



HAL
open science

Caractérisation des interactions plasma/parois dans un disjoncteur haute tension

Maeva Courrege

► **To cite this version:**

Maeva Courrege. Caractérisation des interactions plasma/parois dans un disjoncteur haute tension. Thermique [physics.class-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2017. Français. NNT : 2017TOU30162 . tel-01940433

HAL Id: tel-01940433

<https://theses.hal.science/tel-01940433>

Submitted on 30 Nov 2018

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par :

Maëva COURREGÉ

le Jeudi 5 octobre 2017

Titre :

Caractérisation des interactions plasma/parois
dans un disjoncteur haute tension

École doctorale et discipline ou spécialité

ED GEET : Ingénierie des PLASMAS

Unité de recherche :

LAPLACE – UMR5213

Directeur/trice(s) de Thèse :

Jean-Jacques GONZALEZ, Directeur de recherche CNRS, Université Toulouse III

Pierre FRETON, Professeur, Université Toulouse III

Jury :

Corinne ALONSO, Professeur, Université Toulouse III, Présidente

Jean-Marc BAUCHIRE, Professeur, Université d'Orléans, Rapporteur

Pierre CHAPELLE, Chargé de recherche, Université de Lorraine, Rapporteur

Pascal ANDRE, Professeur, Université de Clermont Auvergne, Examineur

Remerciements

Ce travail, réalisé au sein de l'équipe AEPPT « Arc Electrique et Procédés Plasmas thermiques », n'a été possible qu'avec la bienveillance de mes directeurs de thèse, Monsieur Jean-Jacques GONZALEZ, directeur de recherche au CNRS, et Monsieur Pierre FRETON, Professeur de l'Université Paul Sabatier de Toulouse. Je les remercie sincèrement de m'avoir fait confiance depuis le début, de m'avoir encadrée et de m'avoir toujours soutenue durant ces trois années de thèse. Je leur en suis très reconnaissante.

Cette thèse est née d'un partenariat avec la compagnie SIEMENS de Berlin. Je remercie Monsieur Franck REICHERT et Monsieur Arkatz PETCHANKA de m'avoir intégrée dans ce projet de recherche, de m'avoir fait participer à des échanges qui m'ont été bénéfiques, et de leur gentillesse.

Je tiens à remercier Monsieur Jean-Marc BAUCHIRE, Professeur de l'Université d'Orléans et Monsieur Pierre CHAPELLE, Chargé de Recherche à l'Université de Lorraine, d'avoir accepté de rapporter et d'évaluer ce travail. Je remercie également Madame Corinne ALONSO, professeur à l'Université Paul Sabatier et Monsieur Pascal ANDRE, Professeur à l'Université de Clermont Auvergne, d'avoir participé à mon jury de thèse. Merci à l'ensemble du jury pour l'attention portée à ce travail et pour leurs remarques constructives.

Je souhaite également remercier l'ensemble des membres de l'équipe AEPPT, des doctorants et docteurs du laboratoire, ainsi que tous mes anciens professeurs, pour leur disponibilité et leur soutien.

J'adresse également mes remerciements à Ivan REVEL, expert foudre à Airbus Group, qui, au-delà de son encadrement durant mon stage de master, a toujours gardé un œil bienveillant sur moi dans la suite de mes projets. Je le remercie sincèrement.

J'exprime enfin ma pensée et mes remerciements à tous mes proches, familles et amis, de m'avoir autant soutenue et encouragée. Cela m'a été d'une aide précieuse, pour parvenir à mener à bien ce projet de recherche.

À mon conjoint, Pierrick

À ma famille,

À mes amis

Sommaire

Sommaire	9
Symboles mathématiques	15
Introduction générale	19
Chapitre 1	23
Généralités et état de l'art	23
1.1 Quatrième état de la matière, le plasma	24
1.2 Formation d'un arc électrique	25
1.3 Le disjoncteur haute tension (DHT)	27
1.3.1 Rôle du disjoncteur haute tension	27
1.3.2 L'arc électrique dans la coupure de courant	28
1.3.2.1 La basse tension	28
1.3.2.1 La haute tension	30
1.3.3 Différents types de disjoncteurs	31
1.3.3.1 Le disjoncteur à huile	32
1.3.3.2 Le disjoncteur à air comprimé	32
1.3.3.3 Le disjoncteur à vide	32
1.3.3.4 Le disjoncteur à auto soufflage	33
1.3.4 Modélisation des disjoncteurs haute tension	33
1.4 Interaction entre l'arc et les matériaux dans un DHT	35
1.5 Modèles d'interaction arc/électrode dans la littérature	36
1.5.1 Modèle de Benilov en 1995	37
1.5.1.1 Paramètres d'entrée	37
1.5.1.2 Hypothèses simplificatrices	38
1.5.1.3 Conditions limites	39
1.5.1.4 Système d'équations	40
1.5.2 Modèle de Benilov en 2002-2003	44
1.5.3 Modèle de Benilov en 2008	46
1.5.3.1 Paramètres d'entrée	47
1.5.3.2 Hypothèses	47
1.5.3.3 Conditions limites	47
1.5.3.4 Système d'équations	49
1.6 Conclusion	53

Chapitre 2	55
Présentation du modèle	55
2.1 Simulation numérique	57
2.1.1 Outil numérique et résolution	57
2.1.2 Géométrie et domaine de calcul	57
2.1.3 Intensité du courant appliqué	59
2.1.4 Hypothèses	59
2.1.5 Composition du plasma	61
2.1.6 Propriétés du plasma	62
2.2 Modélisation de la colonne d'arc au sein du DHT	62
2.2.1 Modèles physiques spécifiques	63
2.2.2 Résolution des équations	67
2.2.3 Conditions aux limites	72
2.2.4 Schéma récapitulatif	75
2.3 Modélisation de la zone anodique	76
2.3.1 Structure de la zone anodique	76
2.3.2 Résolution des équations	77
2.4 Modélisation de la zone cathodique	80
2.4.1 Structure de la zone cathodique	81
2.4.2 Résolution des équations	82
2.5 Modélisation des électrodes	89
2.5.1 Géométrie	89
2.5.2 Nature des électrodes	90
2.6 Conclusion chapitre 2	91
Chapitre 3	95
Optimisation du modèle	95
3.1 Calcul du flux d'électrons thermo émis à la cathode	97
3.1.1 La méthode de Richardson	98
3.1.2 La méthode de Murphy Good	101
3.1.2.1 Calcul de l'intégrale I_1	103
3.1.2.2 Calcul de l'intégrale I_2	104
3.1.3 Résultats et comparaison	105
3.1.3.1 Modèle 1D	106
3.1.3.2 Evolution du champ électrique	107
3.1.3.3 Densité de courant due aux électrons thermo émis	110
3.2 Calcul auto cohérent de la taille de la couche d'ionisation	114
3.2.1 Mise en place de la méthode	114
3.2.2 Résultats et comparaison	115
3.3 Hypothèse d'équilibre d'ionisation dans la pré-gaine	119

