces sections efficaces sont représentées sur la figure FI-18.

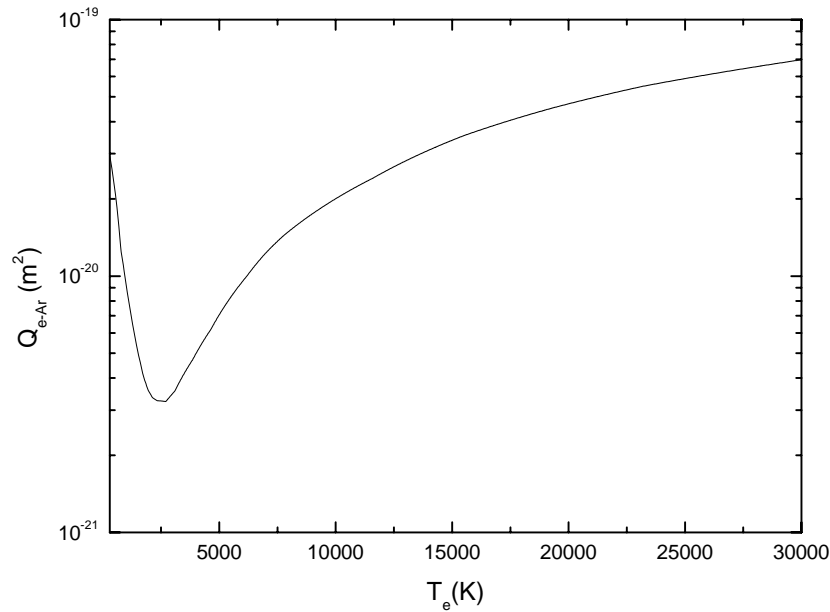


Figure FI-18 : Section efficace de collision électrons-atomes neutres d'argon en fonction de la température électronique

En raison de la faible masse des électrons, leur vitesse est beaucoup plus élevée que celle des particules lourdes. De très nombreuses collisions électrons lourds sont nécessaires afin qu'une bonne équipartition de l'énergie soit établie. On s'approche de cette bonne équipartition d'énergie à hautes températures où les collisions sont plus nombreuses à cause des phénomènes d'ionisation qui multiplient le peuplement des espèces.

L'allure du profil de la section efficace électron-neutre représentée sur la figure FI-18 est similaire à celle présentée par Y Itakawa [It1]. Le minimum que l'on observe à basse température s'appelle le minimum de Ramsauer-Townsend [Wi1]. Il s'agit d'un effet quantique qui concerne l'interaction entre les électrons et les atomes neutres de faibles énergies dans les gaz rares. Une explication proposée par Bohr suggère que l'électron libre en direction incidente vers l'atome se comporte comme une onde pénétrant dans l'atome, et est accéléré par un potentiel atomique. La partie diffuse de l'onde sortant de l'atome est en phase avec la partie non diffuse adjacente. Cette analyse d'interférence signifie que l'onde a gardé son intensité lors de son incidence sur l'atome et que la section efficace lors de cette diffusion élastique se rapproche de 0 d'où ce minimum observé.

La figure FI-19 superpose l'évolution des fréquences de collisions électrons-ions et électrons-atomes neutres obtenues pour différentes valeurs de θ , en fonction de la température électronique.

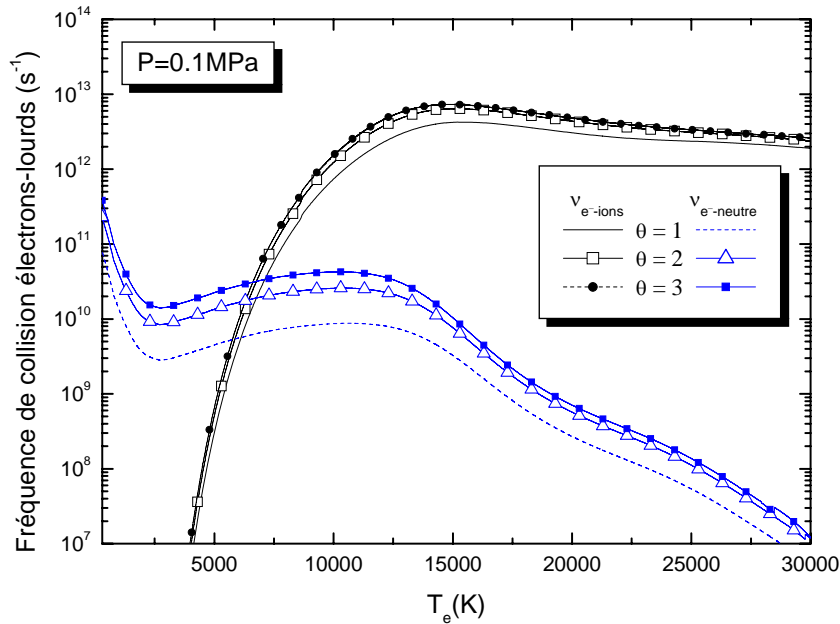


Figure FI-19 : Evolution de la fréquence de collision électrons-ions et électrons-atomes neutres en fonction de la température électronique.

A partir de 10000K, les collisions électrons-atomes neutres commencent à décroître à cause de la disparition de ces derniers, laissant place aux ions et aux électrons dont la fréquence de collision demeurera élevée à haute température. Dans la composition (figure FI-3) cette température correspondait à une valeur autour de laquelle la concentration en électrons n'est désormais plus négligeable par rapport à la concentration en atomes neutres dans le gaz, à cause toujours des phénomènes d'ionisation.

1.3.4.2 Résultats du terme d'échange

La figure FI-20 montre l'évolution du terme d'échange d'énergie en fonction de la température électronique pour différentes valeurs du paramètre de déséquilibre θ .

On observe sur cette figure FI-20 que l'échange d'énergie est le plus efficace à hautes températures lorsqu'il y a assez de collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes (généralement au centre de l'arc). A basses températures (proche des parois par exemple), cet échange est moins important en raison d'une plus faible concentration en électrons pour assurer les transferts d'énergie (par collision) vers les lourds.

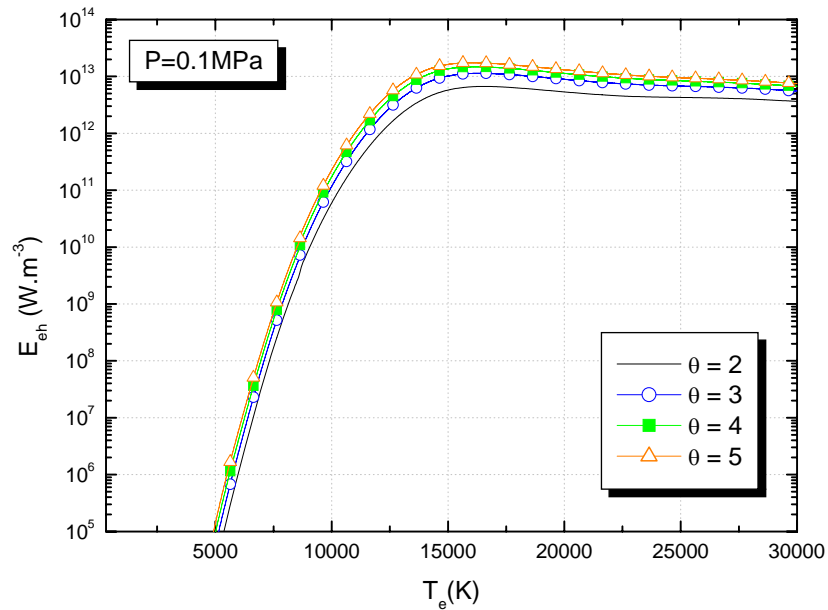


Figure FI-20 : Terme d'échange d'énergie électrons – lourds en fonction de la température des électrons.

La figure FI-21 représente la superposition du terme d'échange d'énergie issu de nos calculs avec des résultats issus de la littérature.

Nos résultats sont en bon accord avec ceux de J. Mostaghimi *et al* [Mo1] en dessous de 10kK (limite de leur calcul). A hautes températures, pour $\theta > 1$, les résultats issus des travaux de Trelles *et al* [Tr1] donnent des valeurs inférieures d'environ un ordre de grandeur par rapport à nos résultats. On note qu'à basses températures les profils de E_{eh} donnés par Trelles *et al* ont une pente croissante qui va brusquement augmenter à partir de 5000K.

Ceci s'explique par le fait que Trelles *et al* ont artificiellement limité la densité électronique en dessous de cette température (la concentration en électron est encore

négligeable) à un minimum de 10^{18} m^{-3} . Or en écrivant l'expression du terme d'échange d'énergie (I-31) telle que :

$$E_{eh} = K_{eh} \cdot (T_e - T_h) \quad \text{avec} \quad K_{eh} = \sum 3k_b \cdot n_e \cdot v_{eh} \frac{m_e}{m_s}$$

Si K_{eh} tend vers l'infini, alors la température des particules lourdes T_h tend vers la température des électrons T_e . De manière similaire, la limitation de la valeur minimale de la densité électronique à 10^{18} m^{-3} revient en quelque sorte, à contraindre artificiellement le passage du modèle hors ETL vers le modèle à l'ETL en forçant T_e et T_h à s'équilibrer.

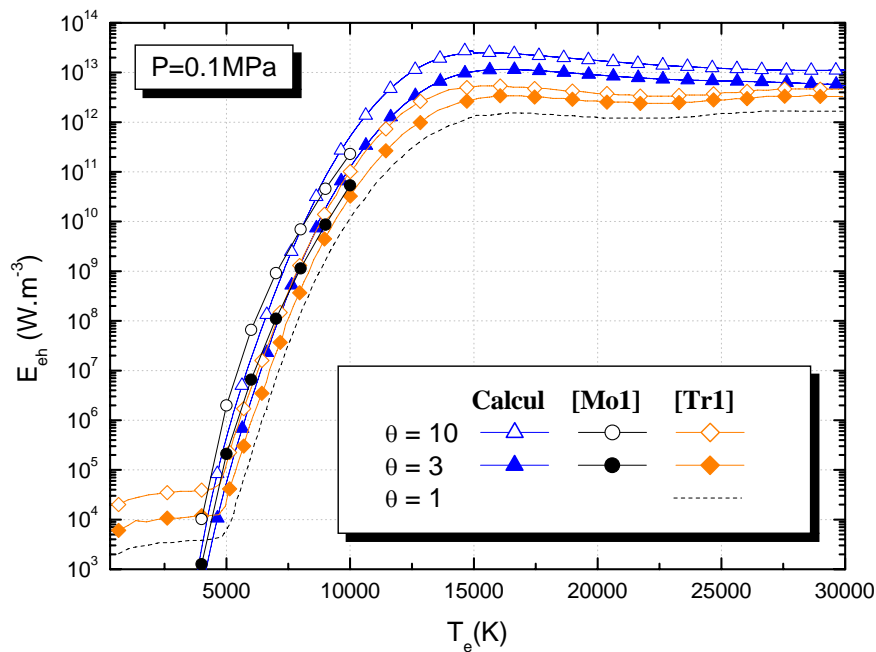


Figure FI-21 : Comparaison des valeurs E_{eh} avec la littérature [Mo1][Tr1]

1.3.4.3 Influence de la pression sur le terme d'échange d'énergie

Nous avons voulu calculer le terme d'échange pour différentes valeurs de la pression. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure FI-22.

On constate que l'augmentation de la pression provoque la hausse générale du terme d'échange. Si l'on se réfère à l'expression (I-31), cette hausse est nécessairement liée aux

densités d'espèces et aux fréquences de collision. En effet, l'augmentation de la pression entraîne une hausse générale des densités favorisant ainsi le nombre de collisions élastiques électrons-particules lourdes.

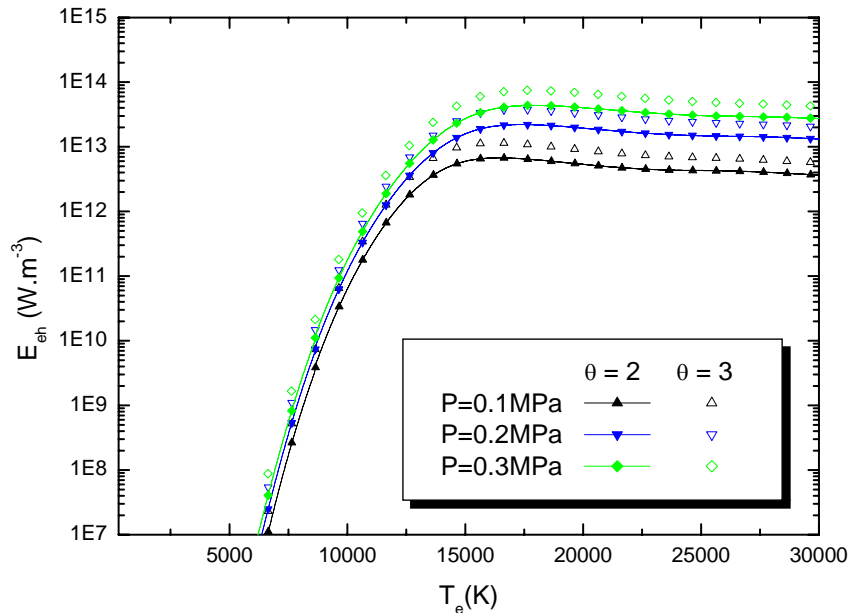


Figure FI-22 : Profils de E_{ah} en fonction de la température des électrons pour différentes valeurs de la pression.

1.4. Bilan :

Après quelques généralités sur les plasmas thermiques, les propriétés de transport constituant les données de base du plasma d'argon à deux températures ont été définies dans ce chapitre.

Pour cela le calcul de la composition d'un plasma d'argon à l'équilibre thermodynamique local a été réalisé. Cette composition d'équilibre a ensuite servi d'initialisation pour la détermination des compositions à deux températures. Lors du calcul de la composition, la formulation de Van De Sanden de l'équation de Saha généralisée à deux températures a été utilisée. Nous avons pour cela considéré que la température d'excitation

T_{ex} dans l'équation de Saha (I-18) pouvait être assimilée à la température électronique, et cela même à basses températures alors que les électrons n'apparaissent que vers 6000K.

Une fois les compositions à deux températures déterminées, les propriétés thermodynamiques et les coefficients de transport à deux températures ont été présentés. Le calcul du terme d'échange d'énergie a suscité une attention particulière car il couple les équations de l'énergie des électrons et des particules lourdes lors de la modélisation à deux températures.

Les chapitres qui suivent sont destinés à la modélisation du plasma d'argon. Les données de base présentées dans ce chapitre vont permettre d'alimenter les modèles étudiés.

Chapitre II :
THEORIE DE BASE ET MODELE
UNIDIMENSIONNEL

Chapitre II :
THEORIE DE BASE ET MODELE UNIDIMENSIONNEL

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux bases de la modélisation du plasma et à la méthode des volumes finis utilisée pour la résolution des équations de conservations. Pour cela, les hypothèses générales et les équations de conservation régissant l'écoulement du plasma sont d'abord abordées. Un modèle unidimensionnel est ensuite mis en place et la discrétisation des équations du modèle avec la méthode des volumes finis telle que décrite par S.V. Patankar [Pa1] est présentée.

Cette étude en 1D va permettre de poser les bases de la modélisation à deux températures en appliquant la théorie à un cas simple. Les résultats du modèle à l'ETL et hors ETL sont présentés pour mettre en évidence le modèle à deux températures. Dans ce modèle 2T, le terme d'échange d'énergie et l'écart à l'équilibre thermique sont étudiés sans prise en compte de divers autres phénomènes tels que la convection. Ensuite une étude paramétrique est menée dans l'objectif de voir l'influence de divers paramètres sur le déséquilibre, et de vérifier la validité de nos hypothèses. Enfin les résultats des deux modèles (à l'ETL et hors ETL) sont confrontés et discutés.

2.1. Théorie de base:

L'objectif d'une modélisation est de pouvoir simuler de la façon la plus exhaustive possible les phénomènes physiques rencontrés dans différentes applications que l'on souhaite optimiser. Idéalement, on cherche à ce que le modèle se rapproche le plus possible de la réalité sans dépendre de valeurs expérimentales au niveau des conditions limites. Seuls les paramètres macroscopiques tels que la nature du gaz, la géométrie ou bien l'intensité du courant par exemple, doivent pouvoir modifier les résultats du modèle. Par ailleurs ces résultats obtenus devront être validés par des résultats expérimentaux.

La réalisation d'un modèle entièrement auto-cohérent est pratiquement impossible du fait de la complexité de certains phénomènes. Comme dans le cas de l'ablation des électrodes ou bien la turbulence par exemple, leur description demeure encore très complexe. Ces

phénomènes ne sont pas pris en compte de façon systématique dans les modélisations mises en place.

2.1.1 Hypothèses générales du modèle hors équilibre

Du fait de leur faible masse et de leur grande mobilité, les électrons ont une température T_e supérieure à la température T_h des particules lourdes. L'importance de l'écart entre ces températures va dépendre de l'efficacité des transferts d'énergie, et donc des collisions élastiques électrons – lourds.

On suppose que chaque particule est animée d'une vitesse d'ensemble qui est celle du plasma. Les phénomènes de diffusion et de démixtion ne sont pas pris en compte.

Les phénomènes de turbulence ne sont pas pris en compte, l'écoulement est laminaire, et le régime étudié stationnaire.

2.1.2 Equations de conservation

Le plasma étant considéré comme un fluide, sa modélisation repose sur les équations de Navier-Stokes relatives aux bilans de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

2.1.2.1 Le bilan de masse

L'équation de conservation de la masse pour une espèce i est obtenue en multipliant l'équation de continuité par la masse m_i de cette espèce. En sommant sur toutes les espèces, on aboutit à l'équation de conservation de la masse du plasma qui s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{II-1})$$

$$\text{Avec} \quad \rho = \sum_i m_i n_i \quad (\text{II-2})$$

ρ désigne la masse volumique du plasma, \vec{v} sa vitesse d'ensemble et n_i la concentration de la particule i .

2.1.2.2 Le bilan de quantité de mouvement

Cette équation permet de prendre en compte les forces agissant sur l'écoulement du gaz. Ces forces sont la force de Laplace due à la circulation du courant et au champ magnétique induit, les forces de pression et les contraintes visqueuses. Les forces de gravité sont négligées. Cette équation peut s'écrire comme suit :

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + (\rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (\text{II-3})$$

P désigne la pression, $\vec{\tau}$ le tenseur de contraintes visqueuses, \vec{j} le vecteur densité de courant, et \vec{B} le champ magnétique induit.

2.1.2.3 Le bilan d'énergie

L'équation de conservation de l'énergie permet de connaître la répartition de l'énergie dans un écoulement fluide. Dans le cas de l'écoulement plasma, elle s'écrit généralement en terme d'enthalpie statique. Dans notre cas, l'énergie du plasma est fournie par effet joule ; conjointement, les pertes se font principalement par rayonnement. A l'ETL, cette équation de l'énergie peut s'écrire :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + (\rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla}) h = -\vec{\nabla} \cdot \vec{Q} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} P + \vec{j} \cdot \vec{E} - 4\pi \epsilon_n \quad (\text{II-4})$$

Où h représente l'enthalpie massique, \vec{Q} le flux de chaleur, P la pression au sein du gaz, et E le champ électrique. Les termes de cette équation représentent respectivement en premier membre : un terme temporel et un terme de convection, en deuxième membre : un terme diffusif (conduction) et un terme source constitué par le travail de la pression, l'effet joule et les pertes par rayonnement.

Le flux de chaleur \vec{Q} est obtenu par la loi de Fourier : $\vec{Q} = -\kappa \vec{\nabla} T$ (II-5)

Où κ désigne la conductivité thermique du gaz et T sa température.

A pression constante, l'enthalpie est directement liée à la température au travers de la relation:

$$\vec{\nabla}h = C_p \vec{\nabla}T \quad (\text{II-6})$$

C_p désigne la chaleur spécifique à pression constante.

Hors ETL, l'équipartition de l'énergie dans tout le volume du gaz, est mise à défaut suite aux manques de collisions élastiques entre les particules lourdes et les électrons. Deux équations de l'énergie sont ainsi nécessaires pour décrire le milieu: l'une pour les électrons et l'autre pour les particules lourdes. Ces deux équations sont couplées par le terme d'échange d'énergie E_{eh} entre les électrons et les lourds.

L'équation de l'énergie des électrons peut s'écrire [Gi1]:

$$\frac{\partial \rho h_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} h_e) = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\kappa_e}{Cp_e} \vec{\nabla}(h_e) \right) + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \vec{j} \frac{m_e}{\rho_e e} h_e \right) + \vec{j} \vec{E} - E_{eh} - 4\pi \varepsilon_n \quad (\text{II-7})$$

Dans cette équation, le deuxième terme du second membre représente le flux enthalpique des électrons. Il permet de corriger la vitesse d'ensemble \vec{v} du plasma par la vitesse relative \vec{v}' des électrons donnée par la formule (II-9). L'équation (II-7) aboutit alors à :

$$\frac{\partial \rho h_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}' h_e) = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\kappa_e}{Cp_e} \vec{\nabla}(h_e) \right) + \vec{j} \vec{E} - E_{eh} - 4\pi \varepsilon_n \quad (\text{II-8})$$

$$\text{Avec} \quad \vec{v}' = \vec{v} - \vec{j} \frac{m_e}{\rho_e e} \quad (\text{II-9})$$

Et pour les particules lourdes :

$$\frac{\partial \rho h_h}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} h_h) = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\kappa_{eff}}{Cp_h} \vec{\nabla}(h_h) \right) + E_{eh} \quad (\text{II-10})$$

La différence majeure entre ces deux équations intervient dans les termes sources, et particulièrement au niveau du terme de couplage E_{eh} qui constitue une perte d'énergie pour les électrons et un gain pour les particules lourdes.

En ce qui concerne l'attribution de pertes par rayonnement aux électrons ou bien aux particules lourdes, l'opinion est partagée au sein de la communauté. Effectivement, les

processus essentiellement responsables de la part rayonnée sont liés aux états d'énergie des particules lourdes (désexcitation) d'une part. D'autre part, les électrons étant les plus nombreux et les plus énergétiques, les collisions électrons – lourds sont en grande partie à l'origine des états d'excitations des particules lourdes. On est alors amené à penser que l'énergie perdue en photons lors des désexcitations est équivalente à la quantité d'énergie transmise par les électrons aux lourds lors des collisions. Pour cette raison, dans la majorité des travaux [Hs1][Hs2][Ha1][Co2][Tr1]..., la communauté scientifique s'accorde à attribuer les pertes par rayonnement aux électrons. En toute rigueur la part de rayonnement due aux lourds (spectre de raies) devrait être attribuée à l'équation de l'énergie régissant les particules lourdes alors que le fond continu devrait intervenir au niveau de l'équation de l'énergie des électrons.

2.1.3 L'aspect électrique de l'arc

La conservation du potentiel électrique s'effectue au travers de la résolution de l'équation de conservation du courant. En régime stationnaire, on peut écrire :

$$\vec{\nabla} \cdot (-\sigma \cdot \vec{\nabla} V) = \vec{\nabla} \cdot (\sigma \cdot \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{j}) = 0 \quad (\text{II-11})$$

Où \vec{E} désigne le champ électrique, V le potentiel électrique, \vec{j} le vecteur densité du courant, et σ la conductivité électrique du milieu.

La formule (II-12) exprime le vecteur densité de courant.

$$\vec{j} = -\sigma \vec{\nabla} V \quad (\text{II-12})$$

En ce qui concerne le champ magnétique, il existe différents formalismes permettant de le déterminer. L'approche la plus exacte consisterait à résoudre l'équation de Biot et Savart. Cette approche est utilisée dans les modèles multidimensionnels. Le vecteur champ magnétique \vec{B} est dans ce cas donné par l'expression :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{\text{Volume}} \left(\frac{\vec{j} \wedge (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right) dV \quad (\text{II-13})$$

Où $\mu_0 = 1,2.10^{-6} (T.m.A^{-1})$ représente la perméabilité magnétique du vide.

Une contrainte unique mais non négligeable sur cette approche dans les modèles, réside dans le temps de calcul qu'occuperait la résolution de l'intégrale triple en chaque point du domaine d'étude.

Une autre manière de calculer le champ magnétique consiste à résoudre l'équation de Maxwell-Ampère :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) = \vec{j} \quad (\text{II-14a})$$

\vec{B} est réduit à sa composante azimutale B_θ donnée dans ce cas par l'expression :

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{R} \int_0^R r \cdot j_z \cdot dr \quad (\text{II-14b})$$

On suppose que la composante azimutale B_θ ne varie pas suivant la direction radiale. Cette approche est appropriée pour le cas d'un maillage monodimensionnel ou bidimensionnel structuré.

Une troisième approche consiste à exprimer le champ magnétique en fonction du potentiel vecteur \vec{A} . On écrit :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (\text{II-15})$$

Le potentiel vecteur vérifie une relation appelée condition de jauge de Poisson, obtenue par substitution de (II-15) dans l'équation (II-14a). Cette relation s'écrit :

$$\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{j} \quad (\text{II-16})$$

Par ailleurs, à l'infini, \vec{B} doit tendre vers 0. Par conséquent cette approche (II-16) implique l'utilisation de conditions limites appropriées pour le potentiel vecteur. Dans les modèles, si l'on ne considère pas une géométrie d'étude assez large (bord du domaine éloigné par rapport à la position du rayon de conduction), la prise en compte d'une condition de potentiel vecteur nul sur les bords de la géométrie n'est pas acceptable. De ce fait une condition de dérivée nulle est souvent adoptée.

Enfin il est possible de combiner la méthode du potentiel vecteur à l'approche de Biot-Savart. Pour calculer les composantes de \vec{A} , il s'agit alors d'utiliser l'équation (II-15) à

l'intérieur du domaine étudié, et la formulation de Biot-Savart au niveau des conditions limites. Cette dernière condition s'écrit :

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{\text{Volume}} \left(\frac{\vec{j}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) .dV \quad (\text{II-17})$$

Comme pour la méthode de Biot-Savart, cette méthode est contrainte au calcul d'une intégrale triple imposant un long temps de calcul.

Remarque :

Plus tard, pour la mise en place de notre modèle bidimensionnel, nous retiendrons la troisième méthode qui est celle du potentiel vecteur pour le calcul du champ magnétique, avec comme conditions limites une dérivée nulle.

2.2. Modèle unidimensionnel :

Nous considérons à présent le cas d'un arc dans de l'argon stabilisé par parois refroidies.

Il s'agit d'un arc dont la colonne est constrictée (stabilisée) par des disques en cuivre creux électriquement isolés les uns des autres et refroidis par circulation d'eau, tel que le montre la figure FII-1. Cette configuration stabilise l'arc de telle manière que l'on puisse supposer que pour toute section le long de l'axe, la décharge a un comportement identique.

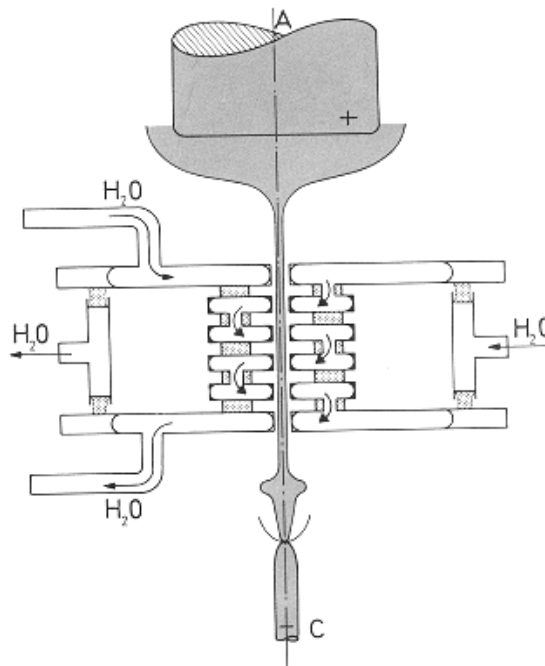


Figure FII-1: Configuration d'arc stabilisé par parois

L'étude peut alors être réduite à une dimension et les hypothèses générales suivantes sont adoptées :

- La géométrie est étudiée en symétrie axiale.
- L'étude est faite en régime stationnaire.
- On suppose que la pression est uniforme dans tout le volume de l'arc (pression atmosphérique).
- Il n'y a pas de phénomène de convection.
- Le rayonnement est pris en compte par l'intermédiaire du coefficient d'émission nette ε_n .