3.3.1 Phénomène de diffusion ambipolaire _____	120
3.3.2 Résultats et comparaison _____	121
3.3.2.1 Comparaison des modèles de Lowke avec et sans diffusion ambipolaire _____	121
3.3.2.2 Comparaison avec notre modèle _____	124
3.4 Calcul de composition à l'interface gaine/pré-gaine _____	126
3.4.1 Comparaison avec un calcul de composition cinétique _____	128
3.4.2 Comparaison avec deux calculs de composition différents _____	130
3.5 Conclusion chapitre 3 _____	134
Chapitre 4 _____	139
Développement et ajout d'un modèle d'ablation _____	139
4.1 Ablation du PTFE : Modèle de T. Christen _____	141
4.1.1 Détermination de la température de vaporisation _____	142
4.1.2 Description de la première phase du modèle _____	144
4.1.3 Description de la seconde phase du modèle _____	146
4.2 Ablation d'électrode : Modèle de Benilov _____	149
4.2.1 Cas $\beta < 1$ (soit $P_v < P_\infty$) _____	150
4.2.2 Cas $\beta > 1$ (soit $P_v > P_\infty$) _____	151
4.3 Ablation d'électrode : Modèle analytique _____	153
4.3.1 Régime diffusif _____	153
4.3.2 Régime ablatif _____	158
4.3.2.1 Description des couches _____	160
4.3.2.2 Détermination de la vitesse à la sortie de la couche de Knudsen _____	161
4.3.2.3 Distributions de particules aux bornes de la couche de Knudsen _____	162
4.3.2.4 Résolution des équations _____	165
4.4 Choix du modèle d'ablation d'électrode _____	169
4.5 Conclusion du chapitre 4 _____	174
Chapitre 5 _____	177
Simulation et Résultats _____	177
5.1 Assemblage Cu/W _____	179
5.1.1 Détermination de la fraction volumique _____	179
5.1.2 Détermination des propriétés Cu/W _____	180
5.2 Simulation _____	183
5.3 Résultats _____	187
5.3.1 Prise en compte de l'ensemencement de vapeurs métalliques _____	187
5.3.2 Influence du cuivre sur le comportement de l'arc _____	188
5.3.2.1 Ablation du cuivre _____	188
5.3.2.2 Influence du cuivre sur la température de l'arc _____	190
5.3.2.3 Influence du cuivre sur l'ablation des parois en PTFE _____	192

5.3.2.4 Energie totale injectée dans le système	194
5.3.2.5 Etude paramétrique	198
5.3.2.6 Influence de la nature des électrodes	202
5.3.3 Influence du cuivre dans le DHT	206
5.3.3.1 Masse de PTFE ablatée	206
5.3.3.2 Pression dans les volumes de chauffage	207
5.3.3.3 Champs de température	208
5.3.3.3 Prédiction du modèle	211
5.3.2.7 Discussions	212
5.4 Conclusion du chapitre 5	215
Conclusion générale	219
Perspectives	219
Bibliographie	225
Liste des figures	233
Annexe 1	239

Symboles mathématiques

A_R	Constante de Richardson	[A.m ⁻² .K ⁻²]
e	Charge élémentaire	[eV]
E	Champ électrique	[V.m ⁻¹]
C_p	Chaleur spécifique	[J/kg/K]
Z_i	Charge de l'espèce i	[C]
ΔW	Correction de Schottky	[m ⁻³]
γ	Coefficient d'émission secondaire des électrons	[m ⁻³]
k_B	Constante de Boltzmann	[m ³ .kg.s ⁻¹ .K ⁻¹]
j	Densité de courant	[A.m ⁻²]
j_{em}	Densité de courant d'électrons thermo émis	[A.m ⁻²]
j_{ems}	Densité de courant d'électrons d'émission secondaire	[A.m ⁻²]
n_e	Densité d'électrons	[m ⁻³]
n_{es}	Densité d'électrons à l'interface gaine - pré-gaine	[m ⁻³]
n_{is}	Densité d'ions à l'interface gaine - pré-gaine	[m ⁻³]
$P_{x,y,z}$	Moment d'une particule	[kg.m ² .s ⁻¹]
ϵ_0	Permittivité du vide	[F.m ⁻¹]
P	Pression	[Pa]
W	Travail de sortie du métal	[eV]
h	Constante de Planck	[m ² .kg.s ⁻¹]
\hbar	Constante de Planck réduite	[m ² .kg.s ⁻¹]
R	Constante des gaz parfaits	[J.mol ⁻¹ .K ⁻¹]
m_k	Masse de l'espèce k	[U.A]
T_w	Température à la surface de la cathode	[K]
T_e	Température électronique	[K]
T_l	Température des particules lourdes	[K]
T_{is}	Température des ions à l'interface gaine – pré-gaine	[K]
ϕ	Travail de sortie du Tungstène	[eV]
c	Vitesse du son	[m.s ⁻¹]

η	Viscosité	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ε	Emissivité de la surface	
σ	Constante de Stefan - Boltzmann	[W.m ⁻² .K ⁻⁴]
Φ_{rd}	Flux d'électrons rétrodiffusés	
Φ_{em}	Flux d'électrons thermo émis	
Φ_{ems}	Flux d'électrons d'émission secondaire	
Φ_i	Flux d'ions	
U_s	Chute de tension dans la gaine	[V]
λ_D	Longueur de Debye	[m]
λ_e	Libre parcours moyen des électrons	[m]
B_θ	Champ magnétique	[T]
κ	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
A_r	Composante radiale du potentiel vecteur	[Wb.m ⁻¹]
A_z	Composante axiale du potentiel vecteur	[Wb.m ⁻¹]
j_r	Composante radiale de la densité de courant	[A.m ⁻²]
j_z	Composante axiale de la densité de courant	[A.m ⁻²]
σ_{2T}	Conductivité électrique à deux températures dans la PG	[S.m ⁻¹]
σ_{1T}	Conductivité électrique à l'E.T.L.	[S.m ⁻¹]
θ	Ecart à l'équilibre (T_e/T_l)	
ε	Emissivité	
A	Potentiel vecteur magnétique	[kg.s ⁻² .A ⁻¹ .m]
B	Induction magnétique	[kg.s ⁻² .A ⁻¹]
n	Vecteur unitaire normale à la surface	
M	Masse molaire	[kg.mol ⁻¹]
V_i	Potentiel d'ionisation du gaz	[V ou kg.m ² .A ⁻¹ .s ⁻³]
r	Composante radiale de la grandeur associée	
z	Composante axiale de la grandeur associée	

Introduction générale

Les disjoncteurs sont indispensables à la sûreté du réseau électrique. Ils ont pour rôle d'interrompre le courant et de protéger les installations électriques ainsi que les hommes. Deux types de coupure de courant doivent être assurés : lors d'une opération volontaire sur commande et lors d'une protection automatique en cas de court-circuit ou de surintensité sur le réseau. Les disjoncteurs peuvent être répertoriés en diverses catégories suivant la valeur de la tension, basse, moyenne et haute tension. De ce fait, leurs fonctionnements diffèrent. Cependant quel que soit le type de disjoncteur envisagé (BT, HTA, HTB) un arc électrique est formé. Idéalement un disjoncteur devrait pouvoir passer instantanément d'un état conducteur à un état isolant et la séparation des contacts devrait être parfaitement synchronisée avec le passage par zéro du courant. Ces conditions étant utopiques, ce léger décalage de synchronisation fait donc intervenir une phase d'arc électrique. Ce n'est que lors de l'extinction de cet arc, que la coupure est effective.

De nombreux auteurs, se sont intéressés à la présence de ce plasma au sein des disjoncteurs. Des études théoriques ont été menées concernant la turbulence, le champ magnétique [Gon_01], le rayonnement du plasma [Jan_01][Ior_01][Rei_01], la montée en pression dans les volumes de chauffage ou encore l'ablation des parois en PTFE (polytétrafluoroéthylène) menant à l'apparition de vapeurs de C_2F_4 [God_01] [Zha_01] [Gon_03]. Néanmoins, l'ablation des électrodes reste jusqu'alors pas prise en considération dans les différents modèles de la littérature.

Afin de poursuivre la fine description faite du plasma dans les disjoncteurs haute tension, mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'interaction entre l'arc électrique et les parois, et répondre aux enjeux industriels, une étude purement théorique a été réalisée. Celle-ci constitue l'essentiel des travaux de cette thèse. Une collaboration

a été effectuée entre l'équipe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques du laboratoire Laplace de Toulouse avec la compagnie SIEMENS de Berlin.

Le chapitre 1 introduit l'ensemble des notions relatives à la formation des arcs électriques ainsi qu'aux fonctionnements des disjoncteurs haute tension. De plus, une revue des travaux de la littérature est présentée afin de constituer une base de recherche.

La modélisation est une bonne alternative pour appréhender certains phénomènes pas toujours observables lors d'études expérimentales, notamment ceux liés aux interactions plasma/matériau. Le chapitre 2 est donc consacré au modèle mis en place.