2.2.1 Equation de l'énergie pour le modèle à l'ETL

L'équation de l'énergie peut être écrite en fonction de la température. Pour le modèle à l'ETL, compte tenu des hypothèses ci-dessus, cette équation est réduite à l'équation d'Elenbaas-Heller qui s'écrit :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) + S_T = 0 \quad (\text{II-18})$$

Où T est la température du plasma, κ sa conductivité thermique, et S_T son terme source constitué des pertes par rayonnement et de l'effet joule.

$$S_T = \sigma E^2 - 4\pi\varepsilon_n \quad (\text{II-19})$$

2.2.2 Equations de l'énergie pour le modèle hors ETL

Les équations de conservation de l'énergie pour le modèle hors équilibre sont :

Pour les électrons :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + \sigma_{2T} E^2 - 4\pi\varepsilon_n - E_{eh} = 0 \quad (\text{II-20})$$

Et pour les particules lourdes :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa_h \frac{\partial T_h}{\partial r} \right) + E_{eh} = 0 \quad (\text{II-21})$$

T_e , T_h , κ_e et κ_h désignent respectivement la température des électrons, la température des particules lourdes, la conductivité thermique des électrons et la conductivité thermique des

particules lourdes. σ_{2T} représente la conductivité électrique hors ETL du plasma, et E_{eh} le terme de couplage des deux équations.

Le champ électrique est supposé constant et uniforme dans la direction radiale. Il est déterminé au travers de la loi d'Ohm :

$$E = \frac{I}{G} = \frac{I}{2\pi \int_0^{R_p} \sigma r dr} \quad (\text{II-22})$$

Dans (II-22) G désigne la conductance électrique du gaz et R_p le rayon des disques de stabilisation.

2.2.3 Discretisation par la méthode des volumes finis

S.V. Patankar [Pa1] a proposé une formulation des équations de conservation présentées dans le paragraphe 2.1.2. De façon générale, ces équations peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \text{div}(\rho u\phi) = \text{div}(\Gamma_\phi \cdot \text{grad}(\phi)) + S_\phi \quad (\text{II-23})$$

Le premier terme de cette équation désigne un terme temporel. Le second terme est un terme de convection où u est la vitesse moyenne de l'ensemble des particules, ρ la masse volumique du fluide et ϕ la grandeur à conserver. Les termes du second membre sont respectivement le terme de diffusion et le terme source, dans lesquels Γ_ϕ et S_ϕ désignent respectivement le coefficient de diffusion de ϕ et son terme source.

La méthode des volumes finis est la méthode choisie pour la résolution des équations aux dérivées partielles. Cette méthode est particulièrement employée dans le domaine de la mécanique des fluides, son avantage principal étant la conservation naturelle des flux. Elle consiste à subdiviser le domaine d'étude en plusieurs mailles. L'équation (II-18) est résolue sur chaque maille de proche en proche par l'intermédiaire d'un volume de contrôle centré sur un point P, situé à l'interface de deux mailles consécutives comme présenté sur la figure FII-2.

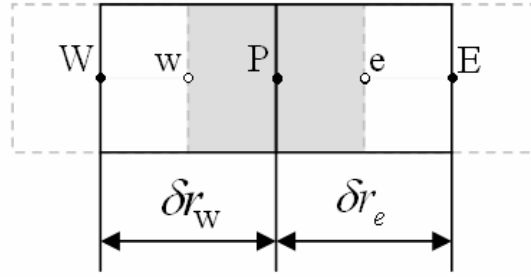


Figure FII-2 : schéma du volume de contrôle

L'intégration sur le volume de contrôle de l'équation (II-18) donne :

$$\int_w^e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) r \cdot dr + \int_w^e S_T \cdot r \cdot dr = 0 \quad (\text{II-24})$$

Où e et w désignent respectivement les interfaces est et ouest du volume de contrôle.

On suppose que le terme source S_T est uniforme dans une cellule. Compte tenu de la dimension (petite) de chaque maille, on suppose aussi que la température varie linéairement entre les faces w et e du volume de contrôle centré en P.

L'équation (II-24) aboutit alors à :

$$r_e \kappa_e \left(\frac{T_E - T_P}{\delta r_e} \right) - r_w \kappa_w \left(\frac{T_P - T_W}{\delta r_w} \right) + S_T \left(\frac{r_e^2 - r_w^2}{2} \right) = 0 \quad (\text{II-25})$$

Dans cette équation (II-25), κ_e , κ_w , T_E et T_W désignent respectivement les valeurs de la conductivité thermique et de la température du plasma aux interfaces respectives est (indice e) et ouest (indice w).

Le calcul de κ_e et κ_w est effectué à partir des valeurs connues sur des mailles principales au niveau des points W, E et P (figure FII-2). Une approche simple dite « méthode des différences centrées » consiste à effectuer des moyennes arithmétiques pour calculer κ_e et κ_w .

$$\text{On aurait dans ce cas :} \quad \kappa_e = \frac{\kappa_E + \kappa_P}{2} \quad (\text{II-26})$$

$$\text{et} \quad \kappa_w = \frac{\kappa_W + \kappa_P}{2} \quad (\text{II-27})$$

Cependant S.V. Patankar [Pa1] montre qu'une moyenne harmonique serait préférable.

$$\text{On a dans ce cas :} \quad \kappa_e = \frac{2\kappa_E\kappa_P}{\kappa_E + \kappa_P} \quad (\text{II-28})$$

$$\text{et} \quad \kappa_w = \frac{2\kappa_W\kappa_P}{\kappa_W + \kappa_P} \quad (\text{II-29})$$

Par changement de variable, l'équation (II-25) peut s'écrire :

$$a_p T_p = a_E T_E + a_w T_w + b \quad (\text{II-30})$$

$$\text{Avec :} \quad a_E = \frac{r_e \kappa_e}{\delta r_e} \quad (\text{II-31})$$

$$a_w = \frac{r_w \kappa_w}{\delta r_w} \quad (\text{II-32})$$

$$\text{Et} \quad b = \left(\sigma E^2 - 4\pi\epsilon_n \left(\frac{r_e^2 - r_w^2}{2} \right) \right) \quad (\text{II-33})$$

a_p , a_E et a_w sont les coefficients de Patankar et b le terme source dans le volume de contrôle.

Pour pouvoir converger, la méthode de Patankar est soumise à quatre règles fondamentales. Ces règles sont :

- 1- La cohérence aux interfaces des volumes de contrôle : les flux à l'interface de deux volumes de contrôle doivent avoir la même expression pour chacun des deux volumes.
- 2- Tous les coefficients de Patankar doivent être de même signe, arbitrairement positif.
- 3- La linéarisation du terme source doit être effectuée avec une pente négative afin d'éviter que a_p ne devienne négative.
- 4- Sauf en présence d'un terme source, le coefficient a_p doit être égal à la somme des autres coefficients. Dans ce cas on a : $a_p = a_w + a_E$ (II-34)

De manière similaire, la discrétisation des équations (II-20) et (II-21) du modèle à deux températures aboutit à la résolution d'un système de deux équations à deux inconnues de la forme :

$$\begin{cases} a_P^{e^-} T_P^{e^-} = a_E^{e^-} T_E^{e^-} + a_W^{e^-} T_W^{e^-} + b^{e^-} \\ a_P^h T_P^h = a_E^h T_E^h + a_W^h T_W^h + b^h \end{cases} \quad (\text{II-35-36})$$

Les coefficients de Patankar pour les équations des électrons sont donnés par :

$$a_E^{e^-} = \frac{r_e \kappa_e^{e^-}}{\delta r_e} \quad (\text{II-37})$$

et
$$a_W^{e^-} = \frac{r_w \kappa_W^{e^-}}{\delta r_w} \quad (\text{II-38})$$

Avec
$$b^{e^-} = (\sigma E^2 - 4\pi\epsilon_n - E_{eh}) \left(\frac{r_e^2 - r_w^2}{2} \right) \quad (\text{II-39})$$

Et pour les particules lourdes :

$$a_E^h = \frac{r_e \kappa_e^h}{\delta r_e} \quad (\text{II-40})$$

$$a_W^h = \frac{r_w \kappa_W^h}{\delta r_w} \quad (\text{II-41})$$

Avec
$$b^h = E_{eh} \left(\frac{r_e^2 - r_w^2}{2} \right) \quad (\text{II-42})$$

2.2.4 Géométrie et conditions limites

La figure FII-3 représente le maillage de la géométrie unidimensionnelle étudiée.

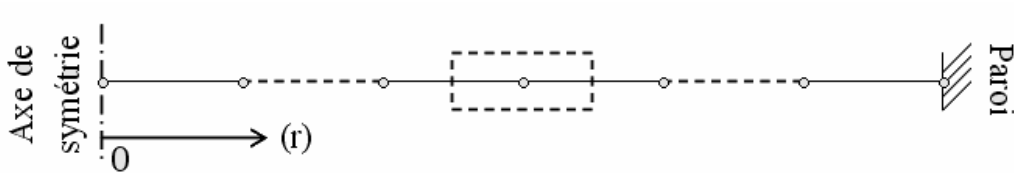


Figure FII-3 : Maillage de la géométrie 1D

A l'ETL, les conditions limites adoptées sont d'une part une condition de dérivée nulle sur l'axe : $\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0$ et d'autre part une température arbitrairement fixée à 3000K sur la paroi.

Dans le cas d'une modélisation prenant en compte le déséquilibre thermique et la mise en place de deux équations de l'énergie, les conditions limites utilisées pour les électrons et les particules lourdes sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Sur l'axe : } & \left. \frac{dT_e}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad \text{et} \quad \left. \frac{dT_h}{dr} \right|_{r=0} = 0 \\ \text{Sur la paroi : } & \left. \frac{dT_e}{dr} \right|_{r=R} = 0 \quad \text{et} \quad T_h = 3000K \end{aligned}$$

2.2.5 Procédure de résolution

La figure FII-4 présente l'organigramme du code de résolution à deux températures.

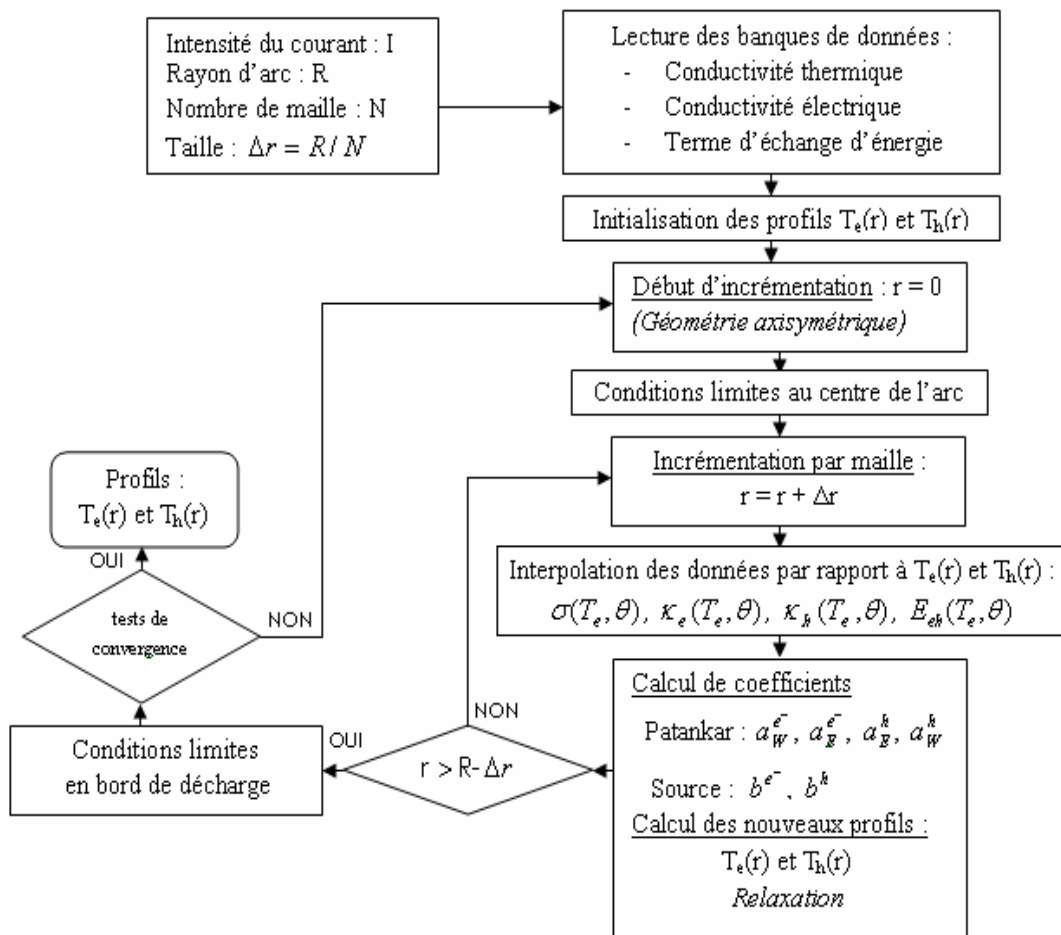


Figure FII-4 : Algorithme du code 1D stationnaire à l'ETL

NB : Les calculs sont effectués avec 300 points de maillage par défaut. L'influence de ce nombre de point de maillage est étudiée ultérieurement dans un paragraphe consacré aux études paramétriques.

2.3. Résultats pour le modèle 1D :

Afin de mettre en évidence les différences qui peuvent exister entre les résultats du modèle à l'ETL et ceux du modèle hors ETL, les résultats obtenus avec les deux modèles sont reportés et discutés dans les sous paragraphes suivants. La géométrie étudiée présente un rayon de 2mm.

2.3.1 Profil de température pour le modèle à l'ETL

La figure FII-5 représente les profils radiaux de la température pour des intensités de courant de 40A, 70A et 100A. On constate sur cette figure (FII-5) qu'une hausse de l'intensité de courant s'accompagne d'une densité de courant plus élevée et augmente le chauffage du milieu par effet joule. La température augmente alors sur tout le rayon de décharge au fur et à mesure que l'intensité du courant augmente. Quelle que soit ensuite la valeur de l'intensité les trois profils se rejoignent en bord de décharge à la température imposée sur la paroi.

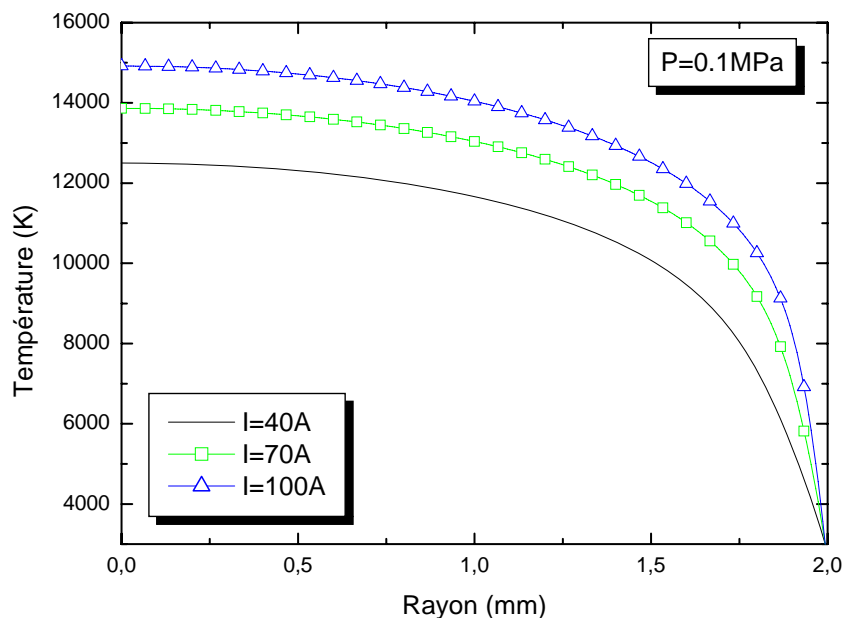


Figure FII-5: Modèle ETL – Influence de l'intensité du courant

Les figures FII-6 et FII-7 représentent respectivement la température axiale et la valeur du champ électrique, pour des intensités du courant allant de 10A à 100A.

La figure FII-6 permet de voir que la température sur l'axe augmente toujours en fonction du courant. Effectivement, une augmentation du courant se traduit par une plus importante quantité d'énergie transférée à un même volume de plasma au travers de l'effet joule.

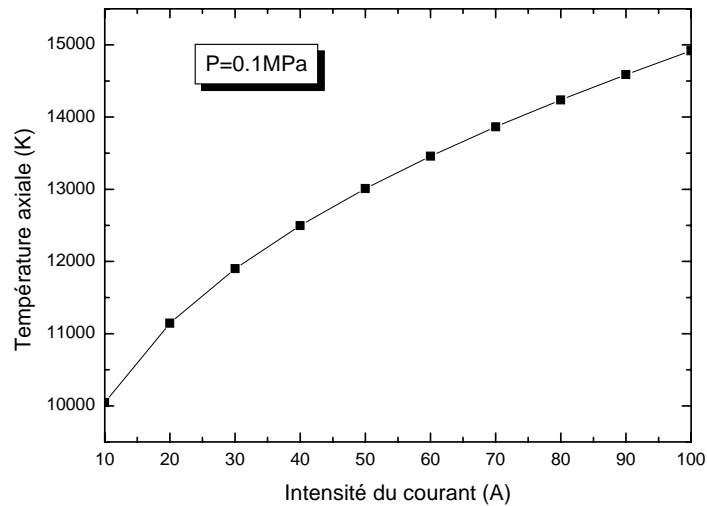


Figure FII-6 Evolution de la température axiale en fonction du courant

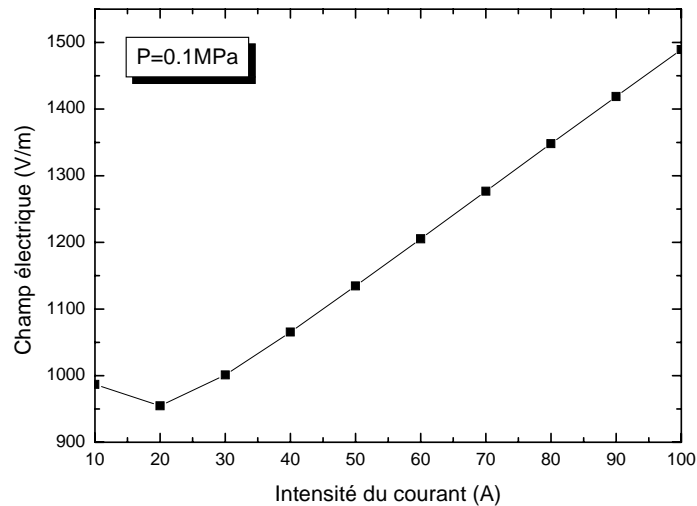


Figure FII-7 : Evolution du champ électrique en fonction du courant

Sur la figure FII-7, on observe que le profil du champ électrique est d'abord décroissant, puis il passe par un minimum à 20A avant de croître avec l'intensité du courant.

A faible courant, la conductivité électrique est faible et un fort champ électrique doit compenser cette faiblesse pour que l'arc soit établi et maintenu. D'abord ce champ électrique décroît car la conductivité électrique augmente avec la température du milieu. A partir d'une certaine température la conductivité électrique croît beaucoup moins vite et tend même à se stabiliser au fur et à mesure que la température augmente conduisant à une augmentation du champ électrique (figure FI-10).

Lorsque les pertes d'énergie (par rayonnement et par conduction) qui accompagnent la montée en température (liée à l'effet joule) sont importantes, le champ électrique augmente et permet de maintenir l'arc.

NB : Dans le cas des arcs libres, le volume du plasma s'étend lorsqu'on augmente l'intensité du courant. Le profil du champ électrique en fonction du courant est constamment décroissant.

2.3.2 Le modèle à deux températures

La figure FII-8 présente les profils de températures obtenus par le modèle hors ETL pour un rayon de 2mm et une intensité du courant de 40A.

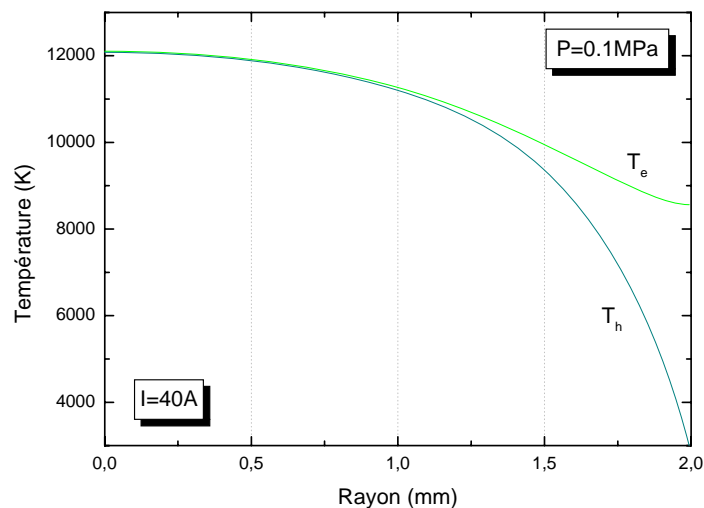


Figure FII-8 : Profils de la température hors ETL

On observe que l'équilibre s'installe depuis l'axe jusqu'à mi-distance du rayon. A partir de ce rayon ($r = 1\text{mm}$) la valeur de la température électronique s'écarte de celle des particules lourdes et s'étale jusqu'en bord de domaine.

La figure FII-9 représente une comparaison des profils de champ électrique en fonction de l'intensité du courant obtenus par le modèle à l'ETL et le modèle à deux températures.

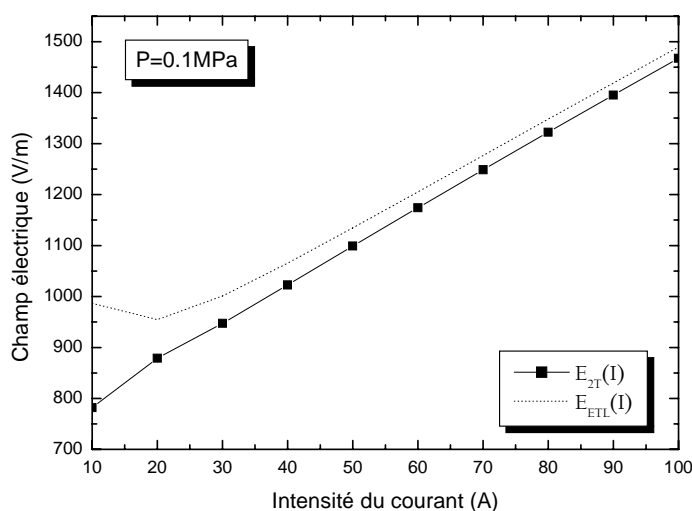


Figure FII-9 : Evolution du champ électrique en fonction du courant pour le modèle ETL et hors ETL

A faible intensité de courant, le profil de champ électrique obtenu par le modèle hors ETL s'écarte du profil de champ électrique à l'ETL et ne passe par aucun minimum. Cet écart se resserre progressivement lorsque le courant augmente. Comme nous avons pu le constater sur la figure FII-8 présentant les profils radiaux de la température électronique T_e et de la température des lourds T_h , les valeurs de T_e restent élevées sur le bord de la décharge permettant un passage du courant sur une plus grande section. Ainsi pour une valeur de l'intensité de courant donnée, la conductance est plus élevée pour le modèle hors ETL ce qui conduit à des valeurs moindres du champ électrique. Pour le modèle hors ETL quelle que soit la valeur de l'intensité, une grande partie du courant circule sur le bord de la décharge donnant moins de poids à la contribution axiale. Le passage par le minimum n'apparaît donc pas.

2.3.3 Les termes source du modèle à deux températures

La figure FII-10 représente les composantes du terme source des électrons pour le modèle à deux températures.

On observe sur cette figure que le terme joule est prépondérant au centre de la décharge et décroît en s'approchant des bords. La contribution du terme d'échange cependant augmente peu à peu et excèdera même le chauffage par effet joule en atteignant un maximum proche de la paroi. Le rayonnement, pris en compte à partir du coefficient d'émission nette, est significatif seulement dans la région chaude de l'arc et s'annule à la paroi.

Le chauffage par effet Joule est principalement responsable de l'entretien de la décharge au centre. Cependant en s'éloignant de l'axe le terme d'échange d'énergie croît et finit par le surpasser vers 1.34mm, puis marque une légère inflexion située à 1.85mm de rayon. A partir de ce rayon ($r = 1.85\text{mm}$), un pic de E_{eh} apparaît en bord de décharge. Lors d'une étude unidimensionnelle similaire réalisée dans le SF_6 , R. Girard [Gi1] expliquerait l'origine de ce comportement par l'utilisation d'une composition calculée à partir de la formulation de Potapov de l'équation de Saha généralisée à deux températures.

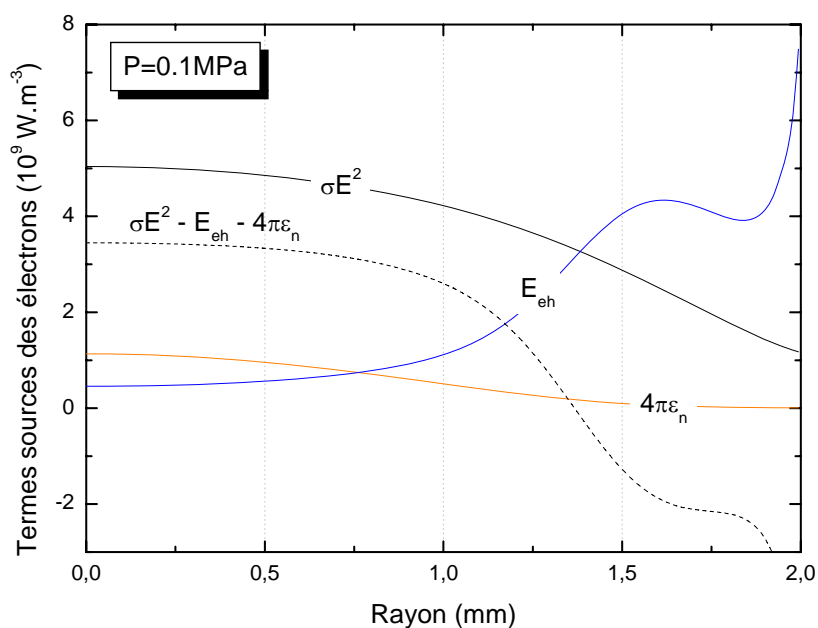


Figure FII-10 : Termes sources du modèle 1D hors ETL ($I = 40 \text{ A}$)

La variation du terme d'échange d'énergie est liée à celles de la densité électronique, de la fréquence de collision électrons-lourds, et de l'écart entre la température électronique et la température des lourds. Ces différentes grandeurs varient en fonction de la température électronique et du paramètre de déséquilibre. Afin de voir si cette dépendance des données à T_e et θ est responsable de cette augmentation du terme d'échange d'énergie en bord de domaine, les profils radiaux de la densité électronique, de la fréquence de collision électrons-lourds et de l'écart thermique entre T_e et T_h ont été reportés sur les figures suivantes.

La figure FII-11 représente le profil radial de la densité électronique.

On constate sur cette figure que le profil radial de la densité électronique décroît progressivement depuis la zone centrale à l'ETL jusqu'à la paroi au voisinage de laquelle les électrons sont moins présents. Aucune variation similaire à celle du terme d'échange n'est observée proche de la paroi pour la densité électronique.