Le chapitre 3 est quant à lui dédié à l'optimisation de ce modèle. En effet, l'étude bibliographique réalisée en amont, a permis de souligner les différents points divergents entre les auteurs et notre modèle. Ces aspects sont étudiés, comparés et discutés.

La présence de vapeurs métalliques au sein des plasmas constitue une étude de recherche très répandue dans le domaine de la physique des plasmas, mais non appliquée. En effet, l'ablation de l'électrode mobile dans les disjoncteurs haute tension n'a jusqu'alors jamais été prise en considération. Un modèle d'ablation est donc mis en place et fait l'objet du chapitre 4.

Pour finir, le chapitre 5 présente les résultats de simulation obtenus lors de la prise en compte de l'ablation de l'électrode mobile supérieure dans les disjoncteurs haute tension. Une confrontation avec les résultats expérimentaux fournis par Siemens, permettra de conforter notre modèle. Nous concluons alors sur l'influence de la présence de vapeurs métalliques dans le plasma, au sein d'un disjoncteur haute tension.

Chapitre 1

Généralités et état de l'art

La phénoménologie des plasmas demeure méconnue ou abstraite pour de nombreuses personnes et nous ignorons qu'ils représentent en réalité 99% de ce qui nous entoure. Ils se présentent sous forme artificielle, en laboratoire, ou naturelle. Les aurores boréales, les étoiles dans notre atmosphère sont le reflet de ce milieu physique. Il est visible grâce à de fortes émissions de lumière, comme peut en témoigner le plus populaire des plasmas : le soleil. Le terme « plasma » a été introduit pour désigner un gaz ionisé dont la principale propriété est d'être globalement neutre. En effet, ce sont des milieux très réactifs dans lesquels cohabitent des espèces neutres (atomes et molécules) et chargées (électrons et ions). Toutes ces espèces interagissent fortement entre elles. La dissociation et l'ionisation des gaz conduisent donc à la création de cet état, nommé le quatrième état de la matière.

Le fonctionnement des disjoncteurs à haute tension est fondé sur la présence d'un plasma, et sera présenté dans cette première partie. Cela nous permet d'introduire le sujet de notre étude, qui consiste à caractériser l'interaction entre l'appareil de coupure et le plasma se trouvant au sein de celui-ci. Sur le plan des mécanismes physiques, deux types d'interaction sont abordés : l'interaction entre l'arc et les tuyères du disjoncteur, mais aussi celle avec les électrodes. Cette dernière nécessite une description rigoureuse des mécanismes existants au sein de la gaine et de la pré-gaine. Elle fera l'objet d'une étude bibliographique afin de comparer les différents modèles décrivant cette zone d'interaction, et de mettre en évidence les modifications à apporter pour caractériser au mieux ces interactions.

1.1 Quatrième état de la matière, le plasma

Chaque état de la matière est caractérisé par une organisation différente des particules qui le composent. L'état solide correspond à l'état le plus compact, cela signifie que les particules sont en très grand nombre et très proches, par conséquent elles semblent à l'arrêt. Lorsque l'on chauffe un tel milieu, les particules se mettent en mouvement introduisant ainsi le second état de la matière : le liquide. Enfin, au-delà d'une certaine température, les particules atteignent de grandes vitesses et sont très éloignées les unes des autres. Ce dernier milieu correspond à l'état gazeux. Les particules y sont peu nombreuses et n'interagissent donc pas entre elles, inhibant ainsi la création de charge libre. Un gaz est donc un isolant électrique car en l'absence de charge libre, un courant électrique ne peut pas circuler.

En revanche, si l'on apporte de l'énergie à ces particules du gaz (en chauffant à nouveau ou aux moyens d'autres principes), des électrons seront libérés laissant derrière eux des ions. Le gaz est donc ionisé et un courant électrique peut circuler. Celui-ci devient donc un conducteur électrique. Cet état constitue le quatrième état de la matière : le plasma. La matière se décline donc en différents états représentés ci-dessous sur la figure 1.1.

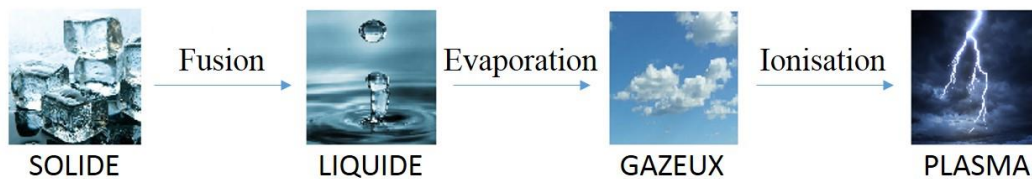


Figure 1.1: Les états de la matière

Suivant les propriétés intrinsèques à chaque plasma notamment leur densité électronique, leur température électronique ou leur état thermodynamique, il est possible de les distinguer.

Un « plasma chaud » est totalement ionisé, le milieu est donc constitué entièrement d'ions et d'électrons. Dus à leurs températures très élevées, les plasmas chauds portent aussi le nom de plasmas de fusion.

Un « plasma froid » est quant à lui un gaz plus faiblement ionisé, par conséquent un grand nombre de particules neutres le compose.

Présents dans les disjoncteurs à haute tension, nous nous intéressons tout particulièrement aux plasmas froids. Ils peuvent être divisés en deux sous-catégories : les plasmas hors-équilibre et les plasmas thermiques. Ces derniers ont la particularité d'être définis à partir d'une seule température, c'est pourquoi ils sont aussi appelés plasmas à l'équilibre thermodynamique. En revanche, dans les plasmas hors-équilibre, les particules lourdes et les électrons ne possèdent pas la même température.

Désormais, le comportement des plasmas thermiques fera l'objet de notre étude.

1.2 Formation d'un arc électrique

Le passage d'un courant électrique entre deux électrodes forme une décharge électrique. Celle-ci évolue suivant une caractéristique courant-tension (cf. figure 1.2). Différents régimes de décharges peuvent être distingués: une phase de décharge non autonome puis autonome. En effet, la différence de potentiel existante entre les électrodes, permet aux particules du gaz initialement isolant d'acquérir de l'énergie, générant ainsi des charges libres. Or cette quantité de charges libres est faible dans les premiers instants et nécessite l'apport d'une source extérieure pour maintenir la décharge. La décharge est dite non autonome.

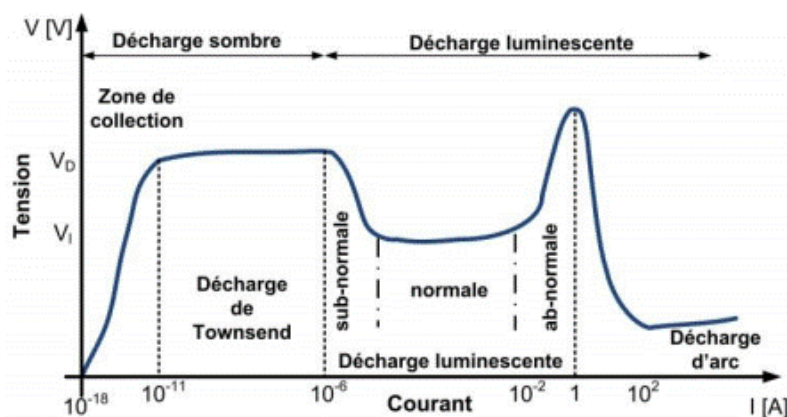


Figure 1.2: Evolution des types de décharges jusqu'à la formation de l'arc électrique [Lez_01]

La phase autonome, quant à elle, débute par la décharge dite de Townsend suivie de la décharge luminescente pour aboutir à un arc comme peut l'illustrer la figure 1.2. L'augmentation de la tension permet aux électrons d'emmagasiner suffisamment d'énergie pour ioniser les molécules du gaz. Un processus d'avalanche se forme, créant ainsi une décharge d'arc. Cette figure permet donc de constater qu'il est possible, à partir d'une décharge non autonome, de former un arc électrique entre deux électrodes en y augmentant considérablement la tension dans un premier temps puis le courant.

D'autres types d'amorçages d'arc existent, notamment celui utilisé dans les disjoncteurs. Les électrodes sont initialement en contact, elles ne présentent donc pas de différence de potentiel et sont traversées par un courant. Lorsque les contacts commencent à s'éloigner, le courant continue à circuler sur des surfaces infiniment petites encore en contact. La densité de courant atteint donc des valeurs très élevées. L'effet Joule, directement proportionnel à la densité de courant, augmente considérablement provoquant ainsi la fusion des électrodes. Ce métal forme alors un « pont fondu » entre les électrodes. Lorsque celles-ci continuent à s'écarter, on peut observer la rupture de ce pont métallique sous forme d'explosion. Le milieu gazeux soumis à une hausse de tension va alors former un plasma. Par conséquent, la formation du pont fondu suivi de la séparation totale des électrodes, engendre l'amorçage d'une décharge électrique. Le principe reste donc similaire à celui présenté ci-dessus : la formation de l'arc électrique est réalisée à partir d'une décharge entre deux électrodes aux potentiels différents. Nous verrons néanmoins, que l'existence de ce pont puis sa rupture pourrait être responsable de la présence de vapeurs métalliques au sein du plasma.

La stabilisation de l'arc est un point recherché dans de nombreuses applications, telles que le soudage à l'arc électrique ou le traitement de surface. Cependant dans notre étude, nous cherchons au contraire sa « déstabilisation ». Dans un disjoncteur à haute tension, afin de réaliser une coupure de courant, nous utilisons l'énergie de l'arc, pour provoquer sa propre extinction. La partie suivante est consacrée à ce fonctionnement et au rôle attribué au disjoncteur à haute tension.

1.3 Le disjoncteur haute tension (DHT)

1.3.1 Rôle du disjoncteur haute tension

L'énergie électrique dont nous nécessitons au quotidien, créée dans des centrales (électrique, hydraulique ou autres), est transportée via le réseau électrique (figure 1.3).



Figure 1.3: Réseau électrique [Ome_01] et exemple d'un design de DHT SIEMENS [Sie_01]

Il se décompose en trois parties : production, transport et distribution. La place des disjoncteurs haute tension se trouve le long de ce réseau au sein des différents postes afin de pouvoir, à n'importe quel moment, n'importe où, isoler une partie de ce réseau (figure 1.4). Les raisons de cette isolation sont multiples et peuvent être soit volontaires pour des raisons de maintenance des appareils par exemple, soit parce que cette partie présenterait éventuellement des défaillances. Un impact de foudre ou encore la chute d'un arbre provoquant un court-circuit, font partie des anomalies courantes qui apparaissent. Ces phénomènes imprévisibles rendent les disjoncteurs à haute tension indispensables et omniprésents dans notre société et font donc l'objet de notre étude.

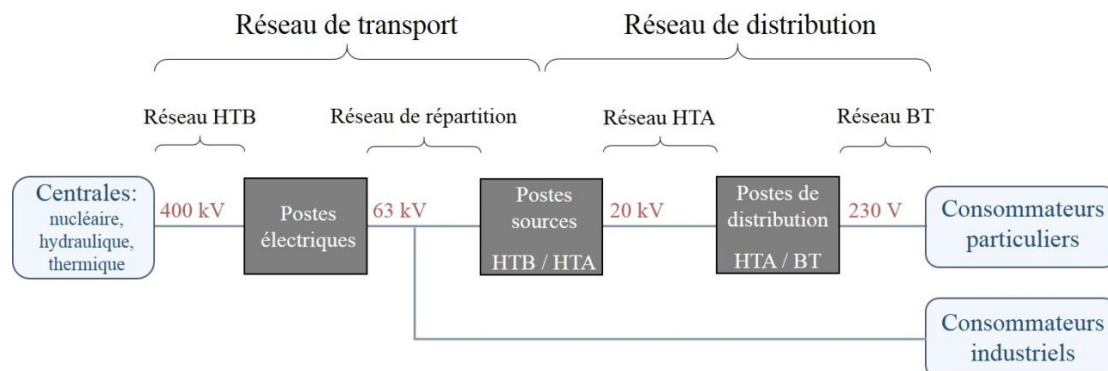


Figure 1.4: Schéma du réseau électrique

(HTB : Haute tension de type B, HTA : haute tension de type A, BT : basse tension)

La nature du courant électrique peut se diviser en deux catégories : le courant continu et le courant alternatif. Dans le cas de notre étude, le disjoncteur à haute tension est traversé par un courant alternatif. Celui-ci est associé à une fréquence de 50 Hertz en France, mais diffère suivant les pays et les normes appliquées.

Afin de concevoir des appareils de coupure de plus en plus performants, moins couteux et moins volumineux, il est nécessaire de comprendre le fonctionnement interne du disjoncteur à haute tension. Connaissant maintenant le type de courant à interrompre en cas d'anomalies sur le réseau, nous allons présenter dans cette partie le rôle de l'arc électrique au sein du disjoncteur et nous décomposerons les différentes phases permettant d'aboutir à la coupure de ce courant alternatif. Différents types de coupure existent et ont fait l'objet de nombreux travaux dans la littérature, par conséquent nous exposerons ici principalement la coupure à auto-soufflage SF₆, directement en rapport avec nos recherches.

1.3.2 L'arc électrique dans la coupure de courant

Grace à la recherche et aux avancées technologiques, la puissance délivrée par les différentes sources d'énergie s'est accrue. Il a donc fallu adapter les disjoncteurs. Les hautes tensions sont alors apparues pour maintenir un courant constant avec des puissances plus élevées. Suivant la tension du réseau, une classification des disjoncteurs est donc réalisée. En deçà de 1.5 kV, on parle de basse tension, dans la gamme de 1.5 kV à 50 kV figure la moyenne tension (HTA) et au-delà, il s'agit de la haute tension (HTB).

1.3.2.1 La basse tension

Comme dit précédemment, des courants de défauts ou de court-circuit peuvent être détectés. Dans le cas des disjoncteurs basse tension, cette détection passe par l'utilisation de déclencheurs thermique ou magnétique. Suivant le type de défauts rencontré, un déclencheur spécifique va provoquer l'ouverture du circuit.

Initialement, le disjoncteur est constitué de deux électrodes en contact permettant au courant du réseau de circuler librement. La détection d'une anomalie déclenche l'ouverture de ce contact (cf. figure 1.5), une différence de potentiel apparait entre les

électrodes et entraîne l'apparition d'un arc électrique. L'existence de cet arc électrique témoigne d'un passage de courant. Le but de la coupure électrique est donc d'éteindre cet arc formé. D'après la figure 1.6, le courant décroît si la tension d'arc devient supérieure à la tension du réseau. Pour réaliser cette coupure, deux actions principales sont à effectuer : l'allongement de l'arc et sa fragmentation. Ces deux actions permettent l'augmentation de la tension d'arc afin de surpasser la tension du réseau dans le but de diminuer le courant et d'aboutir à la coupure de courant [Bau_01].