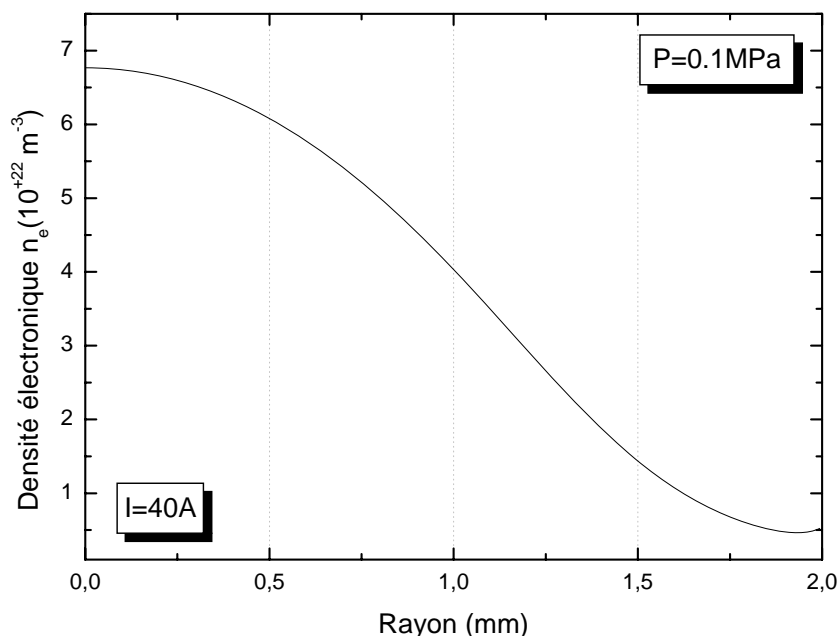


Figure FII-11 : Profil radial de la densité électronique

La fréquence de collision électrons-lourds est déterminée en fonction de la densité électronique, son profil radial a été calculé et reporté sur la figure FII-12.

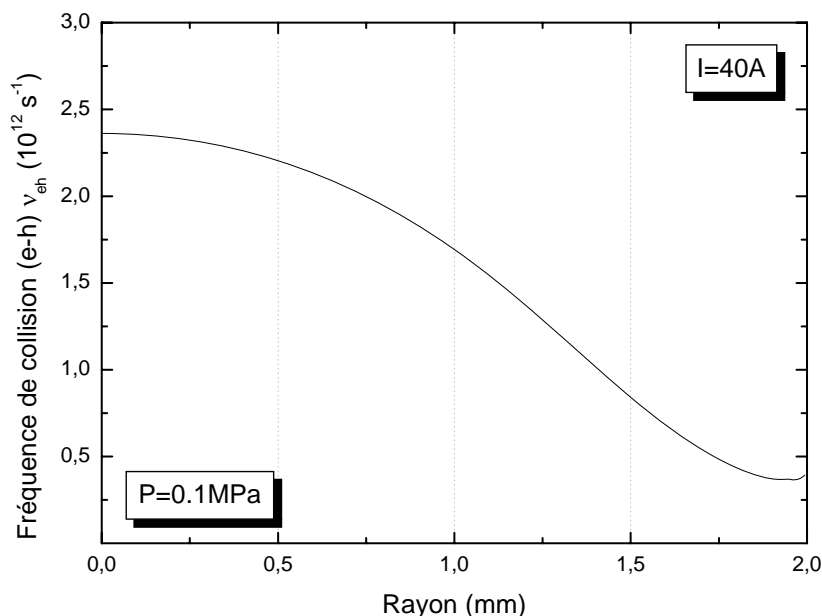


Figure FII-12 : Profil radial de la fréquence de collision électron-lourds

L'allure générale de la fréquence de collision ν_{eh} (FII-12) est similaire à celle de la densité électronique radiale dont elle dépend.

Le dernier terme, en fonction duquel s'exprime le terme d'échange d'énergie, et susceptible d'influer sur l'évolution de ce dernier en proche paroi est l'écart $(T_e - T_h)$. Son profil radial a été reporté sur la figure FII-13. Le profil observé sur cette figure confirme que le déséquilibre thermique est maximal sur la paroi. Cette allure de $(T_e - T_h)$ pourrait expliquer l'allure du terme d'échange (figure FII-10).

L'écart apparaît environ à mi-distance de l'axe et croît de façon exponentielle jusqu'à la paroi à partir de 1.5 mm . Au rayon 1.85 mm , l'écart entre les deux températures vaut 2885 K et θ vaut 1.49 . A la paroi ($r=2 \text{ mm}$) on trouve $(T_e - T_h) = 5678 \text{ K}$ et θ vaut environ 2.9 . On constate qu'un facteur 2 se répercute sur les valeurs du terme d'échange entre $r=1.85 \text{ mm}$ et $r=2 \text{ mm}$, provoquant la croissance soudaine du terme d'échange proche de la paroi.

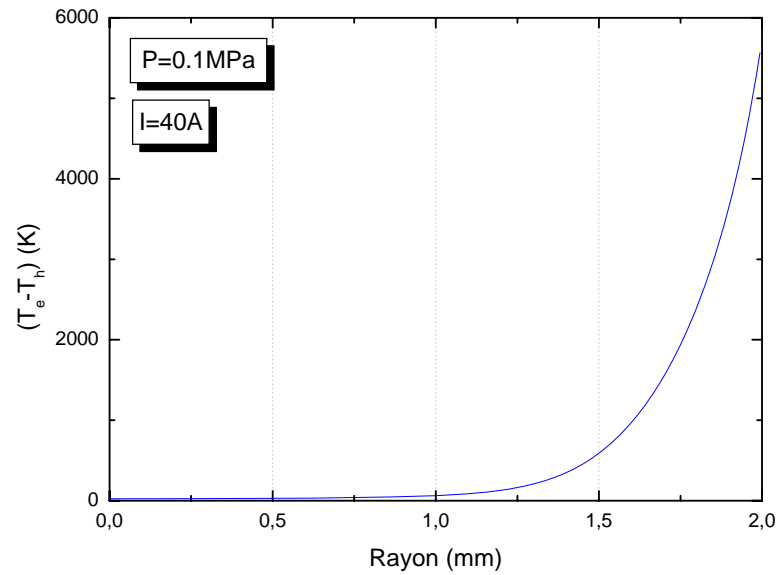


Figure FII-13 : Profil radial de l'écart $(T_e - T_h)$

2.3.4 Étude paramétrique

Une étude paramétrique relative à l'influence du nombre de point de maillage, de l'intensité du courant, et du rayon de décharge a été effectuée. Les sous paragraphes suivants décrivent les résultats obtenus.

2.3.4.1 Influence du nombre de points de maillage

Pour vérifier si les profils de températures sont influencés par le nombre de points N utilisés pour le maillage, nous avons lancé le calcul pour 300, 650 et 1000 points de maillage sur une géométrie de 2mm de rayon à la pression atmosphérique. Les profils obtenus ont été reportés la figure FII-14. On constate sur cette figure que les profils de températures des électrons et des particules lourdes sont confondus pour 300, 650 et 1000 points de maillage sur la géométrie. Dans toute la suite de cette étude à une dimension, nous travaillerons systématiquement avec 300 points de maillage.

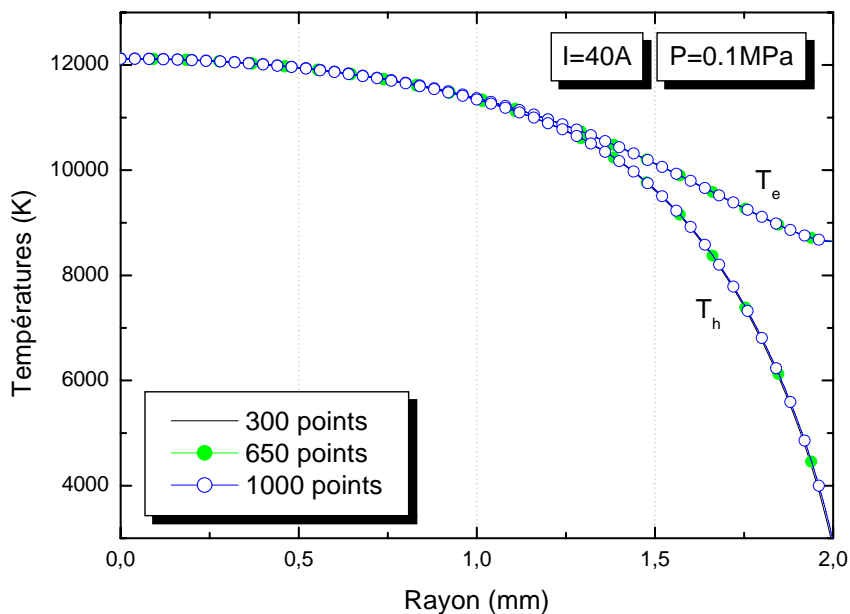


Figure FII-14: Influence du nombre de points de maillage sur les profils radiaux de T_e et T_h .

2.3.4.2 *Influence de l'intensité du courant sur le déséquilibre*

La figure FII-15 reporte les profils des températures des électrons et des particules lourdes pour différentes valeurs de l'intensité du courant.

Au voisinage de l'axe, T_e et T_h sont pratiquement confondues et le déséquilibre ne commence à apparaître qu'en s'approchant du bord. L'augmentation du courant se traduit par une plus grande quantité d'énergie à faire passer dans le même volume de plasma. L'équipartition de l'énergie s'en trouve donc favorisée. Ainsi, en augmentant l'intensité du courant, l'équilibre entre T_e et T_h s'installe de plus en plus vers le bord du plasma.

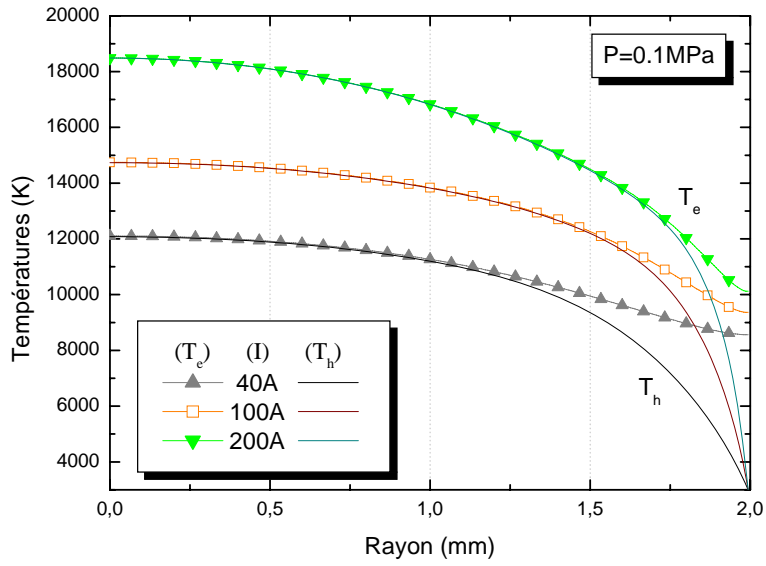


Figure FII-15 : Influence de l'intensité du courant

2.3.4.3 Influence du rayon

La figure FII-16 montre l'influence de la dimension du rayon de la décharge sur le déséquilibre thermique.

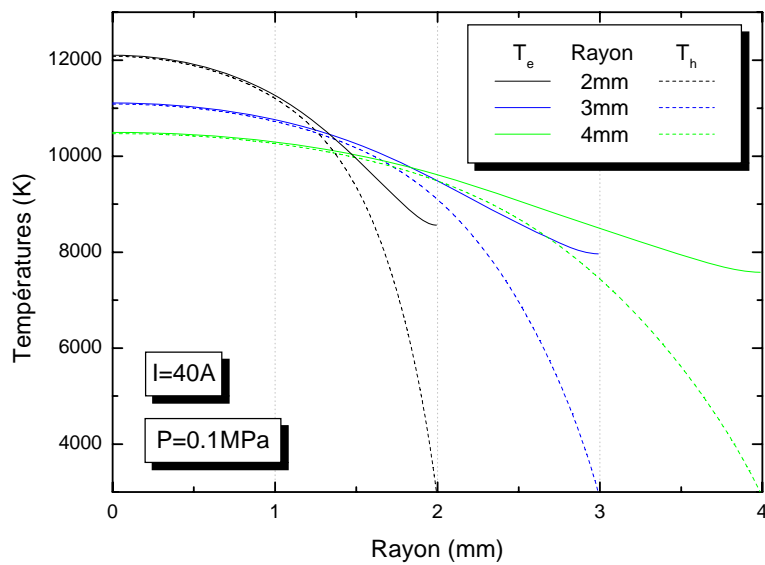


Figure FII-16 : Modèle à deux températures - Influence de la dimension du rayon

En augmentant le rayon, la proportion de plasma en déséquilibre augmente. Ainsi le déséquilibre occupe une part plus importante du volume. Cette augmentation du rayon ayant pour effet d'élargir le volume du plasma, on observe aussi un refroidissement du plasma sur l'axe de la colonne.

2.3.5 Comparaison des modèles ETL et hors ETL

La figure FII-17 représente la comparaison des profils de températures obtenus à l'ETL et hors ETL.

La température sur l'axe pour le modèle à l'ETL est légèrement supérieure à celle obtenue pour le modèle à deux températures. Une diminution de l'effet joule au centre de la décharge, pour le modèle 2T, entraîne une baisse de la température par rapport aux résultats assumant l'hypothèse de l'ETL.

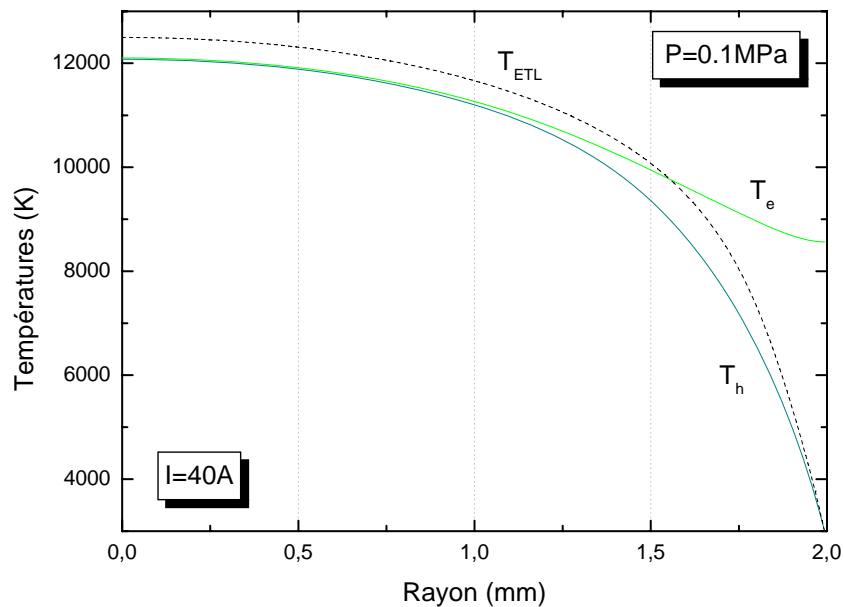


Figure FII-17 : Comparaison des profils de températures à l'ETL et hors ETL

La figure FII-18 compare les évolutions des températures axiales issues des deux modèles (ETL et hors ETL) en fonction de l'intensité du courant.

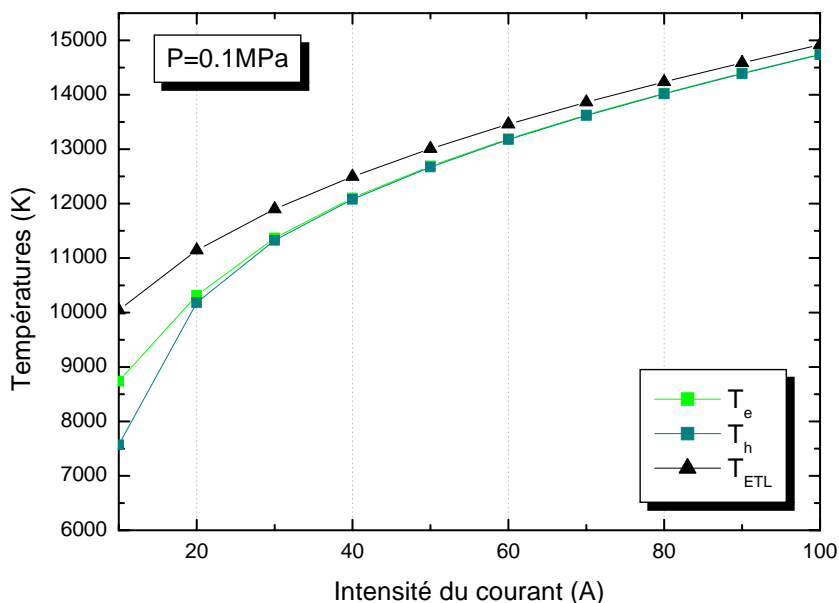


Figure FII-18 : Evolution des températures axiales en fonction du courant

Dans le cas du modèle hors ETL, on observe sur cette figure (FII-18) qu'en dessous de 30A un écart entre la température des électrons et la température des particules lourdes se crée. Au-delà de cette intensité, cet écart disparaît sur l'axe de la décharge. On remarque aussi que l'écart sur l'axe entre les températures issues du modèle à l'ETL et du modèle à hors ETL diminue progressivement avec l'augmentation du courant mais T_{ETL} demeure supérieure aux températures obtenues par le modèle à 2T.

2.4. Bilan :

Cette partie du travail a permis d'introduire la théorie de base de la modélisation. Un modèle unidimensionnel a ensuite été élaboré pour le cas à l'ETL et hors ETL. Ce modèle a permis de mettre en évidence l'existence du déséquilibre thermique en bord de décharge. Effectivement le modèle hors ETL a confirmé que la température des électrons s'écarte de la température des particules lourdes en s'éloignant de l'axe. Néanmoins l'équilibre entre T_e et T_h règne en région centrale de la décharge.

Une étude menée sur les termes sources a confirmé l'importance du terme Joule dans la région centrale de la décharge. Par contre en s'éloignant de l'axe, le terme d'échange d'énergie finit par devenir prépondérant bien qu'il faille pondérer son influence par la baisse de la densité électronique le long du rayon. Nous avons conclu que cette variation de E_{eh} pouvait être liée à l'évolution de l'écart entre T_e et T_h proche de la paroi.

Une étude paramétrique relative aux influences du nombre de points de maillage, de l'intensité du courant et du rayon de décharge sur les profils de températures, a été réalisée. Les résultats ont révélé que pour un rayon de 2mm, le nombre de points de maillage n'influe pas de manière significative sur les profils de la température. Quant à l'augmentation de l'intensité du courant, les calculs ont démontré que cela confortait l'équipartition de l'énergie dans la décharge et tendait donc à réduire la zone en déséquilibre thermique proche de la paroi. En revanche lorsque le rayon de décharge augmente, pour une même intensité du courant, la zone en déséquilibre thermique a plutôt tendance à s'élargir.

Enfin une confrontation des résultats à l'ETL et hors ETL a été développée dans ce chapitre. Nous avons pu montrer que les températures obtenues avec le modèle hors ETL étaient systématiquement inférieures sur l'axe de la décharge à celles données par le modèle ETL. Ceci a été expliqué par l'étalement du plasma dans le modèle hors ETL qui conduisait à un passage d'une plus grande quantité de courant sur la périphérie de la décharge et donc à une diminution du terme de chauffage par effet Joule sur l'axe de la décharge.

Chapitre 3

LE MODELE BIDIMENSIONNEL A DEUX TEMPERATURES

Chapitre III

LE MODELE BIDIMENSIONNEL A DEUX TEMPERATURES

Dans l'étude des plasmas, il existe plusieurs circonstances (proximité à une paroi, rentrée de gaz froid, ... entraînant un gradient de concentration) pour lesquelles l'équipartition de l'énergie entre les particules est mise à défaut. La température des électrons T_e s'écarte alors de celle des particules lourdes T_h de sorte que les modèles doivent tenir compte du déséquilibre thermique ainsi créé. Il est nécessaire dans ces conditions d'établir deux équations de l'énergie afin de pouvoir étudier la variation de la température électronique par rapport à celle des particules lourdes. Des écritures de ces équations ont été présentées dans le chapitre précédent, toutefois dans le modèle unidimensionnel résolu, elles ont été réduites à l'équation d'Elenbaas-Heller.

En dépit des nombreux travaux réalisés, la modélisation à deux températures des plasmas thermiques repose toujours sur un certain nombre d'hypothèses physiques correspondant à différents processus dans le plasma. La façon dont ces processus sont pris en compte au travers des équations du modèle peut être différente selon les auteurs. En général, les différences majeures entre chaque modèle interviennent au niveau des équations de conservation de l'énergie. Il est alors intéressant de voir comment ces équations sont établies.

Cette partie du travail traite de l'extension de notre étude à un modèle bidimensionnel sur une configuration d'arc libre. Dans l'objectif d'avoir une vue d'ensemble sur la manière dont les interactions (électrons et lourds) sont prises en compte au travers des équations, quelques formulations de l'équation de l'énergie des électrons issues de travaux relatifs aux plasmas hors équilibre sont d'abord présentées. Les équations de l'énergie que nous résoudrons pour notre modèle bidimensionnel seront ensuite exposées.

La confrontation des résultats obtenus avec les résultats expérimentaux sera ensuite présentée. Enfin une étude paramétrique sur le comportement du déséquilibre sera réalisée et discutée avant de clore le chapitre par les limites d'utilisation du modèle.

3.1 Prise en compte des interactions électrons lourds dans les modèles à deux températures :

Les interactions entre les particules permettent d'assurer les transferts d'énergies dans le plasma et jouent un rôle prépondérant dans les équations de l'énergie des électrons et des particules lourdes. Ces interactions correspondent aux collisions élastiques et inélastiques entre particules et aux phénomènes de rayonnement.

Pour les plasmas thermiques, ou proches de l'équilibre, les densités électroniques sont tellement élevées que les collisions élastiques électrons – lourds sont un processus essentiel de transfert d'énergie. Elles sont prises en compte au travers du terme d'échange d'énergie E_{eh} .

Concernant le rayonnement, ce dernier est représenté au travers de la divergence du flux radiatif. La plupart des auteurs l'attribuent comme une perte pour les électrons. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Enfin, dans les travaux de la littérature, la manière dont les collisions inélastiques sont prises en compte n'est pas toujours claire. Ces processus sont pourtant importants car ils sont liés à l'ionisation ou à la recombinaison des espèces.

Afin de formaliser la manière dont tous ces processus sont pris en compte dans les équations d'énergie des lourds et des électrons, nous proposons dans le prochain paragraphe une rapide description des travaux de Mitchner et al [Mi1] portant sur l'écriture de l'équation de l'énergie des électrons dans un plasma à deux températures.

3.1.1 Approche de Mitchner & al [Mi1]

Afin de décrire l'équation de l'énergie des électrons, Mitchner *et al* [Mi1] propose de partir de l'équation de l'énergie totale, qui de manière générale peut s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho.e) + \vec{\nabla} \cdot (\rho.e.\vec{u}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - p.\vec{\nabla} \vec{u} + S \quad (\text{III-1})$$

e et ρ désignent respectivement l'énergie interne totale, et la densité de masse. S correspond aux termes de gains ou de pertes d'énergie, p à la pression, u à la vitesse.

Pour les électrons, on a :

$$e = \frac{3}{2m_e} k_b T_e \quad (\text{III-2})$$

$$\rho_e = m_e n_e \quad (\text{III-3})$$

L'équation (III-1) devient donc pour les électrons :

$$\frac{D}{Dt} \left(n_e \cdot \frac{3}{2} k_b T_e \right) + \vec{\nabla} \cdot \left(n_e \cdot \frac{3}{2} k_b T_e \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e - p_e \cdot \vec{\nabla} \vec{u} + S \quad (\text{III-4})$$

Il s'agit alors d'exprimer le terme source S en fonction des phénomènes physiques dans le plasma. Pour les électrons, le gain d'énergie le plus important, se fait au travers du travail de la force électrique (effet joule). On peut montrer que son expression est donnée par l'équation ci-dessous :

$$S = \vec{J} \cdot \vec{E} \quad (\text{III-5a})$$

Où \vec{J} désigne la densité de courant donnée par la loi d'Ohm généralisée [Mi1][Tr1][Co2] et \vec{E} le champ électrique.

$$\frac{\vec{J}}{\sigma} \approx \vec{E} + \frac{\vec{\nabla} p_e}{n_e} \quad (\text{III-5b})$$

Mitchner et al [Mi1] propose de prendre en compte les collisions des électrons avec le reste du plasma au travers de deux termes : un terme E_{ch} correspondant aux collisions élastiques et un terme \dot{N} correspondant aux pertes d'énergie des électrons par unité de volume dues aux collisions inélastiques. Nous allons à présent nous intéresser à ce dernier terme.

Pour simplifier l'approche, Mitchner ne considère que les ions chargés une fois positivement. L'auteur les assimile à des atomes excités dont l'énergie d'excitation est égale au potentiel d'ionisation ε_i . En notant par \dot{R} les pertes d'énergie par rayonnement par unité de volume du plasma (évaluées par le terme $4\pi\varepsilon_n$ dans l'équation (II-7) du chapitre précédent), et par \dot{U} la variation d'énergie par unité de volume dans les niveaux excités, on peut avoir [Mi1] :

$$\dot{U} = \dot{N} - \dot{R} \quad (\text{III-6})$$

Pour établir l'équation (III-6) Mitchner fait l'hypothèse que les collisions inélastiques à trois corps électrons – argon neutre sont les processus majoritaires d'ionisation (devant les collisions entre neutres) et que l'énergie d'ionisation provient alors des électrons. La raison pour laquelle le rayonnement intervient dans cette équation n'est pas clairement exposée dans les travaux de Mitchner. Nous y reviendrons plus tard.

La quantité \dot{U} peut alors être exprimée en terme de taux de production d'états excités \dot{n}_k donné par la formule suivante:

$$\dot{U} = \sum_k \varepsilon_k \dot{n}_k \quad (\text{III-7})$$

Où ε_k indique l'énergie du $k^{\text{ième}}$ niveau mesuré à partir du niveau fondamental de l'atome. Le taux \dot{n}_k est donné par l'équation de continuité des atomes à l'état excités qui s'écrit :

$$\dot{n}_k = \frac{\partial n_k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [n_k (\vec{u} + \vec{U}_k)] \quad (\text{III-8})$$

Où U_k désigne la vitesse de diffusion de l'atome excité considéré.

En combinant les équations (III-6), (III-7) et (III-8), les pertes par collisions inélastiques sont données par :

$$\dot{N} \cong \dot{R} + \frac{\partial}{\partial t} \sum_k \varepsilon_k n_k + \vec{\nabla} \cdot \sum_k n_k \varepsilon_k (\vec{u} + \vec{U}_k) \quad (\text{III-9})$$

Mitchner considère alors que le terme dominant au niveau de la somme sur k concerne la contribution des ions. Dans ces conditions, l'équation (III-9) devient :

$$\dot{N} \cong \dot{R} + \varepsilon_i \frac{\partial (n_i)}{\partial t} + \varepsilon_i \vec{\nabla} \cdot [n_i (\vec{u} + \vec{U}_i)] \quad (\text{III-10})$$

n_i désigne la densité de concentration des ions, ε_i le potentiel d'ionisation, et U_i la vitesse de diffusion des ions.

En sachant que les équations de continuité des ions et des électrons peuvent s'écrire :

$$\text{Pour les ions :} \quad \frac{\partial (n_i)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [n_i (\vec{u} + \vec{U}_i)] = \dot{n}_i \quad (\text{III-11})$$

$$\text{Pour les électrons : } \frac{\partial(n_e)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [n_e(\vec{u} + \vec{U}_e)] = \dot{n}_e \quad (\text{III-12})$$

Avec \dot{n}_e le taux de production d'électrons, n_e leur densité de concentration, et U_e leur vitesse de diffusion.