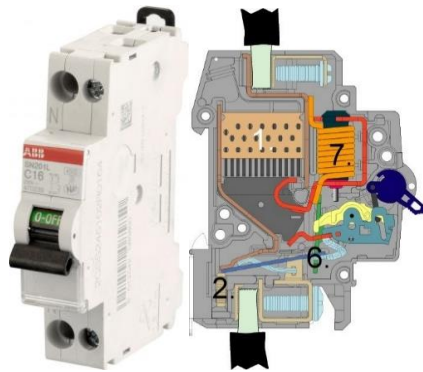


Figure 1.5: Exemple et coupe d'un disjoncteur basse tension, 1 : chambre de coupure, 2 : vis de réglage, 6 : système de coupure thermique, 7 : système de coupure magnétique [Ins_01]

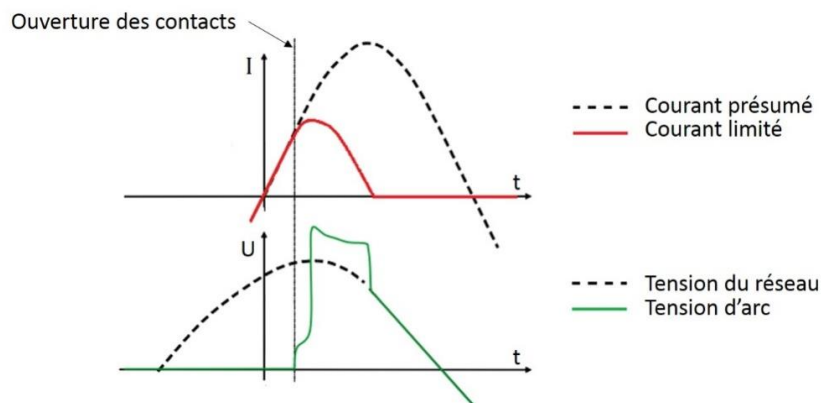


Figure 1.6: Evolution des courants et des tensions du réseau et de l'arc au cours du temps

Lorsque la tension d'arc devient supérieure à la tension du réseau, le courant d'arc diminue considérablement. Par conséquent, le disjoncteur basse tension remplit un rôle de limiteur de courant.

1.3.2.2 La haute tension

Le disjoncteur à haute tension n'a plus un rôle de limiteur. Il est composé d'une partie puissance et d'une partie commande. Cette dernière, qu'elle soit pneumatique, hydraulique ou mécanique à ressort, assure la séparation des électrodes [Zen_01]. La partie puissance permet de réaliser la coupure de courant.

De la même façon que dans les disjoncteurs basse tension, lors de l'ouverture des contacts, un arc électrique se forme, le but étant toujours de l'éteindre pour empêcher le courant de circuler. En revanche, la tension du réseau est trop élevée pour espérer la surpasser. D'autres techniques de coupure ont alors été mises en place pour la moyenne et haute tension, et implique l'utilisation de gaz de remplissage. Notre étude s'est portée sur les disjoncteurs à auto-soufflage remplis d'hexafluorure de soufre (SF_6) dont le principe est exposé ci-dessous, néanmoins il existe une grande variété de disjoncteurs à haute tension qui sera présentée dans la partie suivante 1.3.3.

Le courant alternatif du réseau nous permet de distinguer deux phases : une phase de fort courant et une phase de passage par zéro du courant. La phase de fort courant, associée à l'effet joule, est responsable d'une augmentation significative de température et de pression au sein du plasma. Les volumes d'expansion (aussi appelés volumes de chauffage), sont constitués de gaz froids à des pressions inférieures à celle du cœur du plasma. Cette différence de pression provoque l'écoulement vers ces volumes et participe, avec le rayonnement de l'arc et les phénomènes de conduction, à la montée en température des gaz présents dans ces volumes. Ils vont à leur tour subir une forte augmentation de pression. A l'approche du passage par zéro du courant, l'effet joule diminue considérablement, faisant ainsi chuter la pression dans la zone d'arc. La pression dans les volumes d'expansion (cf. figure 1.7) étant alors supérieure, l'écoulement va s'inverser, provoquant un soufflage de l'arc. Ce soufflage refroidit alors la zone plasma inter électrodes jusqu'à atteindre des températures suffisamment basses pour permettre de retrouver un milieu isolant.

Le principe est donc d'utiliser l'énergie propre à l'arc pour parvenir à son extinction. Le fonctionnement du disjoncteur doit tout de même être capable de contrôler

cet arc durant un laps de temps, et l'empêcher de se rallumer après le passage par zéro du courant.

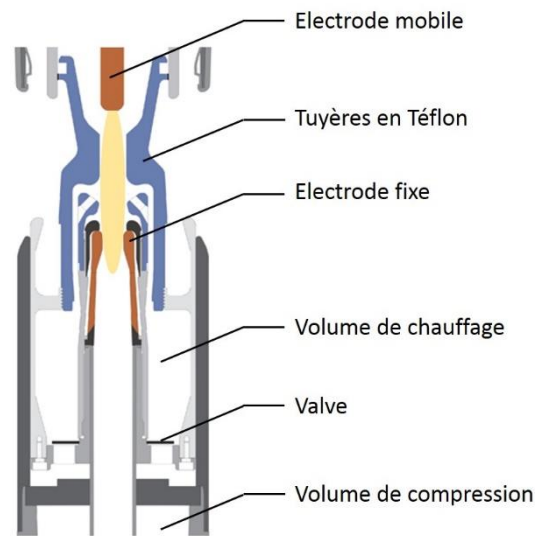


Figure 1.7: Schéma d'une coupe d'un disjoncteur haute tension à auto soufflage [Kor_01]

Pour remplir ces différentes fonctionnalités, le disjoncteur haute tension se compose de nombreux éléments. La figure 1.7 permet de visualiser la structure d'un disjoncteur haute tension à auto-soufflage. Dès lors qu'un défaut est détecté sur le réseau, deux contacts dits « d'arc » permettent au courant de circuler. Ces deux contacts sont visibles sur la figure 1.7 (électrodes mobile et fixe). Les tuyères, appelées aussi buses, guident l'écoulement de l'arc vers les volumes de chauffage et de compression, tous deux reliés par une valve (cf. figure 1.7). La compression de ce dernier volume, participe à la montée en pression dans les volumes de chauffage dans le but de souffler l'arc électrique.

1.3.3 Différents types de disjoncteurs

Comme évoqué précédemment, la tension du réseau a permis de classier les disjoncteurs en deux catégories. La première s'apparente aux disjoncteurs basse tension (DBT). Ces appareils BT sont ensuite divisés en sous-catégories suivant leur technique de coupure : disjoncteurs magnétique, thermique, électronique ou magnétothermique.

La seconde catégorie comprend les disjoncteurs moyenne et haute tension. De nombreuses techniques de coupure ont été élaborées et permettent d'établir un classement des disjoncteurs à haute tension. Celles-ci sont présentées ci-dessous.

1.3.3.1 Le disjoncteur à huile

Le plus ancien des disjoncteurs est constitué d'électrodes immergées dans l'huile. Lorsque l'arc est établi, la vaporisation de l'huile crée des vapeurs. Or lorsque l'huile se décompose, des molécules d'hydrogène sont créées en majorité et permettent au milieu de remplir les propriétés adéquates pour réaliser une coupure de courant. En effet, pour interrompre la circulation d'un courant, le milieu environnant doit posséder de bonnes conductivités thermique et électrique pour s'opposer au courant et dissiper l'énergie de l'arc afin de parvenir à son extinction. L'énergie de l'arc est consommée par les processus de vaporisation et de décomposition de l'huile. Cette consommation mène au refroidissement de l'arc et à son extinction. Néanmoins, l'utilisation de l'huile est à proscrire. En effet, étant donnée l'insécurité qu'engendre l'huile par un risque d'incendie élevé et l'importante maintenance qu'impose son utilisation [The_01], l'huile a rapidement été substituée par des gaz isolants.

1.3.3.2 Le disjoncteur à air comprimé

Le premier gaz à avoir été substitué à l'huile, fut l'air comprimé. Celui-ci détient les caractéristiques thermique et électrique adaptées à la réalisation d'une coupure de courant et présente principalement l'avantage majeur de ne rien coûter. L'air sous pression est ensuite utilisé pour souffler l'arc. Néanmoins cette technique de coupure ajoute une étape préliminaire de compression à son fonctionnement, et exige donc l'utilisation d'appareils volumineux.

1.3.3.3 Le disjoncteur à vide

Le vide possède lui aussi les caractéristiques nécessaires pour remplir le rôle de gaz de remplissage dans les disjoncteurs. Néanmoins son utilisation se limite aux tensions inférieures à 70 kV et n'est donc pas un concurrent direct du SF₆ pour les hautes tensions.