En tenant compte de l'équation de conservation de la charge :

$$\dot{n}_e = \dot{n}_i \quad (\text{III-13})$$

$$\text{On peut avoir : } n_e \vec{U}_e = n_i \vec{U}_i \quad (\text{III-14})$$

On peut alors développer l'expression (III-10) telle que :

$$\dot{\mathbf{N}} \cong \dot{\mathbf{R}} + \frac{\partial(\varepsilon_i n_i)}{\partial t} + \varepsilon_i \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{u}) + \varepsilon_i \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{U}_i) \quad (\text{III-15a})$$

$$\dot{\mathbf{N}} \cong \dot{\mathbf{R}} + \frac{\partial(\varepsilon_i n_i)}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}(\varepsilon_i n_i) + \varepsilon_i n_i \cdot \vec{\nabla} \vec{u} + \varepsilon_i \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{U}_i) \quad (\text{III-15b})$$

$$\dot{\mathbf{N}} \cong \dot{\mathbf{R}} + \frac{\partial(\varepsilon_i n_e)}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}(\varepsilon_i n_e) + \varepsilon_i n_e \cdot \vec{\nabla} \vec{u} + \varepsilon_i \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{U}_e) \quad (\text{III-15c})$$

A partir de l'équation de conservation de la charge, la densité de courant électronique J_e peut s'exprimer :

$$\vec{\mathbf{J}} \approx \vec{\mathbf{J}}_e = -q \cdot n_e \vec{U}_e \quad (\text{III-16})$$

On peut alors écrire :

$$\dot{\mathbf{N}} \cong \dot{\mathbf{R}} + \frac{D(\varepsilon_i n_i)}{Dt} + \varepsilon_i n_e \cdot \vec{\nabla}(\vec{u}) - \varepsilon_i \vec{\nabla} \cdot \frac{\mathbf{J}_e}{q} \quad (\text{III-17})$$

Dans (III-17), q représente la charge élémentaire. L'équation de conservation de la charge établit que la divergence de la densité de courant est nulle. Or, cette dernière est pratiquement égale à la densité de courant électronique et on peut ainsi négliger le dernier terme de l'équation (III-17).

A partir de toutes ces considérations, le terme source de l'équation (III-4) s'écrit donc :

$$S = \vec{\mathbf{J}} \cdot \vec{\mathbf{E}} - E_{ech} - \dot{\mathbf{N}} \quad (\text{III-18})$$

En substituant S dans (III-4), l'équation de conservation de l'énergie des électrons peut s'écrire :

$$\frac{\partial \left[n_e \left(\frac{3}{2} k_b T_e + \varepsilon_i \right) \right]}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[n_e \left(\frac{3}{2} k_b T_e + \varepsilon_i \right) \vec{u} \right] = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_e) - p_e \cdot \vec{\nabla} \vec{u} + \vec{J} \cdot \vec{E} - E_{eh} - \dot{R} \quad (\text{III-19})$$

En supposant que le gradient de pression électronique est faible devant celui de la vitesse on a :

$$p_e \cdot \nabla u = \nabla(p_e \cdot u) - u \cdot \nabla p_e \cong \nabla(p_e \cdot u) = \nabla(n_e k_b T_e \cdot u) \quad (\text{III-20})$$

Ce qui permet d'obtenir l'équation donnée par Mitchner

$$\frac{\partial \left[n_e \left(\frac{3}{2} k_b T_e + \varepsilon_i \right) \right]}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[n_e \left(\frac{5}{2} k_b T_e + \varepsilon_i \right) \vec{u} \right] = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_e) + \vec{J} \cdot \vec{E} - E_{eh} - \dot{R} \quad (\text{III-21})$$

Nous n'avons pas encore détaillé l'expression du flux de chaleur q_e dans l'équation (III-21). Ce flux est généralement exprimé au travers du gradient de température et de la conductivité thermique. Mitchner y a aussi inclut le flux enthalpique des électrons qui traduit le fait que la vitesse de diffusion des électrons n'est pas nécessairement négligeable devant la vitesse du fluide. On a ainsi :

$$\vec{q}_e = -\kappa_e \vec{\nabla} T_e - \frac{5}{2} \frac{k_b T_e}{e} \vec{J}_e \quad (\text{III-22})$$

En considérant que la densité de courant est essentiellement constituée de la part électronique, l'équation (III-21) aboutit en régime stationnaire à une écriture plus courante de l'équation de l'énergie des électrons dans les modèles à deux températures telle que :

$$\vec{\nabla} \cdot \left[n_e \left(\frac{5}{2} k_b T_e + \varepsilon_i \right) \vec{u} \right] = \vec{\nabla} \cdot (\kappa_e \vec{\nabla} T_e) + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} \vec{J} \cdot \vec{\nabla} (T_e) + \vec{J} \cdot \vec{E} - E_{eh} - \dot{R} \quad (\text{III-23})$$

Mitchner et al n'ont pas détaillé dans leur travail quelles composantes étaient incluses dans la conductivité thermique électronique. Certains auteurs n'y mettent que la conductivité thermique de translation [Hs2][Ha1] alors que d'autres y ajoutent la conductivité thermique

de réaction [Tr1][Co2]. Un article de synthèse proposé par Rat [Ra2] montre assez clairement que la part de la conductivité thermique de réaction associée aux phénomènes d'ionisation doit être attribuée aux électrons. Pour d'autres gaz que l'argon, la part due aux dissociations doit être attribuée aux particules lourdes. Nous reviendrons sur l'influence de ce choix dans un paragraphe ultérieur.

Pour compléter l'approche de Mitchner, on peut trouver dans la littérature un certain nombre d'auteurs [Ha1][Ka1][Ho1] qui prennent en compte les processus d'ionisation et de recombinaison au travers un terme source $-\tau.E_i$ ajouté à l'équation de l'énergie des électrons, où E_i représente l'énergie d'ionisation, et τ le taux de création ou de disparition des électrons au travers de l'ionisation ou la recombinaison des ions. Ces approches sont exactement les mêmes que celle proposée par Mitchner si ce n'est qu'elles utilisent une forme explicite de l'équation de conservation de la densité électronique qui s'écrit alors en régime stationnaire :

$$\vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{u}) = -\tau \quad (\text{III-24})$$

L'énergie d'ionisation étant une constante, à partir de (III-24) on peut écrire la relation :

$$-\tau.E_i = -\varepsilon_i \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{u}) = -\vec{\nabla} \cdot (n_e \varepsilon_i \vec{u}) \quad (\text{III-25})$$

On peut alors aboutir à l'équation de l'énergie électronique (III-23) ou bien (III-26) :

$$\vec{\nabla} \cdot \left[n_e \left(\frac{5}{2} k_b T_e \right) \vec{u} \right] = \vec{\nabla} \cdot (\kappa_e \vec{\nabla} T_e) + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} \vec{\nabla} \cdot (\vec{J} T_e) + \vec{J} \cdot \vec{E} - E_{eh} - \tau.E_i - \dot{R} \quad (\text{III-26})$$

Y. Bartosiewicz *et al* [Ba1], A. Kaminska [Ka1] et J. Haidar [Ha1] se basent sur les travaux de Hoffert et Lien [Ho1] et calculent ce coefficient au travers de la formule :

$$\tau = k_{ion} n_e n_n - k_{re} n_i n_e^2 \quad (\text{III-27a})$$

Où n_e, n_n et n_i sont les densités respectives des électrons, des particules neutres et des ions. k_{ion} et k_{re} désignent respectivement le taux d'ionisation et de recombinaison des ions. Ces paramètres sont liés par la relation :

$$K_{Saha} = \frac{k_{ion}}{k_{re}} = \left(\frac{2Q_{Ar^+}^{int}}{Q_{Ar}^{int}} \right) \left(\frac{2\pi m_e k_b T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{Ar^{(z)}}}{k_b T_e} \right) \quad (III-27b)$$

Avec :

$$k_{ion} = 8.S_1.(2\pi.m_e)^{-1/2} (k_b T_e)^{3/2} \cdot \left(\frac{E_1^*}{2k_b T_e} + 1 \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{ion}}{k_b T_e} \right) \quad (III-27c)$$

Pour l'argon, on a [Ho1][Ka1] : $S_1 = 7.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \text{ eV}^{-1}$ et $E_1^* = 11.67 \text{ eV}$

Remarque :

On a considéré que toutes les particules étaient animées d'une vitesse d'ensemble qui est celle du plasma. Dès lors une correction de vitesse est apportée pour l'équation des électrons au travers du transport de flux enthalpique. Cependant, certains auteurs dont S. Nguyen-Kuok [Sh1] considèrent directement une vitesse des électrons \vec{U}_e différente de la vitesse \vec{U} des particules lourdes assimilée à celle du plasma.

La vitesse \vec{U}_e considérée dans l'équation de l'énergie des électrons fait alors intervenir 4 contributions : la vitesse d'ensemble \vec{U} du gaz, la vitesse de dérive \vec{u}_D des électrons sous l'effet du champ magnétique, la vitesse de diffusion ambipolaire \vec{u}_A , et la vitesse de diffusion thermique \vec{u}_T telle que :

$$\vec{U}_e = \vec{U} + \vec{u}_D + \vec{u}_A + \vec{u}_T \quad (III-28)$$

3.1.2 Equation d'énergie des particules lourdes

Dans son ouvrage, Mitchner a particulièrement bien détaillé le traitement de l'équation de l'énergie pour les électrons. Cependant moins d'explications sont données sur l'équation d'énergie des lourds. Nous proposons dans ce paragraphe de donner les bases permettant d'obtenir cette équation.

La méthode la plus correcte, consiste à repartir de l'équation de Boltzman des particules lourdes que l'on peut écrire sous la forme de l'équation (III-29) pour les particules de type i :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \vec{\nabla}_r f_i + \vec{a}_i \cdot \vec{\nabla}_v f_i = \left\{ \frac{\delta f_i}{\delta t} \right\}_{coll} \quad (\text{III-29})$$

Avec f_i , la fonction de distribution, v_i la vitesse et a_i l'accélération. Le terme à la droite de l'équation représente l'opérateur de collisions. Pour simplifier dans un premier temps, en ne considérant que la première ionisation de l'argon, il s'agit, pour les particules lourdes, d'écrire une équation pour les atomes neutres et une autre pour les atomes une fois ionisés. Il est alors possible d'obtenir l'équation de l'énergie de ces particules en calculant les moments d'ordre 2 de l'équation (III-29) pour chaque espèce. Ces moments sont calculés à partir de l'équation (III-30) avec $\Psi = \frac{1}{2} m_{Ar} \overline{v_{Ar}^2}$ pour les atomes d'argon neutre et $\Psi = \frac{1}{2} m_{Ar+} \overline{v_{Ar+}^2} + \varepsilon_i$ pour l'argon une fois ionisé.

$$\frac{\partial n_i \overline{\Psi}}{\partial t} + \vec{\nabla}_r n_i \overline{\Psi \vec{v}_i} - n_i \overline{\vec{a}_i \cdot \vec{\nabla}_v \Psi} = \int \left\{ \frac{\delta f_i}{\delta t} \right\}_{coll} \Psi d^3 v_i \quad (\text{III-30})$$

Après quelques manipulations algébriques on obtient pour les atomes neutres :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \left(n_{Ar} \frac{3}{2} (kT_{Ar}) \right)}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \left(\left(\frac{3}{2} n_{Ar} kT_{Ar} \right) (\vec{u} + \vec{U}_{Ar}) \right) + \vec{\nabla}_r (p_{Ar} \cdot (\vec{u} + \vec{U}_{Ar})) + \vec{\nabla} \overline{q_{Ar}} \\ & - n_{Ar} \overline{\vec{F}_{Ar}} (\vec{u} + \vec{U}_{Ar}) = \frac{1}{2} \int \left\{ \frac{\delta f_i}{\delta t} \right\}_{coll} m_{Ar} (\vec{v}_{Ar} \vec{v}_{Ar}) d^3 v_{Ar} \end{aligned} \quad (\text{III-31})$$

Et pour les ions :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \left(n_{Ar+} \left(\frac{3}{2} kT_{Ar+} + \varepsilon_i \right) \right)}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \left(n_{Ar+} \left(\frac{3}{2} kT_{Ar+} + \varepsilon_i \right) (\vec{u} + \vec{U}_{Ar+}) \right) + \vec{\nabla}_r (p_{Ar+} \cdot (\vec{u} + \vec{U}_{Ar+})) \\ & + \vec{\nabla} \overline{q_{Ar+}} - n_{Ar+} \overline{\vec{F}_{Ar+}} (\vec{u} + \vec{U}_{Ar+}) = \int \left\{ \frac{\delta f_i}{\delta t} \right\}_{coll} \left[\frac{1}{2} m_{Ar} (\vec{v}_{Ar} \vec{v}_{Ar}) + \varepsilon_i \right] d^3 v_{Ar+} \end{aligned} \quad (\text{III-31})$$

A partir des hypothèses suivantes :

- Les vitesses de diffusion U_{Ar+} et U_{Ar} sont négligeables devant la vitesse u du fluide
- Le terme de collision peut s'exprimer en fonction des fréquences de collisions élastiques et inélastiques
- On considère que les collisions élastiques sont prépondérantes

- La température des lourds est la même pour toutes les particules

Si on utilise de plus les équations (III-12) et (III-13) on peut écrire, en sommant les équations de l'énergie de chaque espèce :

$$\frac{\partial \left((n_{Ar} + n_{Ar+}) \frac{3}{2} (kT_h) \right)}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \cdot \left(\left(\frac{3}{2} (n_{Ar} + n_{Ar+}) kT_h \right) \vec{u} \right) + \vec{\nabla}_r \cdot ((p_{Ar+} + p_{Ar}) \cdot \vec{u}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_h = E_{ch} \quad (III-32)$$

T_h désigne la température des lourds. On constate dans cette dernière équation que le terme en $n_{Ar+} \varepsilon_i$ n'apparaît plus du côté convectif car il s'annule avec celui correspondant aux collisions inélastiques de l'autre côté de l'égalité.

Concernant le flux de chaleur, il est généralement exprimé en fonction du gradient de la température et de la conductivité thermique des lourds :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_h = -\kappa_h \vec{\nabla} T_h, \quad (III-33)$$

Comme nous l'avons déjà précisé dans la partie consacrée aux électrons, certains auteurs considèrent que la conductivité thermique de réaction doit être associée à l'équation des lourds et donc être comprise dans K_h . Nous discuterons ce point dans les paragraphes qui suivent.

3.2 Etat des lieux des différents modèles de la littérature concernant l'équation de l'énergie :

Le tableau 2 récapitule les équations de l'énergie résolues dans quelques modèles issus de la littérature, ainsi que de brefs commentaires relatifs à chaque modèle. L'équation est scindée en 3 parties, comme indiqué sur l'équation générale suivante :

$$\underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \phi)}_{\text{TERME DE CONVECTION}} = \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\Gamma_\phi \vec{\nabla}(\phi))}_{\text{TERME DE DIFFUSION}} + \underbrace{S_\phi}_{\text{TERME SOURCE}} \quad (III-34)$$

Auteurs - Equations Grandeurs conservées		Terme de convection	Terme de diffusion	Terme source	Commentaires
D.M. Chen et al [Ch2]	Electrons	$\vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_e k_b T_e \right) \vec{u} \right]$	$\vec{\nabla} \cdot \left(\begin{array}{l} \kappa_e \vec{\nabla}(T_e) \\ + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} (\vec{J} T_e) \end{array} \right)$	$\begin{array}{l} + \vec{J} \cdot \vec{E} \\ - E_{eh} \\ - \dot{R} \end{array}$	Pour la résolution les auteurs négligent le terme $n_i \varepsilon_i$ par rapport à l'enthalpie des lourds. $\kappa_h = \kappa_h^{tr} + \kappa_r$
	Lourds	$\vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_i k_b T_h \right) \vec{u} \right] + n_i \varepsilon_i$	$\vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \vec{\nabla}(T_h))$	$+ E_{eh}$	
J. Haidar [Ha1]	Electrons	$\vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_e k_b T_e \right) \vec{u} \right]$	$\vec{\nabla} \cdot \left(\begin{array}{l} \kappa_e \vec{\nabla}(T_e) \\ + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} (\vec{J} T_e) \end{array} \right)$	$\begin{array}{l} + \vec{J} \cdot \vec{E} \\ - E_{eh} \\ - \dot{R} \\ - \tau \cdot E_i \end{array}$	τ est donné par la formule (III-27a)
	Lourds	$\vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_i k_b T_h \right) \vec{u} \right]$	$\vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \vec{\nabla}(T_h))$	$+ E_{eh}$	
K.C. Hsu & al [Hs2]	Electrons	$\vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_e k_b T_e \right) \vec{u} \right] + n_e \varepsilon_i$	$\vec{\nabla} \cdot \left(\begin{array}{l} \kappa_e \vec{\nabla}(T_e) \\ + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} (\vec{J} T_e) \end{array} \right)$	$\begin{array}{l} + \vec{J} \cdot \vec{E} \\ - E_{eh} \\ - \dot{R} \end{array}$	Equations identiques à Mitchner [Mi1] $\kappa_h = \kappa_h^{tr} + \kappa_r$
	Lourds	$\vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_h k_b T_h \right) \vec{u} \right]$	$\vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \vec{\nabla}(T_h))$	$+ E_{eh}$	
Trelles & al [Tr1]	Electrons	$\vec{\nabla} \cdot [\rho \vec{u} h_e]$	$\vec{\nabla} \cdot \left(\begin{array}{l} \kappa_e \vec{\nabla}(T_e) \\ + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} (\vec{J} T_e) \end{array} \right)$	$\begin{array}{l} + \vec{J} \cdot \vec{E} \\ - E_{eh} \\ - \dot{R} \end{array}$	$h_e = \frac{1}{\rho} \left(\frac{5}{2} n_e k_b T_e \right)$ $h_h = \frac{1}{\rho} \left(\frac{5}{2} n_h k_b T_h + \sum_i n_i \varepsilon_i \right)$ $\kappa_h = \kappa_h^{tr} + \kappa_r$
	Lourds	$\vec{\nabla} \cdot [\rho \vec{u} h_h]$	$\vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \vec{\nabla}(T_h))$	$+ E_{eh}$	
Colombo & al [Co2]	Electrons	$\vec{\nabla} \cdot [\rho \vec{u} h_e]$	$\vec{\nabla} \cdot \left(\begin{array}{l} \kappa_e \vec{\nabla}(T_e) \\ + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} (\vec{J} T_e) \end{array} \right)$	$\begin{array}{l} + \vec{J} \cdot \vec{E} \\ - E_{eh} \\ - \dot{R} \end{array}$	$h_e = \frac{1}{\rho} \left(\frac{5}{2} n_e k_b T_e \right)$ $h_h = \frac{1}{\rho} \left(\frac{5}{2} n_h k_b T_h + \sum_i n_i \varepsilon_i \right)$ $\kappa_h = \kappa_h^{tr}$
	Lourds	$\vec{\nabla} \cdot [\rho \vec{u} h_h]$	$\vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \vec{\nabla}(T_h))$	$+ E_{eh}$	
Abdullah & al [Ab1]	Electrons	$\vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{5}{2} n_e k_b T_e \right) \vec{u} \right]$	$\vec{\nabla} \cdot \left(\begin{array}{l} \kappa_e \vec{\nabla}(T_e) \\ + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} (\vec{J} T_e) \end{array} \right)$	$\begin{array}{l} + \vec{J} \cdot \vec{E} \\ - E_{eh} \\ - \dot{R} \\ - \tau \cdot E_i \end{array}$	$h_h = \left(\frac{5}{2} n_h k_b T_h \right)$ $\kappa_h = \kappa_h^{tr}$
	Lourds	$\vec{\nabla} \cdot [\vec{u} h_h]$	$\vec{\nabla} \cdot (\kappa_h \vec{\nabla}(T_h))$	$+ E_{eh}$	

Tableau 2 : Equations de l'énergie dans les modèles à deux températures

De manière générale ces études conduisent à des équations toutes similaires à un terme près. Elles respectent toutes le fait que la somme de l'équation de l'énergie pour les lourds et pour les électrons doit permettre de retrouver l'équation de l'énergie du plasma à l'équilibre si $T_e=T_h$.

K.C. Hsu [Hs2] et J. Haidar [Ha1], contrairement à D.M. Chen & al [Ch2], conviennent du fait que l'énergie en jeu due à l'ionisation revient aux électrons. D.M. Chen et al [Ch2] négligent dans leur modèle le terme $n_i \varepsilon_i$ devant l'enthalpie due à la translation des particules lourdes. Cela est probablement dû au fait que dans la configuration qu'ils modélisent pour leur étude, la température des électrons ne dépasse pas 12000K. Trelles [Tr1] quant à lui considère que le fait de résoudre l'équation de l'énergie des lourds sous la forme de l'enthalpie massique, contenant le terme en ε_i ne nécessite pas de le prendre en compte dans l'équation des électrons. Les travaux les plus récents sont ceux de Colombo [Co2] portant sur la modélisation d'une double torche. Dans ces travaux, les auteurs font la même hypothèse que Trelles sur le terme en ε_i . Concernant la conductivité thermique de réaction, sans que cela soit explicite, il semble que les auteurs la prennent en compte avec la conductivité des électrons. Enfin, le dernier article présenté dans le tableau correspond à une modélisation hors équilibre thermique et cinétique d'une torche ICP fonctionnant dans un mélange Ar - CO₂ - H₂ [Ab1]. Les auteurs prennent clairement en compte le terme de pertes dû à l'ionisation dans l'équation de conservation des électrons ainsi que les pertes dues à la dissociation des molécules dans l'équation des lourds. Par contre, leur modèle cinétique leur permet de s'affranchir de la notion de conductivité de réaction puisqu'ils calculent les flux de diffusion des particules en direct. Toutefois, ils montrent que la prise en compte de ces flux revient à considérer le transport d'énergie de réaction due aux phénomènes d'ionisation dans le bilan d'énergie des électrons. De même, ils proposent que les phénomènes de transport de l'énergie de dissociation soient pris en compte dans l'équation de l'énergie des lourds.

Nous proposons dans la suite de ce travail une comparaison des résultats que nous avons obtenus en appliquant les différentes formulations dans notre code. Cette comparaison permettra de choisir définitivement la formulation que nous adopterons par la suite. Avant cela nous allons décrire dans le prochain paragraphe la manière dont nous avons résolu ces équations de l'énergie.

3.3 Méthode de résolution de l'équation de l'énergie :

La résolution des équations aux dérivées partielles nécessite l'utilisation de méthodes numériques. La méthode des volumes finis décrite par S.V. Patankar et al [Pa1] est souvent utilisée pour modéliser des écoulements fluides car elle permet d'avoir une bonne conservation du flux.

3.3.1 Problématique

Les propriétés de transport du plasma varient en fonction de la température du milieu. Cette dépendance des variables à la température du gaz nécessite d'avoir une attention particulière sur la conservation du flux dans chaque maille lors de la résolution de l'équation de l'énergie. Pour le cas d'un plasma d'argon à deux températures par exemple, le profil de la chaleur spécifique en fonction de la température électronique comporte des maxima correspondants à des processus d'ionisation. Or ce paramètre se place dans un opérateur divergence au niveau des équations et sa variation en fonction de la température rend la résolution plus complexe.

Par ailleurs, si l'on écrit l'équation de l'énergie en fonction de l'enthalpie et de la température, une conversion enthalpie-température doit être mise en place au niveau des conditions limites car il est plus commode d'écrire ces dernières en température plutôt qu'en enthalpie. La difficulté de mettre en place cette conversion dépend du logiciel de modélisation utilisé. Dans le cas du logiciel commercial @Fluent, présenté dans le paragraphe 3.5, l'impossibilité d'accéder au code source du logiciel rend cette conversion relativement difficile à mettre en place.

Dans un travail relatif à l'écoulement d'un gaz à l'équilibre thermique, Murthy et Mathur [Mu1] se sont penchés sur des problèmes similaires et ont proposé une approche semblable à la méthode des volumes finis pour la résolution d'une équation de l'énergie. Cette approche, est présentée dans le sous paragraphe suivant.

3.3.2 Approche de Murthy et Mathur [Mu1]

Dans un système de coordonnées cartésiennes $\{x_i\}_{i=1,2,3}$, l'équation de l'énergie pour un gaz à l'équilibre peut s'écrire en fonction de son enthalpie statique telle que :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial p}{\partial t} + S_h \quad (\text{III-35})$$

Où u_i représente les composantes de la vitesse d'ensemble du gaz, τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses, et S_h l'ensemble des termes source. Dans le cas de la configuration d'arc libre que nous souhaitons étudier, les forces issues des contraintes visqueuses du gaz, représentées par le terme $\frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_i}$, seront négligées.

Afin d'améliorer la discrétisation des termes en divergences tout en assurant le caractère conservatif de l'équation, J.I. Murthy et S.R. Mathur [Mu1] proposent de réécrire l'équation (III-35) en température (III-36). Une méthode itérative similaire à celle de Patankar consiste alors à réinjecter les valeurs de la température et de l'enthalpie obtenues à chaque itération en cours dans l'itération qui suit.

L'équation (III-35) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p T) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i C_p T) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial p}{\partial t} + S_h + \frac{\partial}{\partial t} \rho (C_p T^* - h^*) + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho u_i (C_p T^* - h^*) \quad (\text{III-36})$$

où T^* et h^* désignent respectivement les valeurs de la température et de l'enthalpie à l'itération en cours.

A la convergence on doit avoir $T = T^*$, de manière à ce que les termes en T et T^* s'annulent par identité, et que l'équation revienne à son écriture en enthalpie (III-35). Cette formulation permet de traiter les termes temporels, de convection et de diffusion en T , en

tenant compte des valeurs de la température T^* et de l'enthalpie h^* obtenues à chaque itération.

Dans l'objectif de valider l'équation de Murthy au cas d'un écoulement plasma, la prochaine étape sera d'utiliser l'équation (III-36) pour la modélisation d'un plasma d'argon à l'équilibre thermodynamique local, en configuration d'arc libre, et sous le logiciel @Fluent présenté dans le paragraphe suivant. Les résultats issus de ce modèle seront ensuite comparés avec les profils expérimentaux de K.C. Hsu [Hs1].

Nous pourrions ensuite mettre en place le modèle hors ETL en nous inspirant de l'écriture (III-36) de l'équation de l'énergie pour écrire les équations des électrons et des particules lourdes.

3.4 Présentation du logiciel @Fluent 12.0 :

Le logiciel commercial @Fluent constitue un outil robuste de simulation numérique utilisé en ingénierie pour simuler les écoulements de fluides, les transferts thermiques, ainsi qu'une multitude de phénomènes associés incluant les écoulements turbulents, réactifs, et multiphasiques. Le solveur de @Fluent est basé sur la résolution par la méthode des volumes finis de l'équation générale de conservation présentée dans le chapitre précédent.

Cependant le solveur n'est pas destiné à l'étude d'un écoulement plasma. Il est de plus contenu dans une « boîte noire ». Ainsi, les modules de coefficients de transport et de terme sources, liés à l'équation de l'énergie du solveur de @Fluent ne peuvent être directement utilisés pour un plasma. Les équations relatant l'aspect électrique du plasma par exemple ne sont pas directement prises en compte dans le solveur.

Afin d'adapter ce solveur de @Fluent à la résolution d'un plasma d'arc, un code écrit et compilé en langage C, appelé UDF (User-defined function) interprété par le solveur, doit être développé par l'utilisateur. Ce code permet à l'utilisateur de @Fluent de « personnaliser » les termes de l'équation générale de conservation (III-37) et ainsi d'adapter sa résolution au cas d'une équation de l'énergie d'un plasma. Il en est de même pour toutes les autres équations nécessaires dans le modèle.

La figure FIII-1 représente de façon globale le schéma fonctionnel du logiciel @Fluent avec l'UDF.

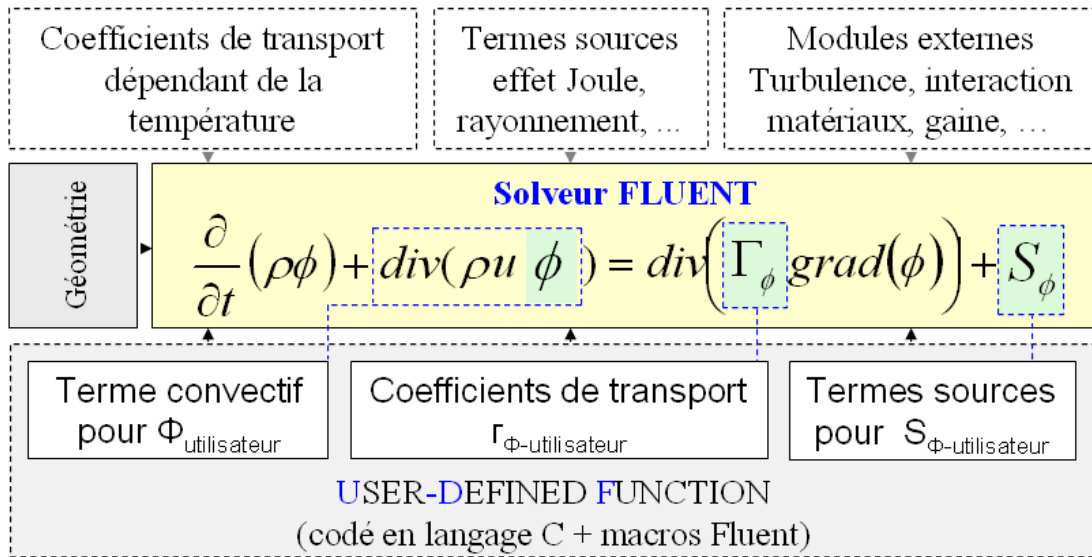


Figure FIII-1 : schéma fonctionnel du logiciel @Fluent

Ainsi, les équations du modèle relatives à la conservation d'une propriété ϕ du plasma seront paramétrées dans l'UDF au travers d'un coefficient de diffusion Γ_ϕ et des termes sources S_ϕ correspondants. Ces paramétrages se feront au travers des macros fournies par le logiciel que nous verrons plus en détail dans les sous paragraphes qui suivent.

3.5 Description de l'équation de Murthy à l'ETL sur l'UDF-@Fluent :

Le logiciel @Fluent [Flu1] dispose de multiples fonctions et macros destinées au codage des différents termes et variables physiques de l'équation générale de conservation :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{u}\phi) = \vec{\nabla} \cdot (\Gamma_\phi \vec{\nabla}(\phi)) + S_\phi \quad \text{(III-37)}$$

Si l'on ne résout pas l'équation de l'énergie par défaut de @Fluent, la température pourra par exemple être définie au travers d'un scalaire dit UDS (User-Defined Scalar) créé sur l'interface de @Fluent. L'équation de conservation de ce scalaire est codée (paramétrage

du terme de convection, de diffusion, et du terme source) dans l'UDF dans une macro dite de type DEFINE_UDS_FLUX, lue par @Fluent.

De même l'utilisateur a la possibilité de stocker la valeur d'une grandeur quelconque dans une variable mémoire dit UDM (User-Mefined Memory).

Toutes les autres grandeurs utilisées peuvent ainsi être repérées par l'intermédiaire de variables @Fluent, soit aux centres, soit sur les faces des cellules du domaine maillé à étudier. De façon générale, des suffixes C (centre) ou F (face) permettent de les localiser.

Le tableau suivant montre par exemple la désignation sous @Fluent d'un scalaire (la température par exemple) et de son gradient.

Variable		Scalaire n°i	Gradient du scalaire
T	Au centre des cellules	C_UDSI(c,t,i)	C_UDSI_G(c,t,i)
	A la face des cellules	F_UDSI(f,t,i)	F_UDSI_G(f,t,i)

Tableau 2a : Exemples de variable de centre et de face de cellule en @Fluent

Où c, f, et t identifient la localisation des valeurs des variables sur le maillage selon le tableau suivant :

Déclaration		Désignation
cell_c	c	Identifiant de cellule dans un alignement de plusieurs cellules
face_f	f	Identifiant de face dans un alignement de plusieurs faces
thread	*t	Pointeur d'un alignement de cellules ou de faces

Tableau 2b : Identification du type de donnée

3.6 Définitions des propriétés thermodynamiques dans l'UDF :

Suite à la prise en compte de l'enthalpie statique h, alors que @Fluent résout automatiquement sa propre équation de l'énergie en enthalpie totale, 4 propriétés du gaz doivent être redéfinies dans le code en fonction de la température. Il s'agit de la densité, de la viscosité, de la vitesse du son dans le gaz, et de la conductivité thermique.

La macro DEFINE_PROPERTY permet de définir les trois premières propriétés.

3.6.1 Définition de la densité du plasma

Elle est donnée par les formules respectives :

$$\rho = \sum_i m_i \cdot n_i \quad (\text{III-38})$$

Les concentrations d'espèces n_i sont interpolées depuis les données de composition tabulées en fonction de T_e et θ .

3.6.2 Définition de la viscosité du plasma

La viscosité du plasma intervient dans le terme source de l'équation de conservation de quantité de mouvement. Sa valeur est également interpolée depuis les banques de données calculées dans le chapitre I.

3.6.3 Définition de la vitesse du son dans le gaz

La vitesse du son c dans le plasma est calculée en fonction de la température des particules lourdes T_h .

$$c = \sqrt{\gamma \cdot R_s \cdot T_h} = \sqrt{\frac{C_p \cdot R_s \cdot T_h}{(C_v - R_s)}} \quad (\text{III-39})$$

Où R_s , C_p et C_v désignent respectivement la constante spécifique du gaz, et les chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant.

3.6.4 Définition de la conductivité thermique du plasma

Relativement à l'équation de l'énergie, la conductivité thermique est le coefficient de diffusion de la température du plasma. Elle est définie dans le code par une macro appelée `DEFINE_DIFFUSIVITY`.

3.7 Définition des autres termes de l'équation de conservation:

Ces termes sont : le terme de convection, le terme de diffusion et le terme source.

3.7.1 Le terme de convection et le terme de diffusion

On peut créer dans l'UDF l'équation de conservation d'un scalaire qui représentera la température par l'équation générale de conservation (III-37). Pour un scalaire arbitraire Φ de coefficient de diffusion Γ_ϕ , représentant respectivement la température et la conductivité thermique dans le cas d'un plasma, l'équation résolue en régime stationnaire par @Fluent s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho u_i \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = S_\phi \quad (\text{III-40})$$

Où S_ϕ désigne le terme source.

La macro DEFINE_UDS_FLUX permet de définir les valeurs aux faces des cellules du terme convectif de forme générale $(\vec{\nabla} \cdot \vec{\psi} \phi)$. Par défaut, $\vec{\psi}$ désigne le produit de la densité par la vitesse : $\rho \vec{v}$. Dans la macro, la valeur du flux est retournée par la fonction F_FLUX.

Par ailleurs, dans l'équation (III-36) que nous souhaitons résoudre, le terme convectif est :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i C_p T) \quad (\text{III-41a})$$

Alors que par défaut, dans l'équation du scalaire (III-40), ce terme est :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \phi) \quad (\text{III-41b})$$

Pour être conforme à l'équation (III-41a), on peut d'après le manuel UDF de Fluent multiplier le flux retourné par la chaleur spécifique C_p , on écrira dans la macro :

return F_FLUX(f,t)* C_p ;

Dans ce cas la valeur de C_p à la face d'une cellule est obtenue par une moyenne harmonique de ses valeurs aux centres de deux cellules adjacentes c0 et c1 à l'intérieur du domaine, ou bien ramenée à la valeur au centre de la cellule c0 si l'on est en bord de domaine.

3.7.2 Le terme source

La macro DEFINE_SOURCE permet de définir le terme source. Dans le cas de l'équation de l'énergie, la dissipation par effet Joule et les pertes par rayonnement constituent le terme source S_h à calculer. Dans le cas de l'équation (III-36), les termes non linéaires en T^* et en H^* doivent être intégrés au niveau du code dans le calcul du terme source. En régime stationnaire, ce terme est donné par :

$$Source = S_h + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho u_i (C_p T^* - H^*) \quad (III-42)$$

Nous avons vu dans le sous paragraphe 3.4.2 que T^* constitue la valeur du scalaire calculée à chaque itération. Elle est accessible au centre des cellules par $C_UDSI(c,t,i)$ et sur les faces par $F_UDSI(f,t,i)$ (i représentant le numéro du scalaire). En connaissant T^* , on peut donc accéder aux valeurs de C_p et de H^* à partir des données tabulées.

Le calcul du terme source (III-42) fait intervenir l'estimation de la divergence. Celle-ci est obtenue par discrétisation du terme sur chaque volume de contrôle, c'est-à-dire sur chaque face d'une cellule du maillage. Pour chaque paire de cellules adjacentes $c0$ et $c1$, un flux sortant de $c0$ constitue un flux entrant pour $c1$ sauf en bord de domaine où les valeurs à la face sont ramenées à celles au centre de la cellule $c0$ considérée.

En posant $X = \rho u_i (C_p T^* - h^*)$ et en désignant par V le volume de contrôle, on peut obtenir la valeur par unité de volume de $div(X)$ aux faces par les formules :

$$div(X) = \frac{[X]_{c0} - [X]_{c1}}{V} \quad \text{si } c1 \text{ existe} \quad (III-43a)$$

$$div(X) = \frac{[X]_{c0}}{V} \quad \text{si l'on est en bord de domaine.} \quad (III-43b)$$

3.8 Equations et procédure générale de résolution :

Le solveur @Fluent dispose de différents algorithmes de résolution de l'équation générale de conservation écrite sous la forme (III-44) et relative au tableau 3. Ces catégories sont distinguées par l'ordre dans lequel les macros dans l'UDF sont appelées et les équations résolues.

Le tableau 3 permet de répertorier ces équations ainsi que la liste des termes à fournir au logiciel pour la résolution à l'ETL et à 2T.

$$div(\alpha \rho u \phi) = div(\Gamma_\phi \cdot grad(\phi)) + S_\phi \quad (III-44)$$

Pour le modèle 2T, les termes en divergence comportant T_h^* et h_h^* sont notés :

$$div(X_h) = div(\rho u_i (C_{p_h} T_h^* - h_h^*)) \quad (III-45)$$

$$div(X_e) = div(\rho u_i (C_{p_e} T_e^* - h_e^*)) \quad (III-46)$$

Equation de conservation		α	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Masse		1	1	0	0
Moment axial		1	u	μ	$+ j_r B_\theta$
Moment radial		1	v	μ	$- j_z B_\theta$
ETL	Température du plasma	1	T	κ	$\frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} - 4\pi\epsilon_n + div(X) + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} \vec{J} \cdot \vec{grad}(T)$
2T	Temp. Electrons	1	T_e	κ_e	$\frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} - 4\pi\epsilon_n - E_{eh} + div(X_e) + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} \vec{J} \cdot \vec{grad}(T_e)$
	Lourds	1	T_h	κ_h	$E_{eh} + div(X_h)$
Potentiel scalaire		0	V	σ	0
Potentiel vecteur axial		0	A_z	1	$\mu_0 \cdot j_z$
Potentiel vecteur radial		0	A_r	1	$\mu_0 \cdot j_r - \frac{A_z}{r^2}$

Tableau 3 : Liste des termes à fournir à @Fluent pour chaque équation

La symétrie axiale du système est une option à activer sur l'interface du logiciel. Une fois cette option activée, les développements des dérivées partielles en coordonnées

cylindriques qui doivent figurer dans les termes sources des équations de conservation des moments sont automatiquement pris en compte par le solveur et ne sont pas représentés dans ce tableau.

L'architecture de l'algorithme de résolution pour le modèle à l'ETL et le modèle à 2T, est similaire. La figure FIII-2 représente l'algorithme de résolution des équations du modèle à deux températures.

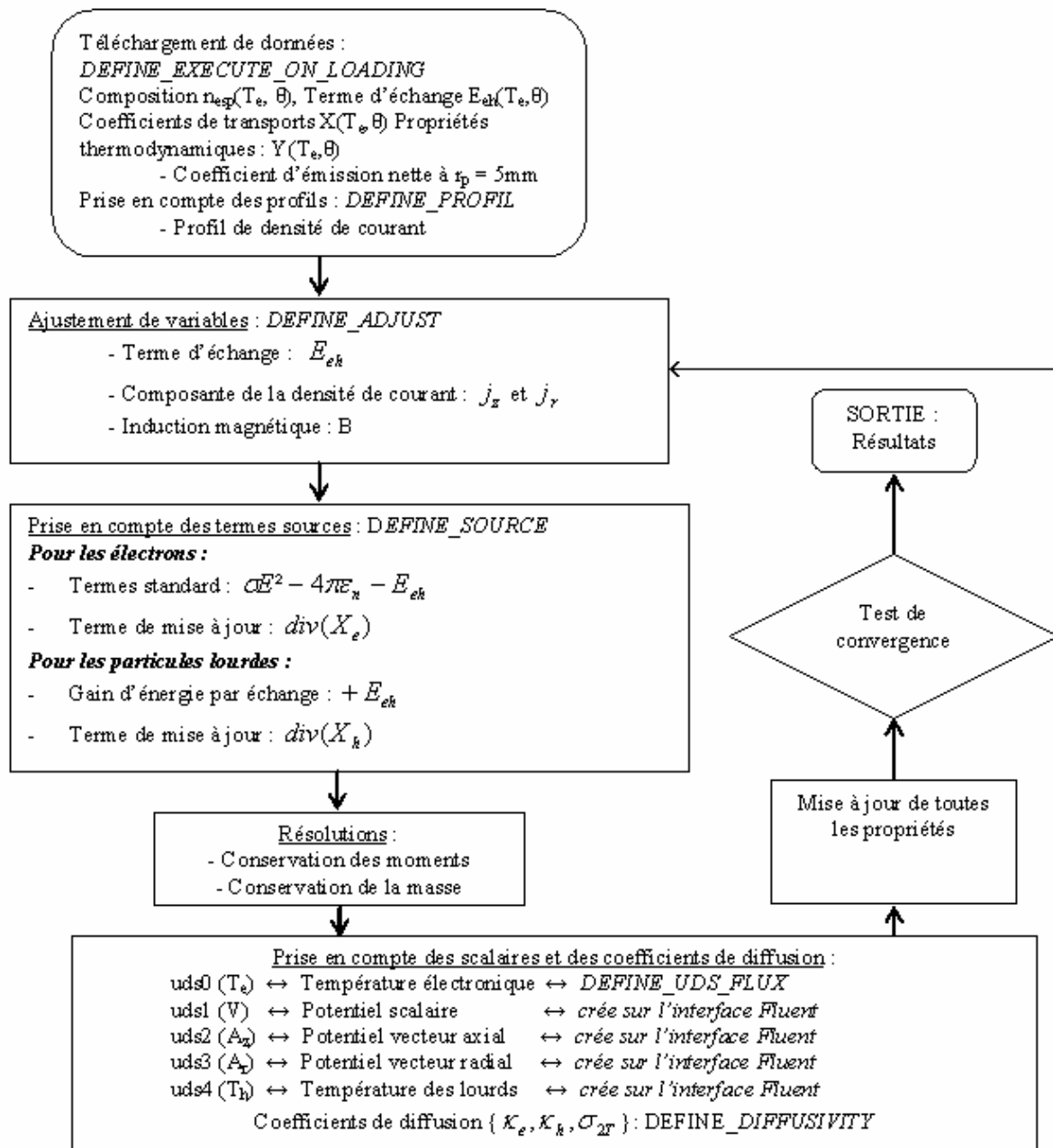


Figure FIII-2 : Algorithme générale de résolution

3.9 Le modèle d'arc libre à l'ETL:

Le plasma d'arc est un outil performant largement exploité dans les techniques de coupe et de soudage [Ai1][Mo2]. La configuration d'arc libre est souvent rencontrée par exemple dans les procédés de soudage par plasma sous gaz neutre ou inerte (procédé TIG).

3.9.1 Description générale

La configuration d'arc libre est un arc transféré entre une anode plane et une cathode généralement pointue, dans laquelle les phénomènes de convection sont naturellement générés par des forces de Lorentz. En effet un champ magnétique auto-induit conduit à la constriction de l'arc lors du passage du courant, et à un effet de pompage du gaz proche de la pointe de la cathode appelé « effet Maecker ».

La figure FIII-3 illustre ce phénomène :

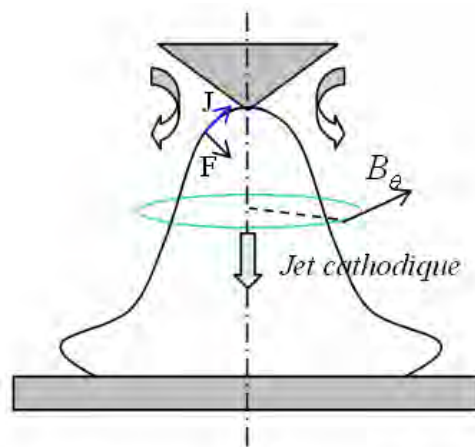


Figure FIII-3 : Illustration de l'effet Maecker sur un arc libre

Sur cette figure \vec{J} désigne le vecteur densité de courant, \vec{F} la force de Lorentz, et B_θ la composante azimutale du champ magnétique en coordonnées cylindriques.

Cette configuration d'arc libre a souvent été considérée et a fait l'objet de travaux théoriques et expérimentaux de nombreux auteurs comme K.C. Hsu et al [Hs1-Hs2] dont les travaux pourront nous servir de base de validation.

3.9.2 Géométrie du modèle à l'ETL

Dans l'objectif de pouvoir valider notre modèle, les dimensions, la géométrie et les conditions aux limites sont inspirées du modèle de K.C. Hsu et al [Hs1]. La figure FIII-4 représente le maillage de la géométrie étudiée.

L'arc libre est créé entre une cathode pointue tronquée, présentant un angle au sommet de 60° et une anode plate placée à 10mm de cette dernière. Les segments FG – GA sont des entrées à la pression atmosphérique. Le rayon d'accrochage à l'anode (DE) d'environ 5mm est une valeur expérimentale inspirée des travaux de Hsu [Hs1]. Par ailleurs, dans les travaux de F. Lago [La1] une étude sur le flux déposé à l'anode a révélé un rayon utile non loin de cette valeur qui est d'environ 6mm.

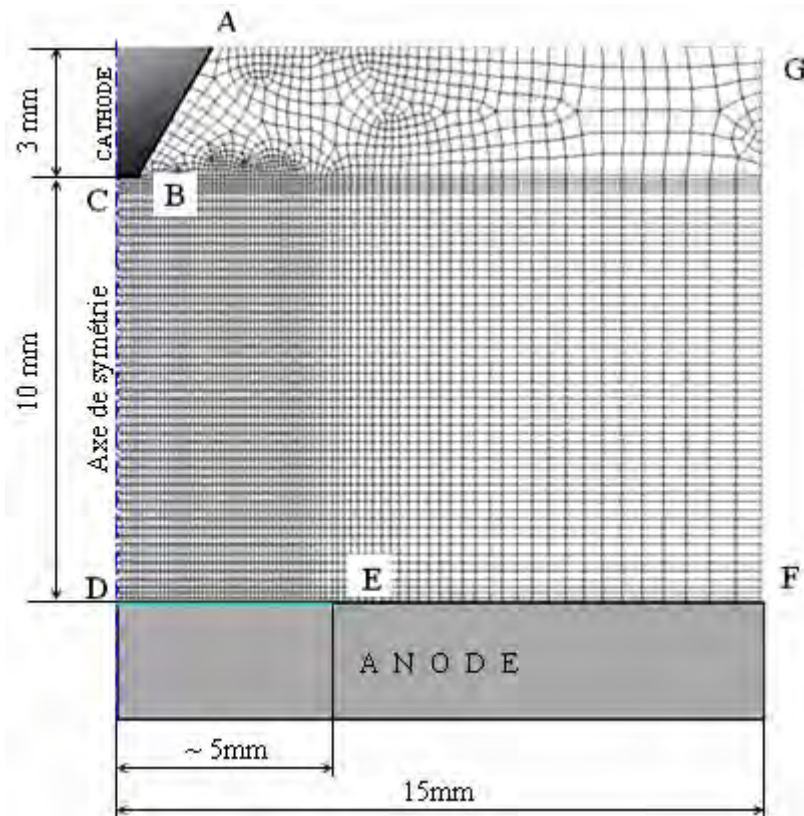


Figure FIII-4 : géométrie de l'arc libre

Un maillage de 4838 cellules est réalisé sur l'ensemble du domaine étudié. Chaque cellule a une surface de l'ordre de 10^{-4}m^2 . La cathode a été tronquée de manière à pouvoir imposer sur le potentiel une condition limite liée à un profil imposé de densité du courant. Cette condition est discutée dans le sous paragraphe 3.9.3.2.

3.9.3 Conditions limites

Les conditions limites pour le modèle à l'ETL sont répertoriées dans le tableau suivant :

	AB	BC	CD	DE	EF	FG	GA
T	3000K	3000K	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial z} = 0$	1000K	Condition (III-47a)	Condition (III-47b)
V	-	Condition (III-47c)	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$	$V = 0V$	$V = 0V$	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial z} = 0$
A_r	$\frac{\partial A_r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$
A_z	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$

Tableau 4 : Conditions limites du modèle à l'ETL

Dans la tableau 4, n correspond à la normale des parois de la cathode.

V, A_r et A_z désignent respectivement le potentiel électrique et les composantes axiale et radiale du potentiel vecteur.

3.9.3.1 Conditions limites spécifiques

Pour cette étude bidimensionnelle, nous allons considérer sur les zones de rentrée de pression atmosphérique (segments FG et GA) des conditions limites qui dépendent du sens du flux. Ainsi, si le flux est sortant une condition de Neumann est adoptée, sinon les températures sont fixées arbitrairement à 1000K. On a alors :

$$\text{Sur le segment FG : } \begin{cases} \frac{\partial T}{\partial z} = 0K.m^{-1} \leftrightarrow v_z \geq 0 \\ T = 1000K \leftrightarrow v_z < 0 \end{cases} \quad (\text{III-47a})$$

$$\text{Sur le segment GA : } \begin{cases} \frac{\partial T}{\partial r} = 0K.m^{-1} \leftrightarrow v_r \geq 0 \\ T = 1000K \leftrightarrow v_r < 0 \end{cases} \quad (\text{III-47b})$$

Sur BC, la condition limite imposée au potentiel est donnée par : $j(r)/\Delta z$ (III-47c)

Où $j(r)$ représente le profil de la densité du courant à la cathode (III-48a).

3.9.3.2 La densité du courant à la cathode

Dans cette étude nous ne résolvons pas la continuité du courant entre la cathode et le plasma. En toute rigueur la conservation du courant nécessiterait de résoudre finement la gaine et la pré gaine par la mise en place d'un modèle à deux températures. Pour contourner ce problème, une approche consiste alors à imposer un profil de densité de courant en pointe de cathode [Hs1]. Hsu [Hs1] utilise un profil radial exponentiel donné par l'expression :

$$j(r) = J_{\max} \exp(-b.r) \quad (\text{III-48a})$$

$$J_{\max} = \frac{I}{2\pi r_h^2} \quad (\text{III-48b})$$

Dans (III-48b), r_h représente le rayon de la partie la plus chaude de la cathode calculé en fixant la densité totale du courant J_{\max} ainsi que son intensité I . Dans (III-48a), b est une constante déterminée à partir de l'intégration de l'expression :

$$I = 2\pi \cdot \int_0^{R_c} j(r) \cdot r \cdot dr \quad (\text{III-49})$$

Dans (III-49), R_c désigne le rayon de conduction de l'arc proche de la pointe de la cathode (de l'ordre de quelques millimètres). Compte tenu de l'expression (III-48a), l'intégration par partie de l'expression (III-49) aboutit à l'équation (III-50) dont la solution permet de déterminer b .

$$r_h^2 - \frac{1}{b^2} + \left(\frac{R_c}{b} + \frac{1}{b^2} \right) \cdot \exp(-bR_c) = 0 \quad (\text{III-50})$$

3.9.4 Validation du modèle à l'ETL

La figure FIII-5 représente une confrontation des isothermes issues de notre modèle aux isothermes expérimentales provenant des travaux de K.C. Hsu [Hs2]. La partie droite de la figure représente les mesures expérimentales de Hsu et la partie gauche les profils de température issus de notre modèle.

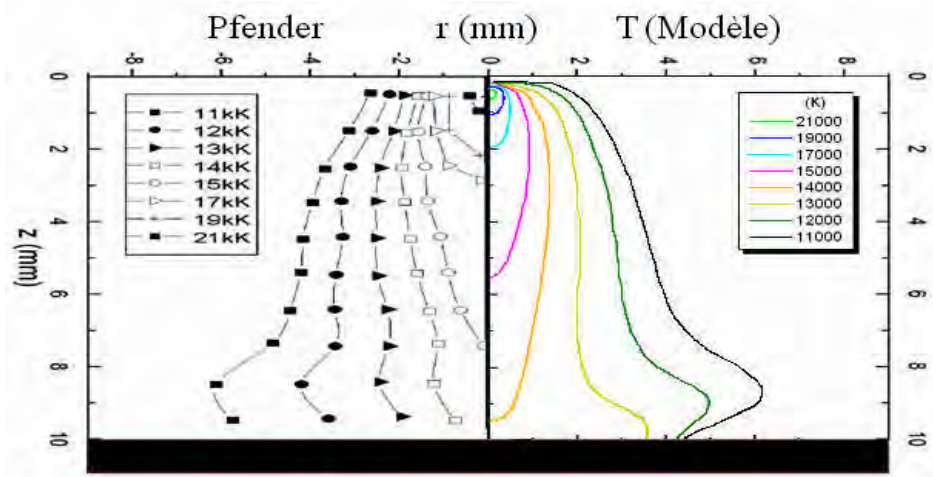


Figure FIII-5 : Comparaison des profils de température issus de notre modèle avec les mesures expérimentales de Hsu [Hs1]

Sur l'axe, seule l'isotherme de 21000K se rapproche des résultats expérimentaux de Hsu [Hs1]. De façon générale, l'évolution axiale du plasma obtenu est plus froide que celle donnée par les résultats de Hsu. Cependant les résultats expérimentaux de Hsu sont présentés sans barres d'erreur. Une incertitude expérimentale de 1500K permettrait aisément de faire coïncider les valeurs avec celles de notre modèle.

La figure FIII-6 présente une comparaison des températures axiales issues du modèle de Hsu avec celles obtenues par notre modèle.

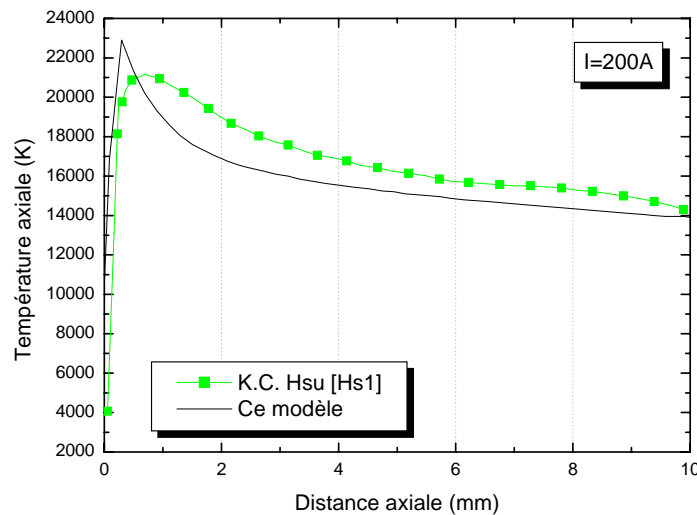


Figure FIII-6 : Comparaison du profil de température axiale avec le modèle de Hsu

On observe sur la figure FIII-6 que proche de la cathode, le profil de T_e présente un fort gradient. La température du plasma augmente de la valeur imposée sur la paroi de la cathode à celle déterminée par le profil imposé en pointe de cathode dans le plasma. La constriction du plasma représentée par le profil de la densité de courant (III-48a) conduit à un effet Joule important donc à de fortes températures. Lorsque l'on s'éloigne de la cathode, le plasma s'étend et les phénomènes de conduction et de convection prennent le dessus conduisant à une diminution de la température. La température du plasma diminue alors jusqu'à l'anode. Il devrait exister aussi une forte variation de la température en proche voisinage de l'anode, cependant la description de la zone d'accrochage n'a pas été finement représentée, ceci afin d'utiliser les mêmes conditions à la limite que celles données par Hsu (condition de Neumann pour les températures).