1.3.3.4 Le disjoncteur à auto soufflage

Le principe du disjoncteur à auto soufflage a été présenté ci-dessus (cf. 1.3.2.1). Aujourd'hui, l'utilisation de ce type de disjoncteur constitué de SF₆ domine nettement le marché des moyennes et hautes tensions. Ce gaz est de loin le plus adapté pour interrompre un courant électrique car il présente le meilleur compromis entre capacités d'isolation et d'extinction. Il résiste à des tensions deux fois plus élevées que celle de l'air pour une même pression. Par conséquent, sa rigidité électrique fait de lui un très bon isolant électrique. De plus, ses caractéristiques thermiques lui permettent de transférer rapidement la chaleur, menant ainsi au refroidissement de l'arc, et facilitant donc son extinction.

Néanmoins, des études sont menées dans le but de substituer ce gaz de remplissage dans les disjoncteurs. En effet, soumis à un arc électrique, le SF₆ se décompose et crée en partie des espèces nocives. La lutte contre le réchauffement climatique dû aux gaz à effet de serre, amène les chercheurs à envisager un gaz de remplissage autre que le SF₆. De plus, de nombreux aspects restent à approfondir afin de mieux comprendre tous les phénomènes physiques mis en jeu lors de la réalisation d'une coupure de courant.

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre d'une meilleure compréhension du fonctionnement des disjoncteurs haute tension à auto soufflage, constitué de SF₆. Les essais réalisés sur ce type d'appareillage sont très coûteux, par conséquent une approche purement théorique est employée dans cette étude. Une revue des travaux de la littérature, relatifs à la simulation des disjoncteurs haute tension et aux interactions plasmas/matériaux, a été réalisée dans la suite de ce chapitre.

1.3.4 Modélisation des disjoncteurs haute tension

La compréhension des phénomènes physiques liés à la coupure de courant dans un disjoncteur haute tension est déterminante pour les industriels, faisant face à de nombreux enjeux concernant la conception de ces appareils de coupure. Pour exemple, les disjoncteurs sont conçus pour interrompre et supporter une valeur de courant, or celle-ci diffère suivant les pays et leurs normes. De ce fait, un grand intérêt est porté à

l'élargissement de leur gamme d'utilisation. De plus, les industriels cherchent à optimiser le fonctionnement des disjoncteurs. Comme évoqué précédemment, le SF₆, utilisé comme gaz de remplissage dans le disjoncteur, est un gaz à effet de serre. Des études sont donc menées pour parvenir à le substituer.

Néanmoins, l'arc électrique formé par la séparation des contacts au sein du disjoncteur peut atteindre des températures de 30 000 K et des niveaux de pression très élevés, de l'ordre de 100 bars suivant l'intensité du courant appliqué. Ces conditions rendent les études expérimentales difficilement exploitables et les mesures spectroscopiques presque impossibles. Le coût d'une journée d'essai sur un disjoncteur haute tension peut rapidement avoisiner 30 k€. Pour ces raisons, les études théoriques basées sur la simulation des disjoncteurs haute tension se sont avérées être indispensables aux industriels pour poursuivre et développer la conception des disjoncteurs.

De nombreux travaux de recherche ont été consacrés à la modélisation des disjoncteurs haute tension, en implémentant les phénomènes physiques associés à l'apparition de l'arc électrique. En 1986, S. Papadopoulos [Pap_01] a montré l'importance de considérer le phénomène de turbulence au sein du disjoncteur, au vue de l'impact de celui-ci sur le refroidissement du plasma. Ces études ont été suivies par les travaux de P. Chevrier [Che_01] en 1990, E. Eby [Eby_01] en 1997 et ceux de D. Godin [God_01] en 2000 qui a montré l'intérêt de prendre en considération le rayonnement, à travers la méthode P1. Différentes méthodes ont été comparées dans les travaux d'A. Iordanidis [Ior_01], pour caractériser au mieux le transfert radiatif. La méthode DOM a alors été préférée à la méthode P1, auparavant utilisée pour simuler le comportement de l'arc électrique. D'autres travaux ont été réalisés notamment sur le gaz de remplissage en 1988 par M. Moh Djerdjer [Moh_01].

L'interaction de l'arc électrique avec les tuyères en téflon a ensuite été étudiée. Le phénomène d'ablation des parois en PTFE a été implémenté dans la simulation des disjoncteurs haute tension [Che_02][God_01][Lee_01], car il a été démontré que celle-ci avait une influence majeure sur la montée en pression dans les volumes de chauffage et est donc déterminante pour réaliser la coupure de courant. Une seconde interaction arc/matériau dans les disjoncteurs est remarquée, et est relative aux contacts électriques.

Au vu de la complexité de cette interaction, de nombreux auteurs s'affranchissent de la considérer dans leur modèle, et négligent le phénomène d'ablation aux niveaux des électrodes. Néanmoins, certains auteurs ont tout de même étudié l'influence de la présence de vapeurs métalliques au sein d'un arc électrique sur ses propriétés [Lia_01]. Le rayonnement et la température du plasma sont dépendants de la présence de vapeurs métalliques.

A partir du modèle mis en place par D. Randrianarivao [Ran_01], nous avons souhaité lever certaines hypothèses notamment concernant l'interaction entre l'arc électrique et l'électrode mobile (supérieure) pour approfondir la description de la coupure de courant au sein du disjoncteur haute tension. Ces observations permettent de définir l'objectif principal de ces travaux de thèse, qui consistent à mieux comprendre et caractériser les interactions de l'arc électrique avec les matériaux constituant le disjoncteur.

1.4 Interaction entre l'arc et les matériaux dans un DHT

Au sein du disjoncteur à haute tension, l'arc électrique est contraint dans son expansion par différentes frontières : les buses en téflon et les électrodes. Nous pouvons considérer deux types d'interaction arc/matériau au sein de l'appareil de coupure : l'interaction arc/électrode et l'interaction arc/paroi (cf. figure 1.8). Ces interactions, au niveau notamment des parois en téflon, sont une des sources primaires du vieillissement des disjoncteurs. Mais contrairement à ce que l'on pourrait penser, elles n'endossent pas uniquement le rôle de consommable. En effet, l'ablation des buses participe à la montée en pression dans les volumes de chauffage. L'interaction plasma/matériau est donc un phénomène à considérer lors de la modélisation des arcs au sein des disjoncteurs, tant pour quantifier l'usure des appareils, que pour aboutir à la coupure de courant. L'interaction arc/électrode, quant à elle, est plus méconnue due à la complexité des phénomènes physiques qui la caractérise.

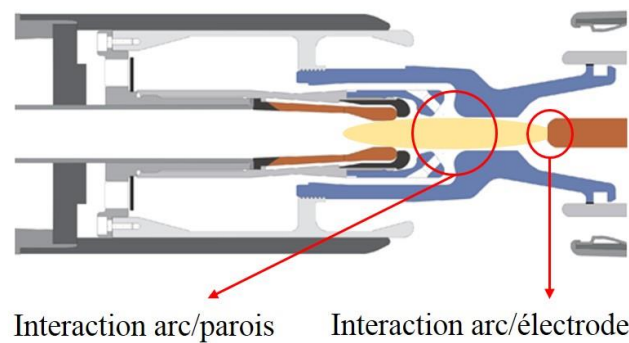


Figure 1.8: Différents types d'interaction au sein du disjoncteur haute tension [Kor_01]

Un modèle d'ablation doit être implémenté pour caractériser l'ablation de l'électrode mobile. Une étude bibliographique (cf. partie 1.5) a donc été réalisée afin de mieux appréhender les phénomènes aux électrodes et établir une base pour développer notre modèle d'interaction arc/électrode.

1.5 Modèles d'interaction arc/électrode dans la littérature

Pour décrire le transfert de courant d'une électrode à l'autre au travers de l'arc, nous devons connaître les conditions au niveau des surfaces de la cathode et de l'anode. Ces conditions sont très difficiles à déduire à partir de mesures expérimentales et sont donc modélisées. La modélisation de l'électrode, de la couche à proximité de celle-ci et de l'arc sont donc des étapes incontournables pour caractériser l'interaction entre le plasma et le matériau de l'électrode.