La figure FIII-7 représente une comparaison des vitesses axiales théoriques issues du modèle de Hsu avec celles obtenues par notre modèle.

Les côtes $z = 0\text{mm}$ et $z = 10\text{mm}$ correspondent respectivement à la pointe de la cathode et à la surface de l'anode. On constate sur la figure FIII-7 que la vitesse axiale déterminée par notre modèle est plus faible que celle donnée par le modèle de Hsu. L'écart maximal est d'environ 50m/s entre les cotes $z = 6\text{mm}$ et $z = 8\text{mm}$.

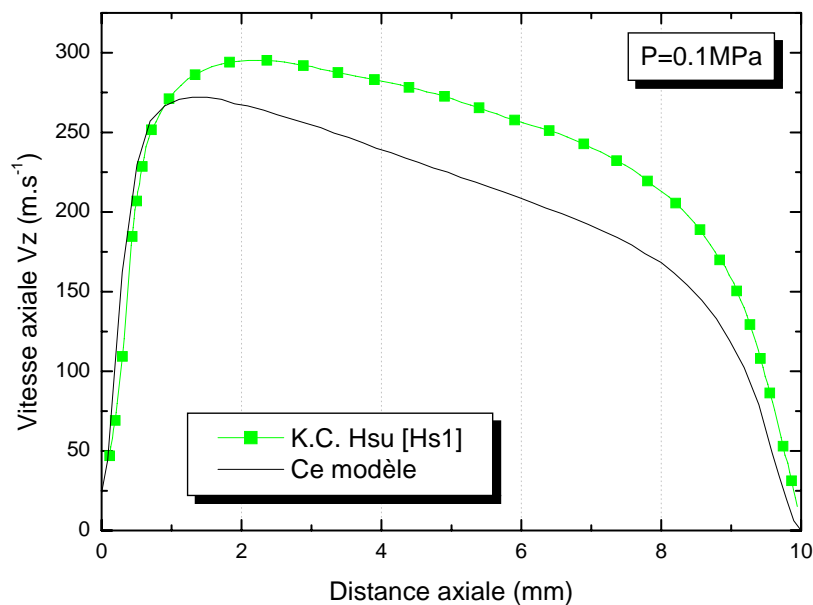


Figure FIII-7 : Comparaison du profil de la vitesse axiale avec le modèle de Hsu

Malgré les différences observées, nos résultats confirment la validité de l'équation de l'énergie écrite suivant la formulation proposée par Murthy et Mathur [Mu1].

La prochaine étape de notre travail consiste désormais à mettre en place le modèle hors ETL en nous basant sur les travaux de Murthy et Mathur [Mu1] dans l'écriture des équations de l'énergie des électrons et des particules lourdes.

3.10 Le modèle hors ETL :

Les équations du modèle ont été incluses dans le tableau 3. L'organigramme de résolution a également été schématisé sur la figure FIII-2. La géométrie est la même que pour le modèle à l'ETL donnée par la figure FIII-4.

Le tableau suivant récapitule les conditions limites sur l'ensemble de la géométrie :

	AB	BC	CD	DE	EF	FG	GA
T_e	$\frac{\partial T_e}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial T_e}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial T_e}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial T_e}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial T_e}{\partial z} = 0$	Condition (III-51a)	Condition (III-51b)
T_h	2000K	3500K	$\frac{\partial T_h}{\partial r} = 0$	1000K	1000K	Condition (III-51a)	Condition (III-51b)
V	-	Condition (III-47c)	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$	$V = 0V$	$V = 0V$	$\frac{\partial V}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial z} = 0$
A_r	$\frac{\partial A_r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$
A_z	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$

Tableau 5: Conditions limites du modèle hors ETL

Les conditions limites en températures sur les entrées FG et GA pour les électrons et les particules lourdes sont données par les expressions suivantes :

$$\text{Pour FG : } \begin{cases} \frac{\partial T_{e,h}}{\partial r} = 0K.m^{-1} \leftrightarrow v_r \geq 0 \\ T_{e,h} = 1000K \leftrightarrow v_r < 0 \end{cases} \quad \text{(III-51a)}$$

$$\text{Pour GA : } \begin{cases} \frac{\partial T_{e,h}}{\partial z} = 0K.m^{-1} \leftrightarrow v_z \geq 0 \\ T_{e,h} = 1000K \leftrightarrow v_z < 0 \end{cases} \quad (\text{III-51b})$$

A la cathode (AB et BC) et sur la partie externe de l'anode, les températures de 2000K, 3500K et 1000K imposées aux particules lourdes, sont des valeurs choisies arbitrairement.

3.11 Les résultats des formulations de la littérature pour les modèles hors ETL :

Nous proposons dans ce paragraphe d'étudier les résultats obtenus dans la littérature sur la configuration d'arc libre suivant les différentes approches utilisées (cf tableau 2). Ainsi quatre cas ont été envisagés :

Titres	Conductivité thermique des lourds	Conductivité thermique des électrons	Terme d'ionisation	Références
Cas 1	Translation + réaction	Translation	Lourds	[Tr1]
Cas 2	Translation	Translation+ réaction	Lourds	[Co2]
Cas 3	Translation + réaction	Translation	Electrons	[Ha1][Mi1]
Cas 4	Translation	Translation + réaction	Electrons	[Ab1]

Tableau 6 : Description des différents cas étudiés suivant les choix de la littérature concernant le terme en ϵ_i et la conductivité thermique de réaction.

Pour chaque cas, les résultats ont été obtenus à 200A, à la pression atmosphérique dans la configuration d'arc libre. Nous allons voir qu'un certain nombre de ces formulations ont conduit à des résultats non physiques.

3.11.1 Résultats illustrés – Champs des températures et du déséquilibre

Les champs des températures des lourds et de la température électronique obtenus pour les quatre cas sont représentés sur les figures (FIII-8a à FIII-11a). Associés à ces valeurs, les champs de déséquilibre $\theta = T_e/T_h$ ont été tracés sur les figures (FIII-8b à FIII-11b). Dans un certain nombre de cas, des valeurs de θ deviennent inférieures à 1. C'est pourquoi nous avons tracé sur la gauche de ces figures le champ pour $\theta > 1$ et à droite pour $\theta < 1$.

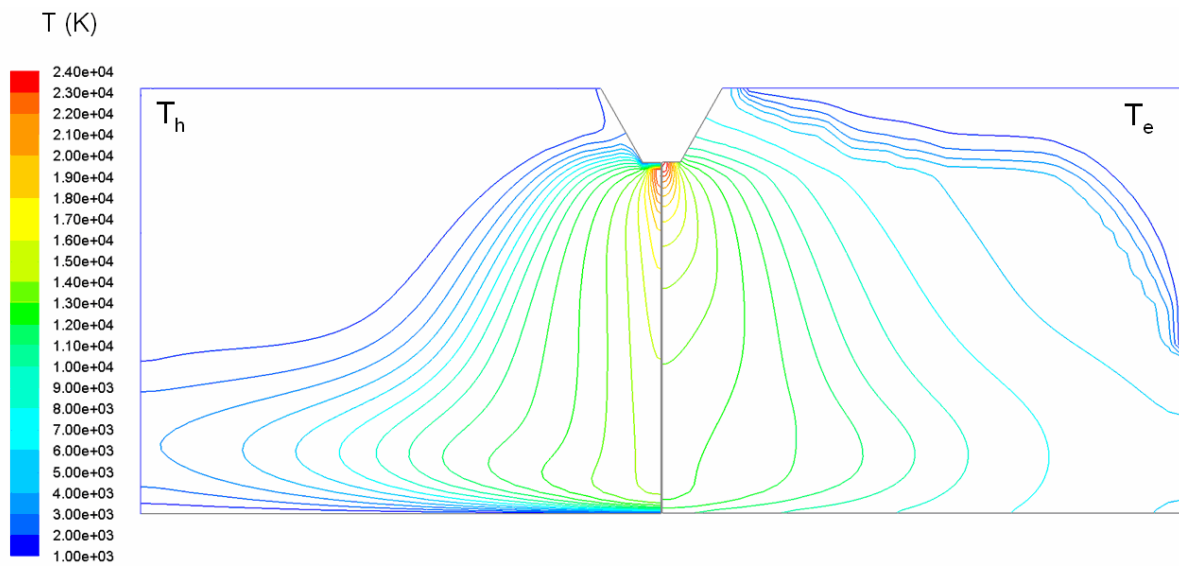


Figure FIII-8a : Champs de température électronique (côté droit) et de température des lourds (côté gauche) pour le cas1.

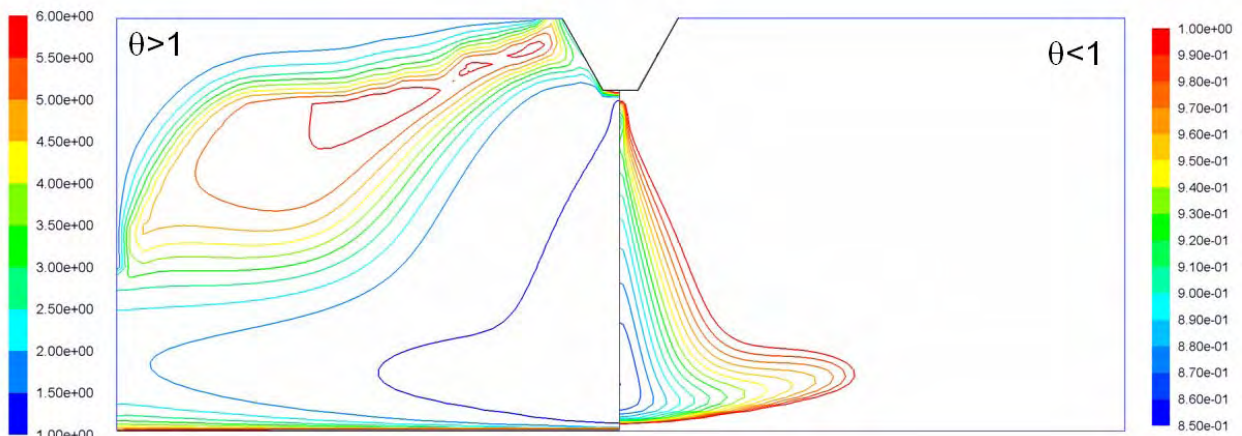


Figure FIII-8b : Champs de θ pour le cas1.
Côté gauche θ supérieur à 1, côté droit θ inférieur à 1.

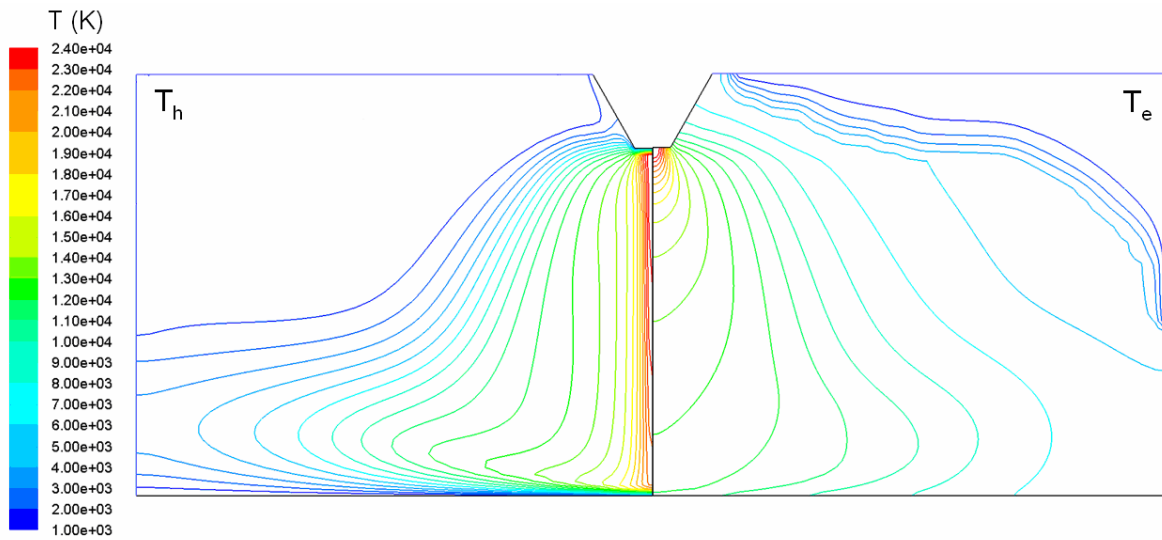


Figure FIII-9a : Champs de température électronique (côté droit) et de température des lourds (côté gauche) pour le cas2.

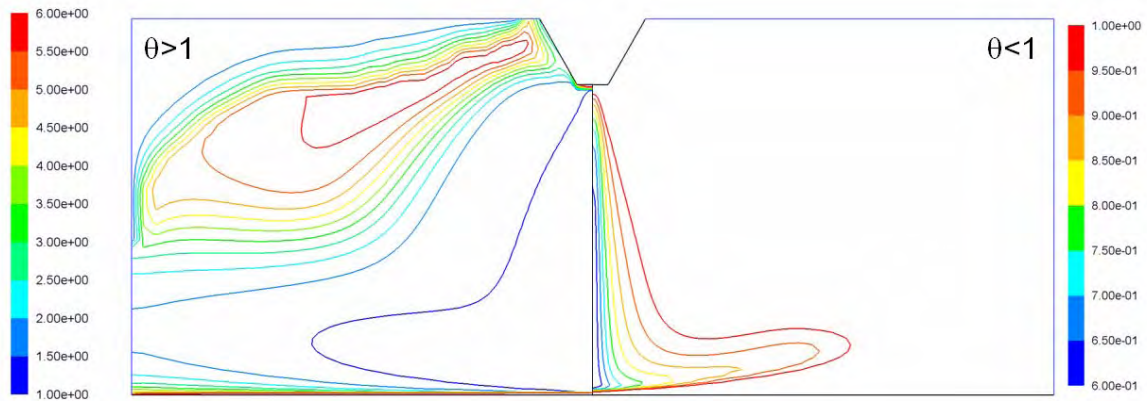


Figure FIII-9b : Champs de θ pour le cas2.
Côté gauche θ supérieur à 1, côté droit θ inférieur à 1.

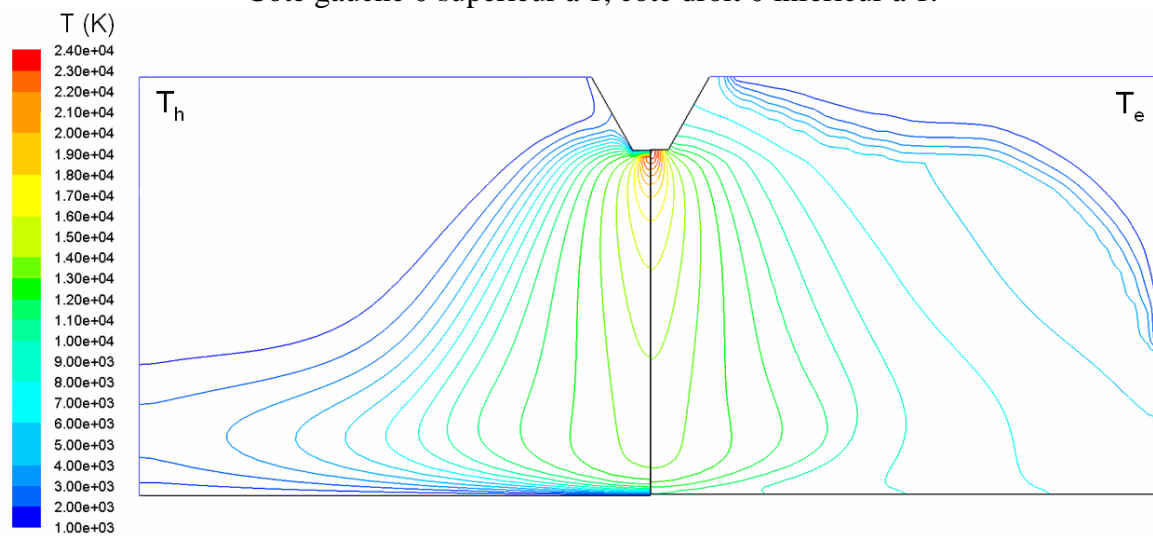


Figure FIII-10a : Champs de température électronique (côté droit) et de température des lourds (côté gauche) pour le cas3.

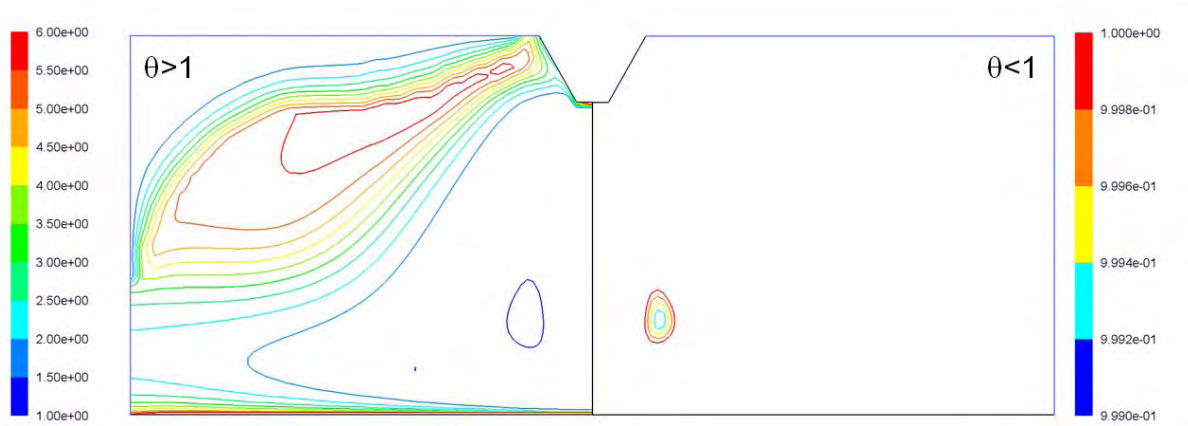


Figure FIII-10b : Champs de θ pour le cas3.
Côté gauche θ supérieur à 1, côté droit θ inférieur à 1.

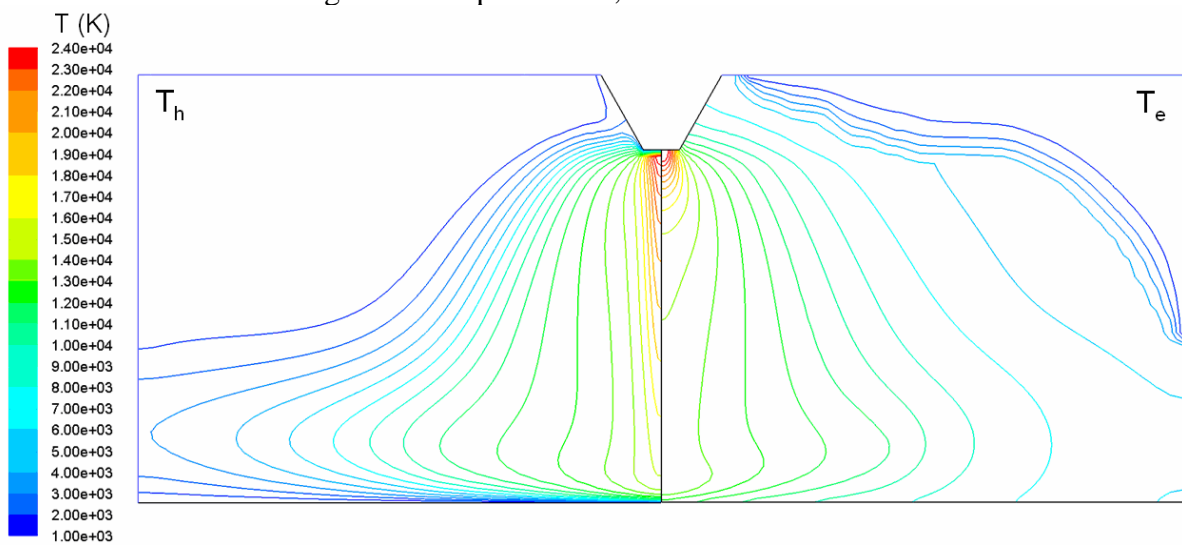


Figure FIII-11a : Champs de température électronique (côté droit) et de température des lourds (côté gauche) pour le cas4.

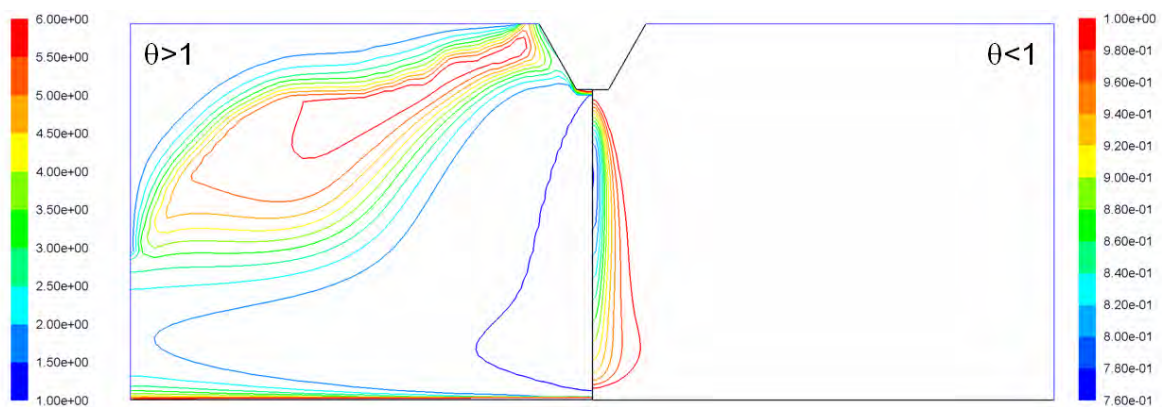


Figure FIII-11b : Champs de θ pour le cas4.
Côté gauche θ supérieur à 1, côté droit θ inférieur à 1.

On peut tout d'abord constater que pour les cas 1, 2 et 4 et dans une moindre mesure le cas 3, on obtient des zones pour lesquelles le facteur θ est inférieur à 1 ce qui n'est

physiquement pas possible puisque cela signifie que l'énergie des particules lourdes est plus grande que celle des électrons. Toutefois, pour le cas 3 (prise en compte de la conductivité de réaction pour les lourds et du terme en ε_i pour les électrons), θ reste supérieur à 0.999 et on peut donc considérer qu'aux erreurs numériques près, ce cas soit acceptable. Cependant, ce cas, correspondant à la formulation utilisée par Haidar [Ha1] ou Hsu [Hs2], ne correspond pas avec le fait que la conductivité thermique de réaction devrait être prise en compte avec les électrons.

Pour les autres cas, d'un point de vue qualitatif, le comportement de la température des lourds est similaire dans les cas 2 et 4 où la conductivité thermique de réaction est prise en compte dans l'équation d'énergie des électrons. En effet, on constate sur les figures (FIII-9a) et (III-11a) que la température des lourds s'étire anormalement le long de l'axe. Or, cette température est le résultat de l'équation de l'énergie des lourds qui traduit un équilibre entre les termes convectifs d'un côté et les termes diffusifs et source de l'autre. Dans ces deux cas, en ayant attribué K_{reac} aux électrons, on a favorisé la part convective de l'équation de l'énergie des lourds. Cette dernière n'ayant aucun terme de perte, cela se traduit bien par l'étiement observé de la température.

Concernant l'équation de l'énergie des électrons, elle correspond au même type de bilan. Néanmoins, le bilan est plus complexe car interviennent d'un côté la part convective, le flux enthalpique des électrons et éventuellement le terme en ε_i . De l'autre côté de l'égalité, nous avons la part de perte par rayonnement et le terme d'échange par collisions élastiques, la part de terme source par effet joule et la part par conduction. Afin de pouvoir les comparer, nous proposons de réécrire l'équation de l'énergie des électrons sous la forme de l'équation (III-52a) pour le cas 2 et (III-52b) pour le cas 4.

$$\begin{aligned} \text{Convection + terme enthalpique} = \\ \text{Conduction + Joule - Echange - Rayonnement} = \text{total} \end{aligned} \quad \text{(III-52a)}$$

$$\begin{aligned} \text{Convection + terme enthalpique+ terme } \varepsilon_i = \\ \text{Conduction + Joule - Echange - Rayonnement} = \text{total} \end{aligned} \quad \text{(III-52b)}$$

La contribution de chaque part a été normée par la part la plus importante et reportée sur les figures (FIII-12a&b) pour le cas n°2 et les figures (FIII-13a&b) pour le cas n°4.

En comparant les figures pour les deux cas, on peut se rendre compte que le bilan total est différent. Cette différence est due au fait que lorsque l'on prend en compte le terme en ε_i dans le cas n°4, ce terme est loin d'être négligeable puisqu'il est trois fois plus grand que le terme convectif (figure FIII-13a&b). Dans les deux cas, lorsque l'on compare la part convective à la part par conduction, on se rend compte que cette dernière est majoritaire. De plus contrairement aux particules lourdes, les électrons subissent les pertes par rayonnement. Cela conduit à la forme plus étalée de la température électronique. On constate aussi (figure FIII-11b&FIII-9b) que dans le cas 2 la valeur minimale de θ est plus basse que dans le cas 4. Cela est du au fait que dans le cas 2, la part convective des lourds contient le terme en ε_i alors que pour le cas 4 ce sont les électrons qui la possède.

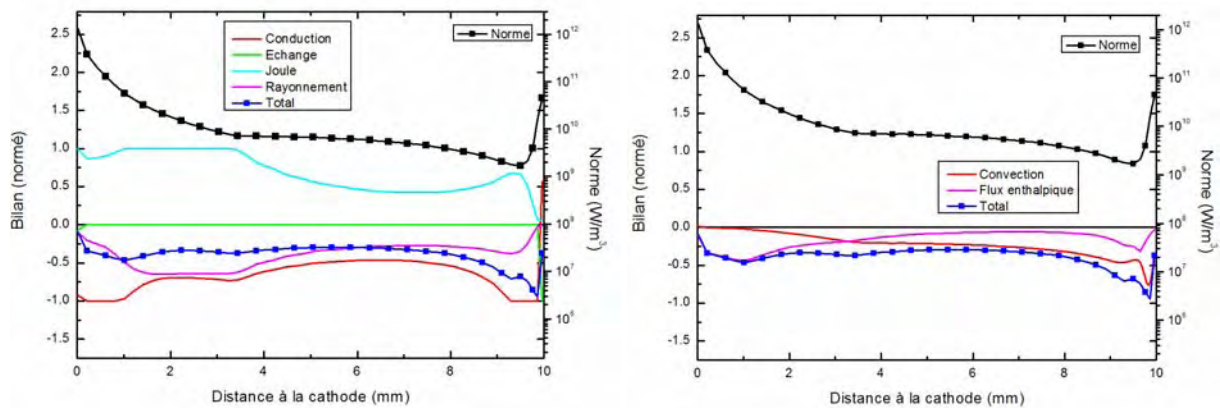


Figure (FIII-12 a&b) : Répartition des différentes composantes de l'équation de l'énergie des électrons (FIII-52a) sur l'axe dans le cas n°2.

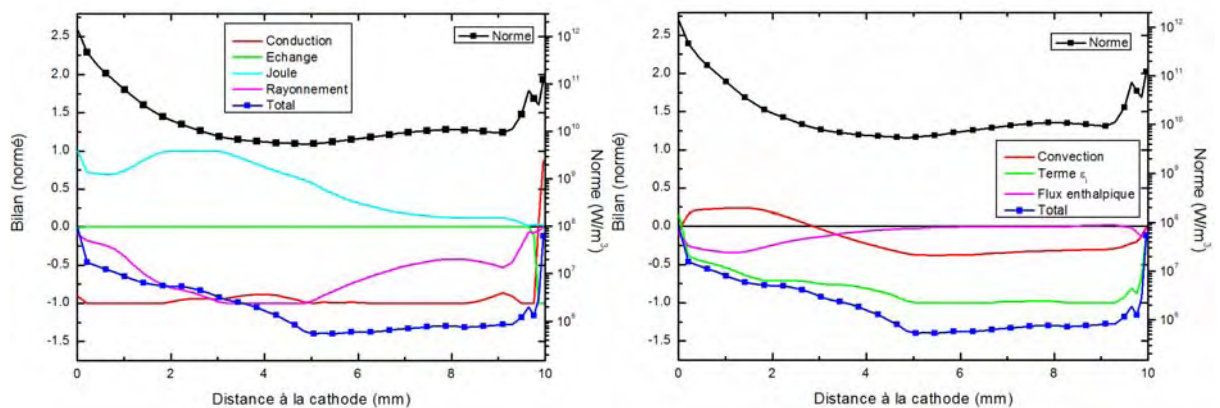


Figure (FIII-13 a&b) : Répartition des différentes composantes de l'équation de l'énergie des électrons (III-52b) sur l'axe dans le cas n°4.

Enfin, le cas n°1, correspondant à la formulation de Trelles conduit à des formes de champs différentes des cas 2 et 4. Ainsi pour les particules lourdes, le champ est plus étalé traduisant un équilibre plus marqué entre part diffusive et part convective. Le minimum de θ reste toutefois égal à 0.85 sur l'axe.

On constate donc que trois des formulations proposées dans la littérature (cas 1, 2 et 4) conduisent, dans la configuration d'arc libre étudiée à des résultats non satisfaisants. On peut dès lors se demander pourquoi les auteurs de ces publications n'ont pas obtenu le même type de résultats. Commençons par la formulation du cas 2, utilisée par Colombo [Co2]. Dans son article, l'étude porte sur une configuration 3D de torche Twin. L'auteur a ajouté dans son modèle la prise en compte de la turbulence, augmentant ainsi la conductivité thermique des lourds de manière non négligeable. Cela équilibre probablement les termes diffusifs et convectifs de l'équation de l'énergie des particules lourdes masquant ainsi le problème que nous observons ici. Pour le cas n°4, qui est celui qui pour nous correspondrait à la mise en œuvre théorique la plus correcte, Abdullah [Ab1] l'a utilisée dans le cas d'une torche ICP dont la température des lourds ne dépassait pas 10000K. De plus la convection dans ce genre de dispositif est faible. Ces deux points expliquent peut être pourquoi les auteurs n'ont pas constaté de problème.

La formulation du cas 1 a été utilisée par Trelles dans le cas d'une torche en écoulement laminaire. Dans ce cas, il est plus difficile de comprendre pourquoi l'auteur n'a pas observé de problèmes. Une piste pourrait provenir des valeurs de conductivité thermique utilisées par l'auteur. En effet, il a choisi celles calculée par Chen & al [Ch2] dans les années 80, qui peuvent s'avérer, dans les zones de déséquilibre jusqu'à 5 fois supérieures à celles calculées plus récemment par d'autres auteurs [Co1] ou dans le cadre de ce travail.

Enfin, le cas 3 permet d'obtenir des résultats satisfaisants dans le sens où θ reste supérieur à 1. C'est d'ailleurs à notre connaissance cette seule formulation qui a été utilisée dès que des auteurs se sont attaqués à la modélisation d'une configuration d'arc libre [Ha1][Hs1]. Néanmoins, d'après ce que nous avons pu discuter lors des paragraphes concernant la mise en place des équations de l'énergie pour les électrons et pour les lourds, il ne semble pas « cohérent » de supposer que l'énergie d'ionisation transportée par le κ_{reac} puisse être rendue aux particules lourdes.

C'est donc le cas n°4 qui devrait donner des résultats cohérents. Néanmoins, comme discuté plus haut, l'équation de l'énergie des particules lourdes semble mal posée. Nous allons dans le paragraphe qui suit discuter d'une autre alternative.

3.1.1.2 Discussion sur le rayonnement

Tous les travaux de la littérature que nous avons trouvés, attribuent les pertes par rayonnement aux électrons. Cette hypothèse nous semble toutefois discutable. En effet, conceptuellement le rayonnement émis par le plasma peut être séparé en trois grandes catégories : le rayonnement des raies, le continuum (rayonnement de freinage) et le fond quasi-continu (recombinaisons radiatives). Si les deux dernières contributions peuvent facilement être reliées à des termes de pertes pour les électrons, le rayonnement des raies est plus assimilable à de l'énergie perdue par les particules lourdes. Y. Cressault présente dans sa thèse [Cr1] un calcul de coefficient d'émission nette dans l'argon avec la part de différents processus. Cette répartition est montrée sur la figure (FIII-14) pour un rayon de plasma d'argon de 1mm à la pression atmosphérique.

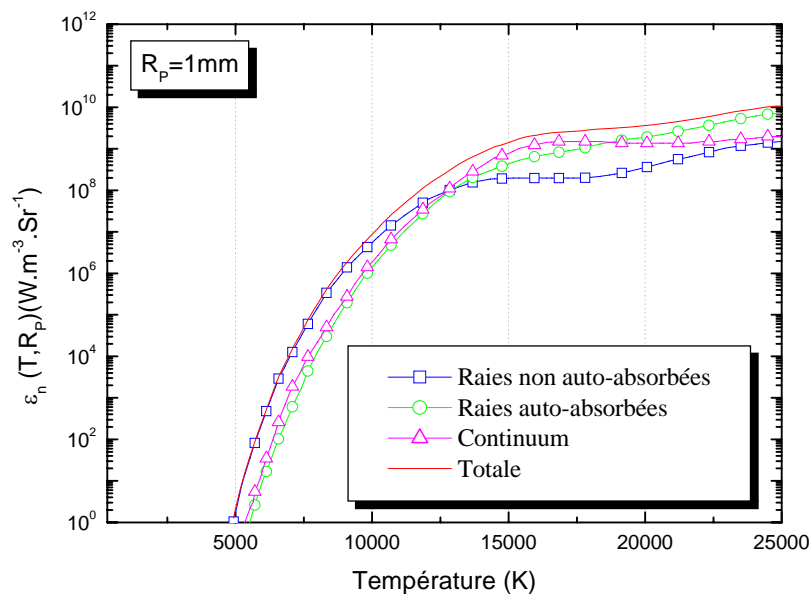


Figure FIII-14 : Part de chaque processus dans le calcul du coefficient d'émission nette de l'argon pur à la pression atmosphérique pour un rayon de 1mm.

Sur cette figure, on constate qu'à basses températures, le rayonnement est exclusivement dû aux raies non auto-absorbées. Ensuite, le continuum représente un pourcentage variable du coefficient d'émission nette sans toutefois que cette part ne dépasse 70% autour de $T=15000\text{K}$. On peut dès lors se demander le résultat que l'on obtiendrait si l'on prenait en compte 30% de perte radiatives dans l'équation des lourds. Un élément de réponse peut être donné pour le cas 4 si l'on écrit l'équation d'énergie des lourds sous la forme de l'équation (III-53), et que l'on compare la part convective à 30% des pertes par rayonnement. Cette comparaison est reportée sur la figure FIII-15.

$$\text{Convection} = \text{Conduction} + \text{Echange} \quad (\text{III-53})$$

On constate sur cette figure que seulement 30% du rayonnement représentent la même contribution que la part par convection ce qui pourrait totalement changer le bilan d'énergie des lourds. Nous proposons donc dans le prochain paragraphe un nouveau cas, correspondant à la formulation du cas 4 mais où 30% du coefficient d'émission nette sont attribués comme terme de perte sur l'équation de l'énergie des lourds alors que 70 % sont pris en compte avec les électrons.

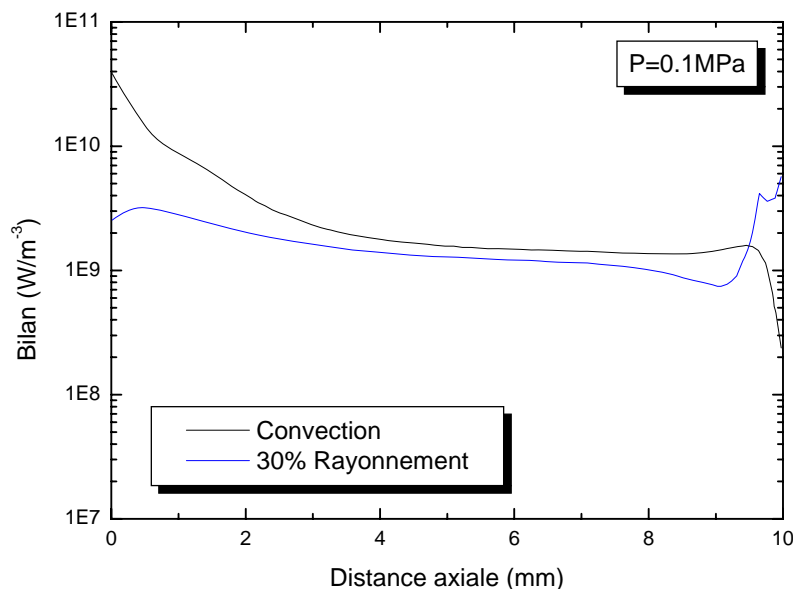


Figure FIII-15 : Comparaison entre le terme convectif de l'équation de l'énergie des lourds et 30% du terme de pertes par rayonnement dans le cas 4.

3.12 Cas n°5 prise en compte d'une part du rayonnement avec les particules lourdes :

Ce paragraphe est exclusivement consacré au cas n°5 dont la description est donnée dans le tableau n°7.

Titre	Conductivité thermique des lourds	Conductivité thermique des électrons	Terme d'ionisation	Rayonnement
Cas 5	Translation	Translation + Réaction	Electrons	30% aux lourds 70% aux électrons

Tableau 7 : Description de la formulation utilisée dans le cas n°5

3.12.1 Résultats en températures et déséquilibre

Les champs de température des lourds et des électrons ainsi que le champ de déséquilibre sont représentés sur les figures (FIII-16) et (FIII-17)

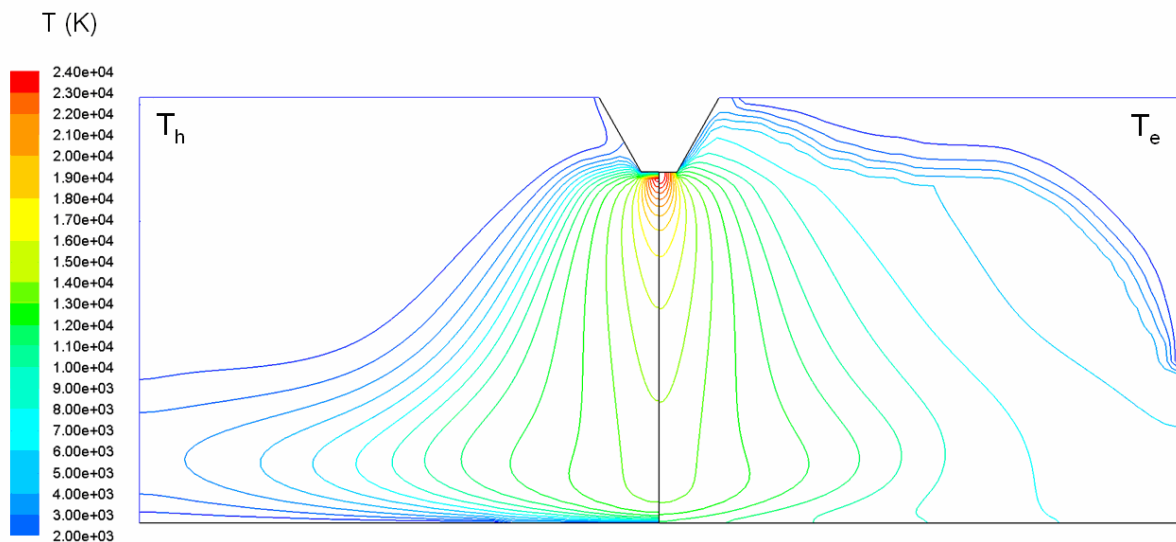


Figure FIII-16 : Champs de température électronique et de température des lourds dans le cas n°5.

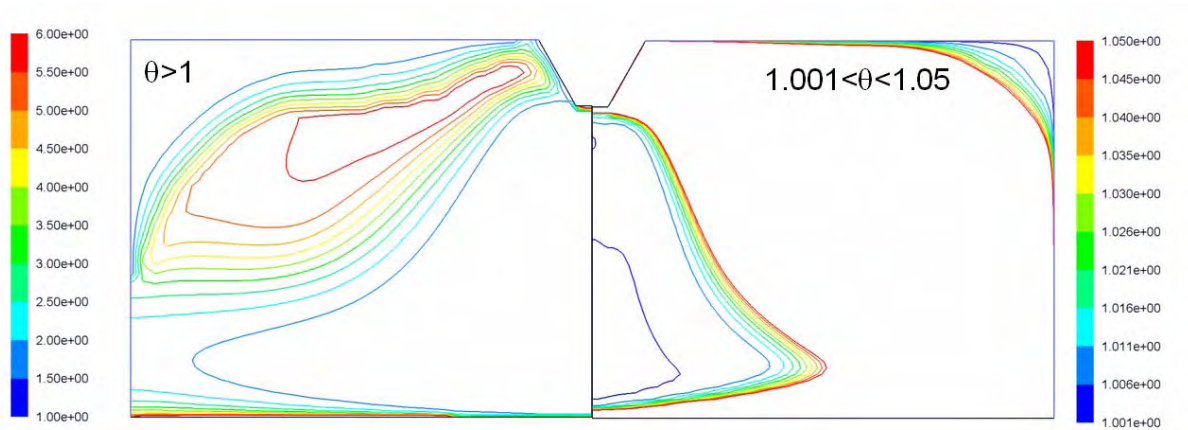


Figure FIII-17 : Champs de θ dans le cas n°5.

Sur la figure (FIII-16) on constate que sur l'axe, la température des lourds et celle des électrons restent équivalentes. D'autre part, sur la figure (FIII-17), le déséquilibre reste toujours supérieur à 1. Il semble donc que la prise en compte d'une part de rayonnement pour les particules lourdes, justifiée par le fait que les mécanismes liés à l'émission des raies doivent être attribués aux particules lourdes, permette d'obtenir des résultats cohérents en termes de déséquilibre. C'est donc cette approche que nous conserverons pour la suite du manuscrit.

3.12.2 Comparaison avec les résultats de Hsu [Hs2]

Afin de valider notre modèle, nous avons comparé les résultats obtenus avec ceux expérimentaux de K.C. Hsu et E. Pfender [Hs2]. Les champs de température théoriques et expérimentaux sont présentés sur la figure (FIII-18).

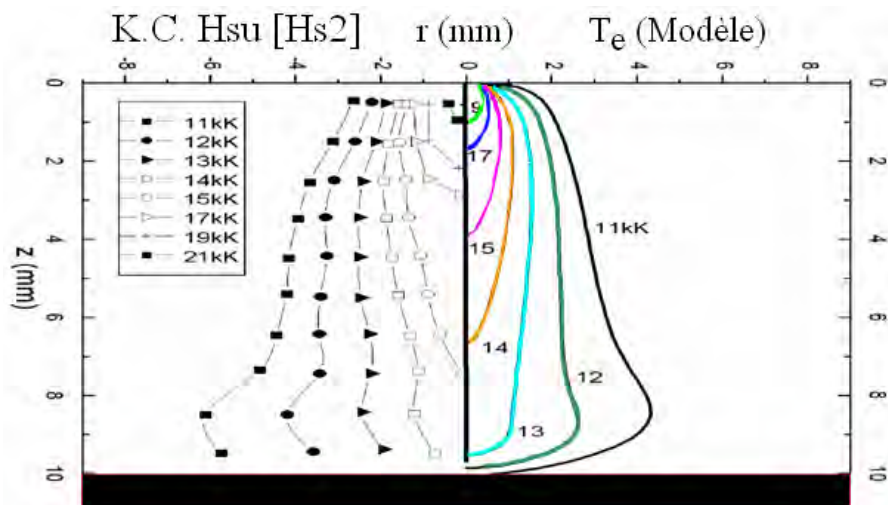


Figure FIII-18 : Comparaison de la température expérimentale obtenue par Hsu [Hs2] et de la température électronique obtenue par le modèle.

On observe un décalage entre la température expérimentale donnée par Hsu et celle obtenue par le modèle. En effet, le modèle semble sous estimer la température puisque les résultats théoriques présentent, sur l'axe, un décalage d'environ une isotherme avec la température expérimentale. Il faut toutefois ramener ce décalage aux erreurs d'incertitudes (environ 1500K expérimentalement). Cette différence pourrait provenir d'une mauvaise estimation du terme joule par le modèle. Or, ce terme dépend directement de la conductivité électrique.

Il semble donc que ce paramètre puisse jouer un rôle important. Cependant, il est difficile de trouver dans la littérature des données de conductivités électriques pour des valeurs de θ élevées afin de les comparer avec nos valeurs (figure FI-10). Nous avons toutefois reporté sur la figure (FIII-19) les données fournies par Hsu pour son modèle à 2T [Hs2].

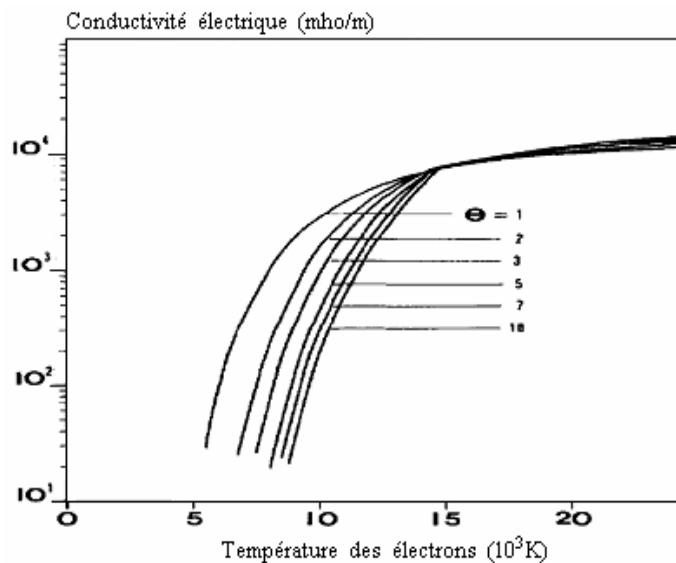


Figure FIII-19 : Conductivité électrique utilisée par Hsu dans son modèle hors équilibre [Hs2]

Les valeurs trouvées par cet auteur présentent une variation plus importante que les nôtres en fonction de θ . Pour des valeurs de θ élevées, en dessous de 12000K, les données de Hsu donnent des conductivités électriques bien inférieures à celles que nous avons utilisées. Ceci peut donc conduire à un étalement du plasma et à une diminution des températures sur l'axe.

Outre ces résultats expérimentaux, Hsu a aussi proposé des résultats de modèles à l'équilibre [Hs1] et hors équilibre [Hs2]. Ainsi, l'auteur a calculé le profil de vitesse sur l'axe. Ce profil est comparé au notre sur la figure (FIII-20).

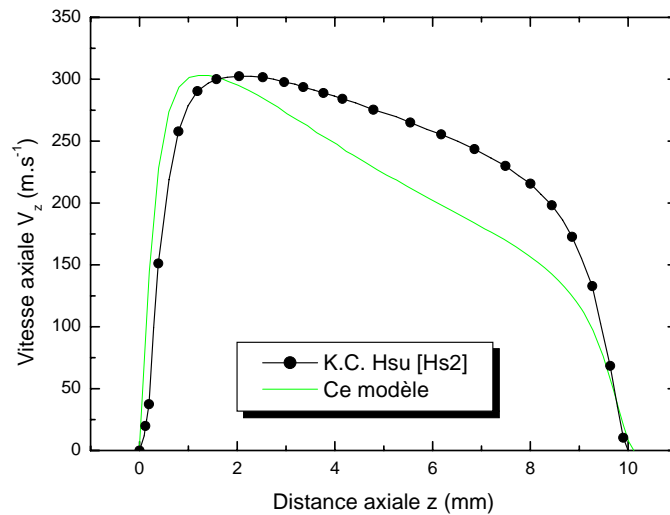


Figure FIII-20 : Profils de vitesse axiale hors ETL

Proche de la cathode (entre $z=0$ et $z=2\text{mm}$), la valeur de la vitesse axiale est en bonne cohérence avec les résultats du modèle de Hsu. En s'éloignant de la cathode, on remarque que la vitesse calculée par notre modèle décroît plus rapidement que celle du modèle de Hsu [Hs2]. La différence maximale vaut environ 60m/s et se trouve entre les 2 profils situés entre $z=6\text{mm}$ et $z=8\text{mm}$. Dans le cas de Hsu, la température plus élevée sur l'axe conduit à de plus faibles valeurs de la densité de masse et donc à des vitesses plus importantes.

Avec cette nouvelle formulation, prenant en compte une part du rayonnement avec l'équation de l'énergie des lourds, nous avons pu trouver des résultats cohérents avec une formulation prenant en compte la conductivité thermique de réaction avec les électrons. Toutefois, une comparaison avec les résultats expérimentaux de Hsu [Hs2] a montré que notre modèle semble sous estimer la température. Une piste pourrait être de recalculer les valeurs de conductivité électrique.

3.13 Etude paramétrique en fonction de l'intensité :

Dans ce chapitre, nous avons voulu réaliser une étude paramétrique en fonction de l'intensité de courant appliquée. Ainsi, par rapport au cas de référence à 200A, deux cas « extrêmes » ont été étudiés sur la même géométrie. Un premier cas présentant une intensité de 600A et un second une intensité de 30A.

3.13.1 Cas avec une intensité de 600A

En montant l'intensité du courant, nous souhaitons observer le comportement de notre formulation à plus haute intensité. En effet, le fait d'augmenter le courant va nécessairement provoquer une augmentation de la vitesse dans le plasma. Cette augmentation de vitesse va intervenir directement dans le bilan de l'équation d'énergie des particules lourdes au détriment de la part par conduction. Cela pourrait conduire, comme on l'a observé précédemment (notamment dans l'étude du cas 4) à des résultats non satisfaisants avec des valeurs de θ inférieures à 1.

Pour ce cas, les conditions aux limites données dans le tableau (III-5) restent inchangées si ce n'est le courant qui passe de 200A à 600A. La vitesse axiale obtenue pour ce nouveau cas est présentée sur la figure (FIII-21).

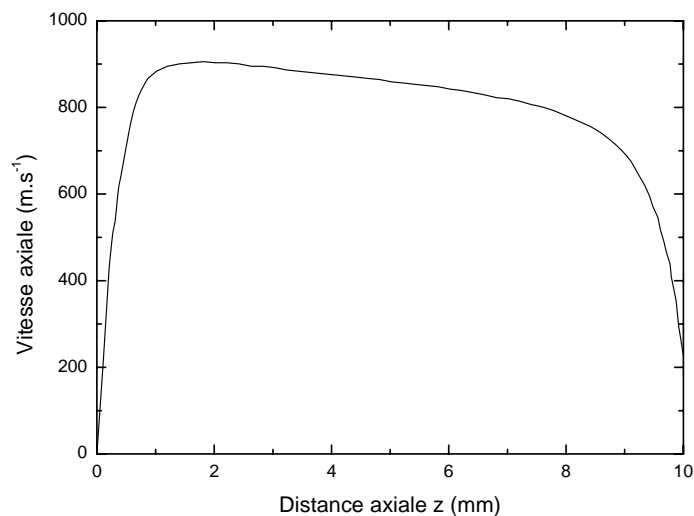


Figure FIII-21 : Vitesse axiale pour I=600A.

Comme escompté, l'augmentation de l'intensité conduit bien à une forte augmentation de la vitesse puisque l'on obtient pour ce nouveau cas une vitesse maximum de 900m/s. La vitesse axiale reste maximale proche de la cathode puis décroît le long de l'axe jusqu'à l'anode.

Les champs de la température des électrons et des lourds sont représentés sur la figure (FIII-22). Avec l'augmentation de l'intensité du courant, on constate une hausse de la température sur l'axe avec un maximum d'environ 25000K proche de la cathode. Toujours sur l'axe la température des lourds et la température électronique sont égales. Dans le volume, comparé au cas à 200A, on constate un « gonflement » de l'arc du à l'augmentation du courant.

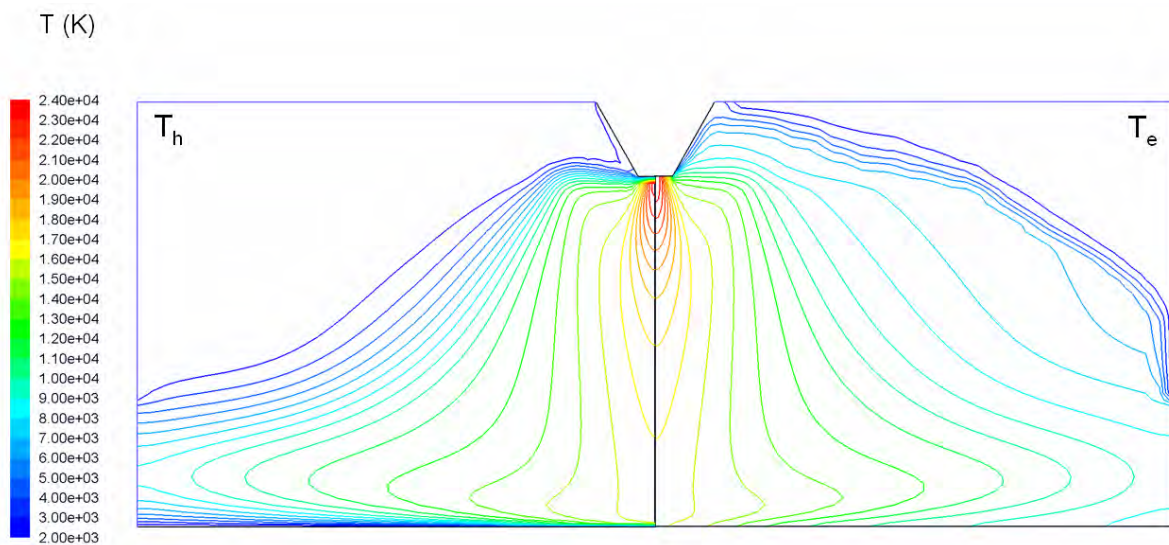


Figure FIII-22 : Champs de température des lourds et des électrons pour I=600A.

Le champ de déséquilibre θ est représenté sur la figure (FIII-23). Tout d'abord, on observe une grande zone d'équilibre proche de l'axe comme semblait déjà l'indiquer les champs des températures. D'autre part, aucune valeur inférieure à l'unité n'a été trouvée dans le domaine.

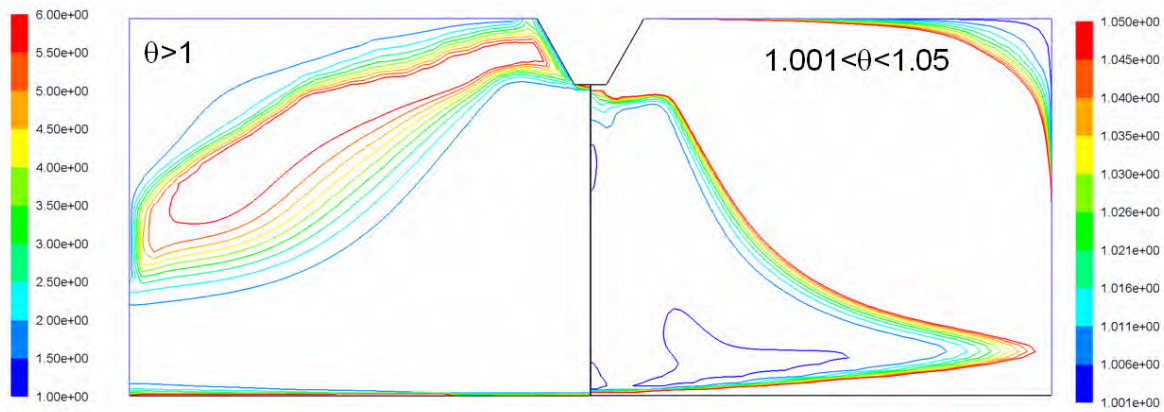


Figure FIII-23 : Champs de déséquilibre θ pour $I=600A$.