Différentes approches sont déployées suivant les paramètres d'entrée choisis, les paramètres de sortie souhaités, les hypothèses effectuées pour faciliter cette modélisation ainsi que le découpage spatial des zones à proximité de l'électrode. Suivant ce dernier critère, nous pouvons distinguer deux grands types d'approches : celles qui traitent séparément la zone proche électrode et le corps du plasma, et celles considérant ces deux zones simultanément. Une comparaison entre ces différentes approches a été réalisée par Benilov [Ben_06]. Cet auteur a principalement attiré notre attention car il décrit avec précision la zone cathodique à partir d'un modèle à deux températures pour tenir compte des écarts à l'équilibre. Etant un des modèles d'interaction arc/électrode les plus aboutis

de la littérature, il constitue donc la base de notre modélisation d'interaction arc-cathode. Par conséquent, la partie suivante est consacrée à la présentation de ses modèles.

1.5.1 Modèle de Benilov en 1995

La zone cathodique et le corps du plasma sont traités séparément. Ce modèle [Ben_01] considère les phénomènes dans la couche proche électrode à partir d'une description multi fluides, cela signifie que l'on considère chaque type d'espèces séparément au travers d'un fluide.

Une première étape consiste à résoudre le transfert du courant à travers la zone cathodique par une approche à une dimension. Afin de déterminer le transfert de courant jusque dans la cathode et décrire l'interaction cathode/arc dans son intégralité, un modèle de chauffage de surface non linéaire est couplé au modèle multi fluides. Ce modèle de chauffage de surface non linéaire permet de résoudre, dans un premier temps, la couche cathodique. Une distribution de la température à l'intérieur du corps de la cathode est ensuite calculée à partir de la résolution de l'équation de conduction de la chaleur (1.1) dans le matériau.

$$\nabla \cdot (\kappa \nabla T) = 0 \tag{5.1}$$

Avec κ la conductivité thermique du matériau considéré.

1.5.1.1 Paramètres d'entrée

Les paramètres d'entrée du modèle [Ben_01] sont la température de surface de la cathode T_w ainsi que la chute de tension cathodique U , qui est la somme de la tension dans la gaine U_D et celle dans la pré-gaine U_I . En revanche il est possible de s'affranchir de ce dernier paramètre et de considérer la température électronique comme second paramètre d'entrée.

1.5.1.2 Hypothèses simplificatrices

La conductivité électrique des métaux, et particulièrement celle du cuivre, est très élevée. Ceci a permis d'établir une première hypothèse qui consiste à négliger la production de chaleur par effet joule dans le corps de la cathode, menant à une simplification de la modélisation de l'électrode.

De plus, le diamètre du spot à la surface de la cathode est supposé suffisamment grand devant l'épaisseur de la zone cathodique. Cette hypothèse permet de faire une description à une dimension pour décrire le transfert de courant à travers cette couche.

En revanche, Benilov s'affranchit dans la plupart de ses modèles des hypothèses d'équilibre thermique, d'équilibre d'ionisation et de neutralité électrique pour décrire les couches proches électrode, comme cela est représenté sur la figure 1.9. En effet, il considère les phénomènes de cette région comme étant trop éloignés de ceux observables dans la colonne du plasma pour supposer qu'il y ait équilibre thermodynamique local.

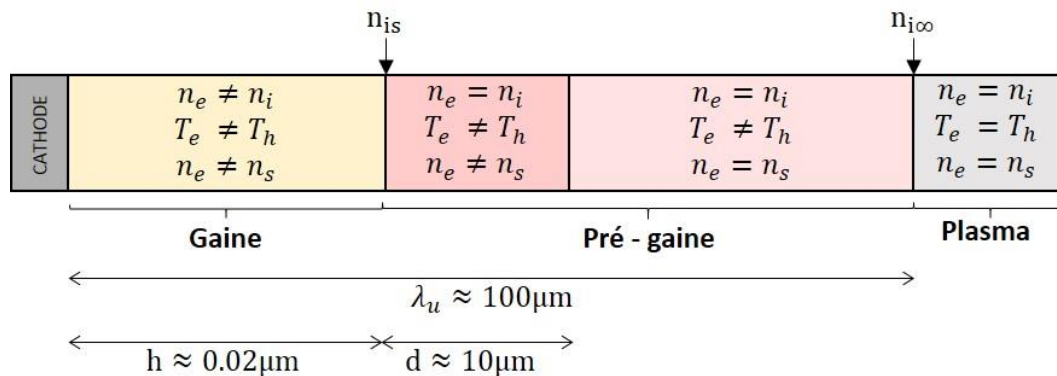


Figure 1.9: Représentation des sous-couches et hypothèses associées (h : rayon de Debye, d : longueur d'ionisation, λ_u : longueur de relaxation en énergie des électrons)

Un calcul de composition à deux températures, basé sur les équations de Saha, permet de déterminer les densités de particules à l'interface pré-gaine/plasma. En revanche, à l'interface gaine/pré-gaine, Benilov considère qu'il n'y a plus équilibre d'ionisation. Il exprime donc la densité d'ions à cette frontière n_{iS} , à partir de celle calculée à l'interface pré-gaine/plasma $n_{i\infty}$ en s'appuyant sur un formalisme basé sur la cinétique :

$$n_{is} = n_{i\infty} \frac{0.8}{2 + \alpha} \quad (5.2)$$

Un coefficient de recombinaison noté α apparait donc dans l'équation (1.3) et son expression est la suivante :

$$\alpha = \left(\frac{k_B T_h}{m_i D_{i0\infty} k_r n_{i\infty}^2} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

Avec $D_{i0\infty}$ le coefficient de diffusion ion/neutre dans le plasma et k_r le coefficient de recombinaison. Cette expression prend en considération toutes les réactions cinétiques se produisant dans la zone de charge d'espace.

La densité électronique à l'interface gaine/pré-gaine est quant à elle déduite à partir de la neutralité électrique $n_e = n_i$, car cette égalité est maintenue dans la couche d'ionisation (pré-gaine).

1.5.1.3 Conditions limites

Le modèle de chauffage de surface non linéaire nécessite des conditions limites à la cathode. Pour qu'un transfert de chaleur ait lieu, une différence de température doit apparaître d'un bout à l'autre de l'électrode. Par conséquent, une première condition en température (1.4) est posée à la base de la cathode (figure 1.10 (3)).

$$T_{base} = T_0 \quad (5.4)$$

Comme évoqué précédemment, tous les paramètres dont ceux à la surface de la cathode, vont être exprimés en fonction de la température de surface de la cathode T_w et de la chute de tension dans la zone cathodique U . Par conséquent, la densité de courant j et le flux de chaleur q provenant du plasma à la surface de la cathode, sont fonctions de ces paramètres d'entrée. Tout le reste de la surface de la cathode, c'est-à-dire la zone en contact avec le plasma (figure 1.10 (1)) et celle avec le gaz froid (figure 1.10 (2)), sont régies par une seconde condition limite:

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial n} = q(T_w, U) \quad (5.5)$$

n est le vecteur directeur à la surface de la cathode, dirigé vers l'extérieur.