La comparaison des figures FIII-17 et FIII-23 permet de mettre en évidence une plus importante partie du plasma à l'équilibre avec l'augmentation de l'intensité.

3.13.2 Cas avec une intensité de 30A

Après avoir étudié des situations où les intensités de courant étaient élevées, nous terminons ce chapitre avec ce paragraphe où nous testons le comportement du modèle sur une situation à plus basse intensité. Ce test nous semble important car c'est bien souvent dans ce type de cas que les modélisations à deux températures trouvent toute leur justification. Comme pour le cas à 600A, nous avons choisi de représenter plus particulièrement le profil de vitesse sur l'axe ainsi que les champs de température et de déséquilibre.

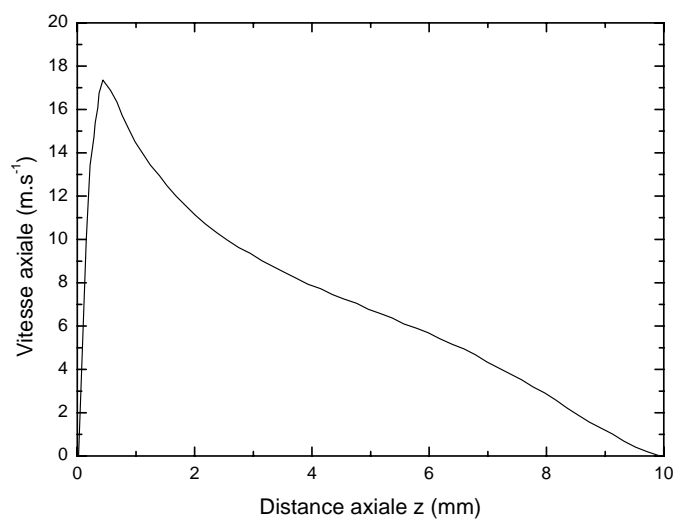


Figure FIII-24 : Vitesse axiale pour $I=30A$.

Pour ce nouveau cas, à faible intensité, la vitesse axiale (figure FIII-24) obtenue est beaucoup plus faible avec un maximum autour de 16m/s. Le fait d'avoir réduit l'intensité à considérablement diminué la force de Lorentz entrainant cette chute de la vitesse par rapport au cas à 200A et 600A.

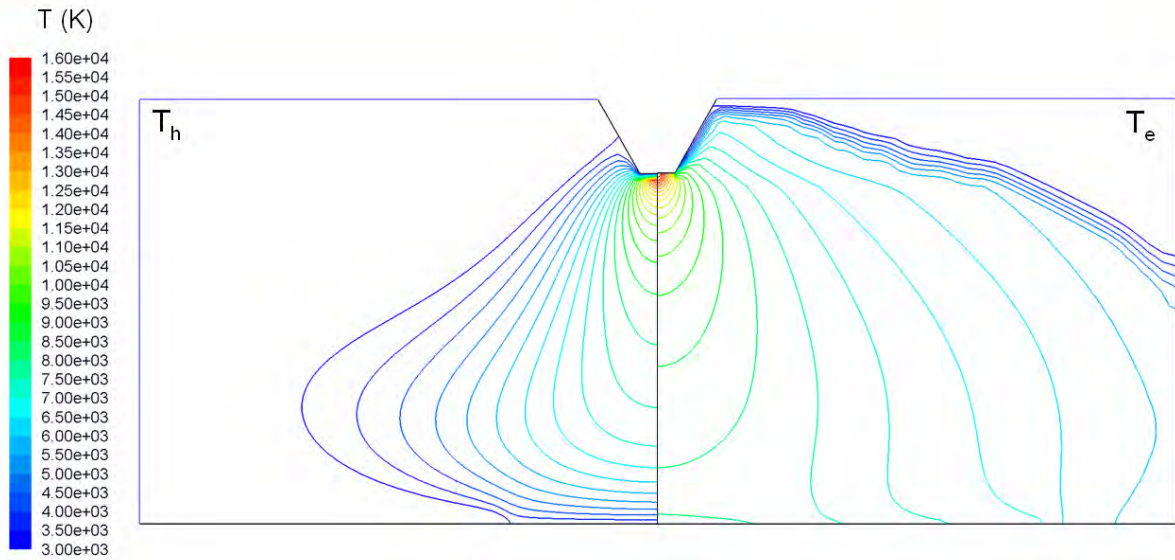


Figure FIII-25 : Champs de température des lourds et des électrons pour I=30A.

Les champs de températures obtenus sont tracés sur la figure (FIII-25). La réduction de la valeur du courant a entrainé une diminution de la température proche de la cathode comparée aux précédents cas. On constate que la température électronique est différente de la température des lourds sur l'axe de la décharge. Le champ de déséquilibre obtenu dans cette nouvelle configuration est présenté sur la figure (FIII-26).

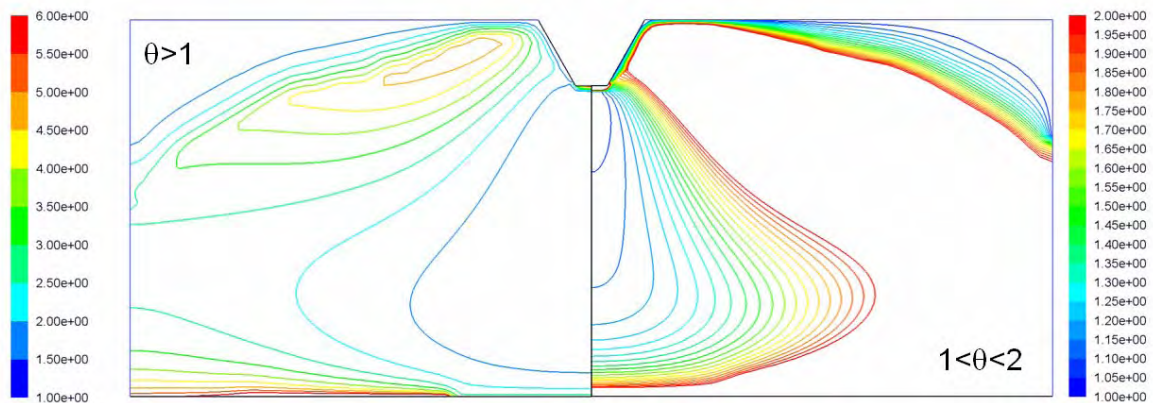


Figure FIII-26 : Champs de déséquilibre pour I=30A.

Comme prévu, à plus basse intensité on retrouve un déséquilibre plus important, même sur l'axe de la décharge puisque θ atteint des valeurs de 1.5 proche de l'anode.

3.14 **Bilan :**

Ce troisième chapitre a permis de décrire les étapes de la modélisation bidimensionnelle d'un arc libre d'argon à deux températures avec le logiciel @Fluent. D'abord, la mise en place des équations de l'énergie du modèle a suscité notre intérêt. Une attention particulière a été apportée pour l'écriture de l'équation de l'énergie des électrons. L'approche de Mitchner et Kruger [Mi1] relative à cette équation des électrons a été présentée. La résolution des deux équations de l'énergie, inspirée de la méthode itérative de Murthy et Mathur [Mu1], a ensuite été présentée.

La présentation du logiciel @Fluent utilisé et la mise en place de la résolution du plasma à deux températures au travers de l'UDF constitue la seconde étape du chapitre. Les résultats du modèle bidimensionnel à l'ETL et hors ETL obtenus ont été confrontés aux résultats expérimentaux de Hsu [Hs1].

Lors de la mise en place des équations pour les électrons et pour les particules lourdes nous nous sommes heurtés aux différents formalismes qui pouvaient exister au sein de la littérature. Différents termes posaient problèmes ; le terme relatif à l'énergie d'ionisation, la composante relative à la conductivité de réaction (concernant dans l'argon uniquement les phénomènes d'ionisation) et le terme radiatif. Nous avons appliqué les différentes formulations que nous avons pu trouver mais sans obtenir de résultats cohérents. Suite à ces incohérences liés aux jeux d'équations, nous avons détaillé deux résolutions en repartant de l'équation de Boltzmann et en écrivant les différents termes. D'une part, attribuer l'énergie d'ionisation à l'équation de l'énergie relative aux électrons, et d'autre part placer la conductivité de réaction comme composante de la conductivité thermique des électrons. Malgré ce choix de légers déséquilibres pouvaient exister dans des régions centrales de l'arc ; notre formalisme n'était donc lui aussi pas tout à fait satisfaisant.

Le terme radiatif a alors été revu plus en détail. En toute logique ce terme devrait être découpé selon les parts rayonnés par chaque type de particules (lourdes et électrons). En

étudiant les différentes contributions du coefficient d'émission nette, nous avons donc considéré que 30% du rayonnement devait être imputé à l'énergie des particules lourdes, et les 70% restants à l'énergie des électrons. Ceci a permis de trouver des résultats cohérents. Nous nous sommes néanmoins demandés comment avaient pu faire les autres auteurs pour ne pas rencontrer le même type de problème lors de la mise en place du jeu d'équations à deux températures : en réalité une perturbation minimale peut influencer le bilan et masquer le problème. Ainsi dans des configurations à forte convection ou bien dans des écoulements turbulents la répartition de l'énergie est complètement différente.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Ce travail a porté sur l'étude des écarts à l'équilibre thermique d'un plasma d'argon. L'étude a été scindée en trois chapitres.

✚ Le premier chapitre a été destiné à la mise en place d'un jeu complet de données de base en vue de la modélisation à deux températures d'un plasma d'argon. D'abord quelques généralités sur les plasmas thermiques et ses propriétés ont été abordées. Le premier objectif a été de mettre en place la composition hors ETL du plasma. Pour cela le calcul de la composition à l'ETL a été réalisé. Lors de ce calcul, une approche consistant à modifier l'écriture du système d'équation à résoudre selon la gamme de température et l'espèce lourde majoritaire a été mise en place. La même technique a ensuite été reproduite pour la détermination des compositions du plasma à deux températures. La formulation de l'équation de Saha généralisée à deux températures utilisée est celle de Van De Sanden. Les résultats à l'ETL et hors ETL sont en bon accord avec les résultats issus de la littérature.

Les propriétés thermodynamiques et les coefficients de transport à deux températures issus des compositions hors ETL ont ensuite été présentés et discutés. Nous avons prêté une attention particulière au calcul du terme d'échange d'énergie qui plus tard, allait permettre de coupler les équations de l'énergie des électrons et des particules lourdes lors de la modélisation à deux températures. Cette étape a nécessité la détermination des fréquences de collisions électrons-particules lourdes et le recours à des données de sections efficaces de collision électrons-atomes neutres. La comparaison du terme d'échange ainsi calculé avec des valeurs disponibles dans la littérature a permis de valider le jeu de données.

✚ Le second chapitre du travail a permis d'introduire la théorie de base de la modélisation et de mettre en place un modèle unidimensionnel à deux températures. Le caractère magnétohydrodynamique du plasma a d'abord été évoqué au travers des équations qui décrivent son caractère fluide et son aspect électrique. L'étude unidimensionnelle d'un arc stabilisé par parois à l'ETL et à deux températures a ensuite été développée en vue d'une confrontation des deux modèles. La méthode des volumes finis a été appliquée pour la résolution des modèles. Le modèle hors ETL a permis de mettre en évidence l'existence du déséquilibre thermique en bord de décharge et l'équilibre entre T_e et T_h en région centrale du

plasma. Une étude menée sur les termes sources a confirmé l'importance du terme Joule dans cette région centrale de la décharge. Par contre en s'éloignant de l'axe, le terme d'échange d'énergie finit par devenir prépondérant bien qu'il faille pondérer son influence par la baisse de la densité électronique le long du rayon. Après avoir étudié les profils radiaux des paramètres intervenant dans le terme d'échange, nous avons conclu que cette variation de E_{eh} était principalement liée à l'évolution de l'écart entre T_e et T_h .

Une étude paramétrique relative aux influences du nombre de points de maillage, de l'intensité du courant ainsi que du rayon de décharge sur les profils de températures a été réalisée. Les résultats ont révélé que pour le rayon que nous avons considéré (2mm) un maillage de 300 points était suffisant. Nous avons aussi observé que l'augmentation de l'intensité du courant confortait l'équilibre thermique dans la décharge alors qu'une augmentation du rayon de décharge a plutôt tendance à augmenter la zone en déséquilibre thermique. Lors de la confrontation des deux modèles (ETL et hors ETL), nous avons observé qu'à l'ETL, la température axiale du plasma était plus élevée que celle obtenue hors ETL. Ce fait s'explique par l'étalement de la densité du courant sur le rayon de la décharge pour le modèle hors ETL entraînant une légère baisse de l'effet Joule au centre.

❏ Le troisième chapitre a été consacré à la modélisation bidimensionnelle d'un arc libre à deux températures dans l'argon. Dans cette optique, nous nous sommes tout d'abord intéressés aux équations de l'énergie du modèle. En reprenant les développements de Mitchner et Kruger [Mi1], nous avons prêté une vigilance particulière à l'écriture de l'équation de l'énergie des électrons dans laquelle l'enthalpie due à l'ionisation des particules lourdes a été prise en compte. De gros désaccords existent dans la littérature quant aux jeux d'équations à utiliser. Ces désaccords sont principalement liés à la prise en compte de la conductivité thermique de réaction et de l'enthalpie due à l'ionisation dans les équations d'énergie des électrons et des particules lourdes. Finalement en repartant de l'équation de Boltzmann pour l'équation des lourds, nous avons arrêté un jeu d'équations. Les différents formalismes rencontrés ont cependant été analysés et étudiés dans notre configuration. Les résultats n'étaient pas totalement satisfaisants car de légers déséquilibres pouvaient exister au centre de la décharge quel que soit le formalisme. Nous avons alors analysé les différents termes sources des équations, et notre réflexion s'est notamment portée sur les pertes par rayonnement que la communauté s'accorde à attribuer aux électrons. Après analyses des contributions de chaque processus radiatif au calcul du coefficient d'émission nette, nous

avons attribué 30% de part rayonnée aux particules lourdes et 70% aux électrons. Ceci a permis d'obtenir des résultats cohérents.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la résolution numérique des équations de l'énergie. L'objectif a alors été d'améliorer la conservation du flux lors de la discrétisation des équations en la présence de variables dépendantes de la température dans des termes de dérivées partielles. Pour cela, une réécriture de l'équation de l'énergie inspirée de la méthode itérative de Murthy et Mathur [Mu1] a été présentée et appliquée au cas d'un arc libre à l'ETL. Le logiciel @Fluent utilisé pour la modélisation bidimensionnelle, ainsi que la programmation de l'UDF permettant au solveur de @Fluent de s'adapter à la résolution plasma ont été utilisés. L'aptitude du logiciel @Fluent à prendre en compte la résolution plasma au travers de l'UDF a été mise en évidence au travers des résultats.

Le code développé permet de trouver des résultats cohérents et présente un bon comportement à l'étude paramétrique réalisée. Le code a été testé pour différentes intensités du courant 30A, 200A et 600A.

✚ Voyons à présent quelques perspectives possibles sur ce travail. L'étude menée nous a permis d'entrevoir la difficulté de l'obtention d'un jeu de données cohérent pour l'étude des plasmas hors équilibre. La base de données nécessaire au code réside dans le calcul préalable d'une composition hors équilibre. Cependant ce point seul constitue une difficulté majeure tant les formalismes présentés par la littérature peuvent diverger. Lors de ce calcul de composition, nous avons pris le parti d'utiliser une formulation de la loi de Saha généralisée à deux températures dans laquelle la température d'excitation était systématiquement égale à celle des électrons. Une perspective de ce travail pourrait résider dans l'utilisation de compositions pseudo cinétiques pour le calcul des coefficients de transport et des propriétés thermodynamiques. Cependant cette méthode engendre de brusques sauts (figure FI-7) dans l'évolution de la densité électronique avec des résultats différents suivant que les densités ont été calculées pour une évolution croissante ou décroissante de la température [Hi1].

Les formalismes correspondant à la mise en place des équations de l'énergie hors ETL ne font pas encore l'unanimité au sein de la communauté. En reprenant les jeux d'équations rencontrés dans quelques papiers de la littérature, nous avons rencontrés beaucoup de problèmes qui n'ont pas été explicités.

Le jeu d'équations finalement retenues pour notre modèle diffère de ces formalismes par les points suivants :

- a. l'attribution de l'enthalpie due à l'ionisation à l'énergie des électrons,
- b. la prise en compte de la conductivité thermique due aux réactions dans la conductivité thermique des électrons,
- c. la pondération des pertes radiatives aux électrons et aux particules lourdes.

Nous avons émis différentes hypothèses afin d'expliquer le fait que les autres auteurs n'aient pas obtenu de résultats incohérents : géométrie différentes, part par convection plus grande dans leur modèle, ou bien écoulement turbulent compensant le déséquilibre.

Dans les perspectives de ce travail, il serait intéressant de tester le code mis en place sur différentes géométries. Une meilleure prise en compte des zones en déséquilibre proche des pieds d'arc peut aussi être envisagée. Actuellement les zones d'accrochages à l'anode et à la cathode ne sont pas décrites finement. Les travaux de thèse de F. Cayla [Ca1] pourraient être inclus pour décrire la gaine et la pré-gaine proche de la cathode. Enfin dans l'objectif de mettre en place un code auto cohérent pour la description des plasmas hors équilibre depuis l'entrée du courant jusqu'à sa sortie, un formalisme équivalent pourrait être inclus lors de la modélisation de la gaine anodique.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :

- [Ab1] S. Abdullah Al-Mamun, Y. Tanaka, Y. Uesugi**
«Two-Temperature Two-Dimensional Non Chemical Equilibrium Modeling of Ar–CO₂–H₂ Induction Thermal Plasmas at Atmospheric Pressure »
Plasma Chem Plasma Process (2010) 30:141–172
- [Ai1] www.airliquide.ca**
« Procédés plasma et TIG. Applications de soudage automatique »
1-800-817-7697
- [An1] P. André, M. Abbaoui, R. Bessege,**
« Comparison Between Gibbs Free Energy Minimization and Mass Action Law for a Multitemperature Plasma with Application to Nitrogen »
Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 17, No. 2, 1997
- [Ba1] Y. Bartosiewicz, P. Proulx, Y. Mercadier**
« A self-consistent two-temperature model for the computation of supersonic argon plasma jets »
J. Phys. D: Appl. Phys. 35 (2002) 2139–2148
- [Be1] J.B. Belhaouari**
« Modelisation de l’extinction d’un arc de sf₆ hors d’équilibre thermodynamique local »
Thèse – Université de Toulouse III – Paul Sabatier
- [Be2] J. J. Beulens, D. Milojevic, D. C. Schram, P. M. Vallinga**
« A two-dimensional nonequilibrium model of cascaded arc plasma flows »
Phys. Fluids B 3 (9). 1991
- [Bo1] M. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender**
« Thermal plasmas - Fundamentals and applications » Livre Vol1

[Ca1] F. Cayla

« Modélisation de l'interaction entre un arc et une cathode »

Thèse – Université de Toulouse III – Paul Sabatier

[Ch1] X. Chen, P. Han

« On the thermodynamic derivation of the Saha equation modified to a two-temperature plasma »

J. Phys. D: Appl. Phys. 32 (1999) 1711–1718

[Ch2] D. M. Chen, E. Pfender

« Two-temperature modeling of the anode contraction region of high-intensity arcs »

IEEE Transactions On Plasma Science, vol. ps-9, no. 4, 12/1981

[Ch3] S. Chapmann, T.G. Cowling

« The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases »

Cambridge University Press, (1958)

[Ch4] B. Chevry, J.J. Gonzalez, A. Gleizes

« Thermodynamic properties and transport coefficients for a two-temperature SF₆ plasma »

12th Int. Conf. Gas Dish. Applic., Greifswald, 562-565, 1997

[Co1] V. Colombo, E. Ghedini*, P. Sanibondi

« Thermodynamic and transport properties in non-equilibrium argon, oxygen and nitrogen thermal plasmas »

Progress in Nuclear Energy 50 (2008) 921–933

[Co2] V Colombo, E Ghedini, M Boselli, P Sanibondi and A Concetti

« 3D static and time-dependent modelling of a dc transferred arc twin torch system »

J. Phys. D: Appl. Phys. 44 (2011) 194005 (7pp)

[Cr1] Y. Cressault

« Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges argon-hydrogène-cuivre »

Thèse – Université de Toulouse III – Paul Sabatier

[Gi1] R. Girard

« Modélisation bi-dimensionnelle d'un arc de SF₆ en extinction, en déséquilibre thermique et chimique »

Thèse – Université de Toulouse III – Paul Sabatier

[Gl1] A Gleizes, B Chervy and J J Gonzalez

« Calculation of a two-temperature plasma composition: bases and application to SF₆ »

J. Phys. D: Appl. Phys. 32 (1999) 2060–2067

[Go1] D. Godin

« Calcul de compositions chimiques de plasmas à l'équilibre thermodynamique : application à la modélisation de l'ablation dans les disjoncteurs »

Thèse – Université de Montréal - Ecole polytechnique de Montréal

[Ha1] J. Haidar

« Non-equilibrium modelling of transferred arcs »

J. Phys. D: Appl. Phys. 32 (1999) 263–272.

[Hi1] H. Hingana

« Contribution à l'étude des propriétés des plasmas à deux températures, application à l'argon et à l'air »

Thèse - Université de Toulouse III – Paul Sabatier

[Hs1] K. C. Hsu, K. Etemadi, and E. Pfender

« Study of the free-burning high-intensity argon arc »

J. Appl. Phys. 54 (3), 03/1983

[Hs2] K.C. Hsu, E. Pfender

« Two-temperature modeling of the free burning, high-intensity arc »

J. Appl. Phys. 54 (8), 08/1983

[It1] Y. Itakawa

« Momentum-transfert cross section for electron collisions with atoms and molecules :
Revision and supplement, 1977 »

Atomic Data And Nuclear Data Tables 21, 69-75 (1978)

[Ko1] Z. Koalaga

« Composition d'équilibre des plasmas de H₂, Odeux et Ndeux hors équilibre
thermique » Can. J. Phys. 81 : 1095–1108 (2003)

[La1] F. Lago

« Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une surface : application au
foudroiement d'un avion » Thèse – Université de Toulouse III – Paul Sabatier

[Lo1] J.J. Lowke, R.W. Liebermann

« Radiation emission coefficients for sulfur hexafluoride arc plasmas »

J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 16, pp. 253-264.

[Lo2] J.J. Lowke

« Predictions of arc temperature profiles using approximate emission coefficients for
radiation losses » J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. Vol. 14, pp. 111-122.

[Ma1] M. Masquerre

« Etude du transfert d'énergie entre un arc électrique et un matériau »

Thèse – Université de Toulouse III – Paul Sabatier

[Mb1] Mbark el Morsly, P. Proulx

« Two-temperature chemically non-equilibrium modelling of an air supersonic ICP »

J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007) 4810–4828

[Mi1] M. Mitchner, Charles H. Kruger, Jr

« Partially ionised gas » Mechanical Engineering Department - Stanford University

<http://www-htgl.stanford.edu/PIG/PIGdefault.html>

[Mo1] J. Mostaghimi, P. Proulx, M. I. Boulos

« A two-temperature model of the R.F. inductively coupled plasma »

J. Appl. Phys. 61 (5), 1987

[Mo2] G. Montavon

« Application des plasmas thermiques aux procédés de découpage – soudage, de traitement de déchets et de projection plasma »

LERMPS – MRTC CNRS – 1^{ère} journée PLASMAS QUEBEC – 02/06/2010

[Mu1] J.Y. Murthy S.R. Mathur,

« A Conservative Numerical Scheme for the Energy Equation »

Fluent Inc., 10 Cavendish Ct. Lebanon, NH 03766

[Pa1] S. V. Patankar,

“Numerical heat transfer and fluid flow”, Livre

[Ph1] A.V. Phelps, JILA University of Colorado

Lien internet : <http://jilawww.colorado.edu/~avp/>

[Po1] Potapov A V

1966 High Temp. 4 48

[Ra1] V Rat, P André, J Aubretton, M F Elchinger, P Fauchais, D Vacher²

« Transport coefficients including diffusion in a two-temperature argon plasma»

J. Phys. D: Appl. Phys. 35 (2002) 981–991

[Sh1] Shi Nguyen-Kuok

« Investigation of the free-burning arc in argon »

Proc. of the XVI International Congress on Electricity Applications in Modern World
– UIE2008, Krakow, Polka, May 19-21, 2008.

[Va1] J.A.M. Van der Mullen, D.A. Benoy, F.H.A.G. Fey, B. Van der Sijde

« Saha equation for a two-temperature plasma: theory, experimental evidence, and interpretation » Physical Review E. (1994) Vol 50 – 5

[Va2] M.C.M. Van de Sanden, P.P.J.M. Schram

« Generalized law of mass action for a two-temperature plasma »

Physical Review A (1991) Vol 44 – 8

[Wi1] William F. F. EgelhoA, Jr.

« Semiclassical Explanation of the Generalized Ramsauer-Townsend Minima in Electron-Atom Scattering »

Physical Review Letters, Vol 71, N18

[Wi2] A.T.M. Wilbers, J.J. Beulens, D.C Schram

« Radiative energy loss in a two-temperature argon plasma »

J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfert Vol. 46 – 5 (1991) 385 – 392

Auteur : Zo Alain RANARIJAONA
Directeurs de thèse : Jean-Jacques GONZALEZ, Pierre FRETON
Equipe de recherche : AEPPT / LAPLACE

Lieu et date de soutenance : Toulouse, le 27 Septembre 2011

Titre

« Etude des écarts à l'équilibre thermique dans les plasmas d'arc »

Résumé

L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) est souvent considérée dans l'étude des plasmas thermiques, bien qu'elle ne soit légitime que pour la description de la colonne du plasma. En effet l'équipartition de l'énergie peut être mise à défaut dans certaines zones du plasma telles que les zones périphériques ou le proche voisinage des électrodes. En vue de mettre en place une modélisation auto cohérente, une représentation globale du cœur du plasma et des zones en déséquilibre est nécessaire.

Dans cette optique, ce travail décrit la mise en place d'un modèle hors ETL à deux températures (2T) sur une configuration « d'arc libre » où le milieu est décrit par deux équations de l'énergie : l'une pour les électrons T_e , et l'autre pour les particules lourdes T_h . Ces deux équations sont couplées par un terme d'échange d'énergie E_{eh} .

Dans un premier temps la mise en place des données de base du plasma est réalisée. Cette partie englobe le calcul de la composition hors équilibre thermique d'un plasma d'argon. A partir des compositions hors ETL, les coefficients de transport, les propriétés thermodynamiques, et le terme d'échange d'énergie peuvent être déterminés. L'évolution de ces propriétés est présentée en fonction de T_e et du rapport T_e/T_h .

Un modèle unidimensionnel d'arc stabilisé par paroi est ensuite mis en place. La configuration simplifiée du modèle permet d'étudier le déséquilibre thermique entre la température électronique et la température des particules lourdes. Une étude paramétrique est réalisée et les résultats commentés.

Dans une dernière partie l'étude est étendue à un cas bidimensionnel sur une configuration d'Arc libre dans l'Argon. La mise en place des équations de l'énergie pour la description à deux températures est détaillée. Une attention particulière est portée sur la programmation en vue d'une résolution via le logiciel @Fluent. Les résultats des modèles ETL et hors ETL sont confrontés à des résultats expérimentaux issus de la littérature. Une étude est alors réalisée au travers du paramètre intensité du courant.

Mots clés

Modélisation numérique	Composition	Ansys Fluent
Plasma thermique	Coefficients de transport	
Plasma à deux températures	Propriétés thermodynamiques	
Terme d'échange d'énergie	Argon	