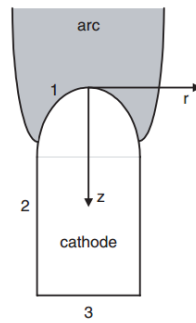


Figure 1.10: Représentation schématique des trois zones du modèle :

- (1) surface de la cathode en contact avec l'arc
- (2) surface de la cathode en contact avec le gaz froid, (3) base de la cathode

1.5.1.4 Système d'équations

Benilov considère les phénomènes aux différentes frontières, et s'appuie sur l'expression des différents flux de particules pour établir son système d'équations :

- Flux d'électrons thermo émis déterminé grâce à la formulation de Richardson-Schottky:

$$\Phi_{em} = \frac{A}{e} T_w^2 \exp\left(-\frac{W - \Delta W}{k_B T_w}\right) \text{ avec } \Delta W = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \quad (5.6)$$

- Flux d'électrons rétrodiffusés déterminé à partir du facteur de Boltzmann :

$$\Phi_{bd} = n_e v_e = \frac{A}{e} \exp\left(-\frac{eU_D}{k_B T_e}\right) \quad (5.7)$$

- Flux d'ions défini à partir de la densité d'ions à l'interface gaine/pré-gaine et du critère de Böhm :

$$\Phi_i = n_{is} v_{is} = n_{is} \sqrt{\frac{k_B (T_{is} + ZT_e)}{m_i}} \quad (5.8)$$

Avec A le coefficient de Richardson, e la charge élémentaire, W le travail de sortie des électrons et ΔW la réduction de Schottky. La permittivité du vide ϵ_0 , et le coefficient de Boltzmann k_B sont des constantes. E et Z correspondent respectivement au champ électrique à la surface de la cathode et à la charge moyenne d'un ion. Cette dernière est calculée à partir du rapport de la moyenne des charges de chaque ion sur leur densité respective.

Le champ électrique E , ainsi que la densité de particules lourdes à l'interface gaine/pré-gaine n_{is} doivent être déterminés en amont.

L'équation (1.6) caractérise le flux d'électrons thermo émis à la cathode. Ce flux est représentatif des électrons capables de surmonter la barrière de potentiel du matériau. Ce flux de particules est étroitement lié au champ électrique dans la gaine E . Pour déterminer ce paramètre, l'équation de poisson dans la gaine est résolue :

$$\epsilon_0 \frac{d^2 \varphi}{dz^2} = e(n_e - Zn_i) \quad (5.9)$$

Afin de déterminer les densités électronique et ionique dans la gaine, respectivement n_e et n_i dans l'équation (1.9), il résout l'équation de Boltzmann sans collision, et décrit le mouvement des ions à partir d'une fonction porte (1.10), la gaine étant hors d'équilibre.

$$v_z \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{Ze}{m_i} \frac{d\varphi}{dz} \frac{\partial f}{\partial v_z} = 0$$

$$f(z, v) = \begin{cases} \frac{n_{is}}{2u_i} & \text{pour } -v_+ < v < -v_- \\ 0 & \text{dans le cas contraire} \end{cases} \quad (5.10)$$

f est la fonction de distribution des ions et φ correspond au potentiel électrostatique. Celui-ci tend vers 0 à la surface de la cathode, vers U_D à l'interface gaine/pré-gaine et vers U , à l'interface pré-gaine/plasma. v_z s'apparente à une vitesse limite fréquemment déterminée grâce au critère de Böhm. Quant à la vitesse d'agitation thermique u_i , celle-ci s'exprime de la manière suivante (1.11) :

$$u_i = \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i}} \quad (5.11)$$

Où m_i est la masse de l'ion. Les vitesses v_+ et v_- correspondent respectivement aux vitesses maximale et minimale caractéristiques du mouvement des ions dans la gaine pour un point donné et sont déterminées à partir de l'équation de conservation de l'énergie mécanique [Cay_01] :

$$v_{\mp}(z) = \sqrt{(v_s \mp u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i}} \quad (5.12)$$

Avec v_s la vitesse moyenne selon l'axe z .

La résolution de la fonction porte, nécessite de déterminer la densité d'espèces n_{is} à l'interface gaine/pré-gaine, aussi présente dans l'expression du flux d'ions à la cathode. D'après l'équation (1.2), la densité n_{is} est fonction de la densité de particules $n_{i\infty}$ à l'interface pré-gaine/plasma, déterminée précédemment à partir d'un calcul de composition à deux températures. Il en déduit alors les densités d'espèces dans la région de la gaine sans collision et peut alors exprimer le champ électrique dans la gaine (1.13). Ce paramètre est utilisé dans le calcul de la correction de Schottky présent dans l'expression du flux d'électrons thermo émis à la cathode:

$$E = \frac{d\varphi}{dz} = \left\{ \frac{2n_{is}}{\varepsilon_0} \left[m_i \left(\frac{v_+^3 - v_-^3}{6u_i} - v_s^2 \right) - Zk_B T_e \left(1 - \exp \frac{e\varphi}{k_B T_e} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (5.13)$$

Une démonstration détaillée de cette expression du champ électrique est jointe en annexe (annexe 1).

L'obtention des densités de particules aux interfaces et du champ électrique dans la gaine permettent de définir les flux de particules (1.6) (1.7) (1.8) et de calculer la densité de courant j (1.14) et le flux d'énergie q à l'interface cathode/gaine (1.15) :

$$j = e(Z\Phi_i + \Phi_{em} - \Phi_{bd}) \quad (5.14)$$

$$q = \Phi_i \left[k \left(2T_{is} + \frac{ZT_e}{2} - 2T_w \right) + ZeU_D + E_i - Z(W - \Delta W) \right] + \Phi_{bd} [2k_B T_e + (W - \Delta W)] - \Phi_{em} [2k_B T_w + (W - \Delta W)] \quad (5.15)$$

E_i est l'énergie d'ionisation moyenne dans la couche cathodique.

Afin de visualiser clairement l'ensemble du système d'équations utilisées, voici un schéma récapitulatif du processus de résolution de Benilov en 1995 :

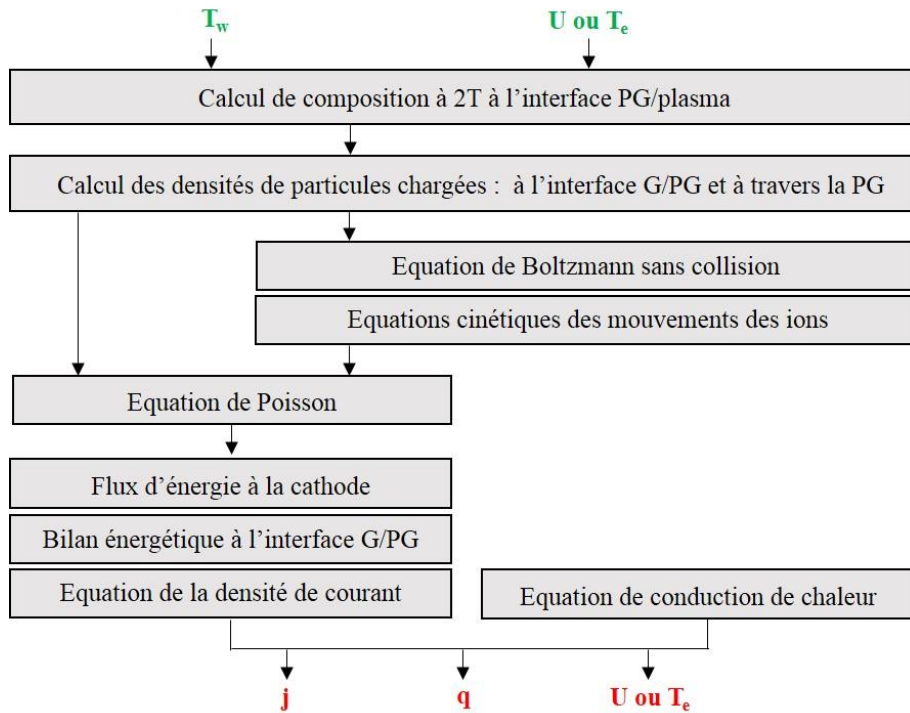


Figure 1.11: Résolution du modèle de Benilov datant de 1995

1.5.2 Modèle de Benilov en 2002-2003

Après quelques années de recherche, il élabore un nouveau modèle [Ben_04] basé sur le formalisme de 1995 [Ben_01]. Celui-ci suit parfaitement la même procédure que le modèle présenté ci-dessus, seulement trois modifications ont été apportées.

- ❖ La première amélioration concerne la prise en compte uniquement des ions une fois chargés. En effet, il a été prouvé que seuls ces ions ont une contribution dominante sur le flux d'ions arrivant à la surface de la cathode. Cette différence est visible sur la pente descendante du flux d'énergie arrivant à la cathode pour des températures de surface supérieures à 3800 K (cf. figure 1.12).

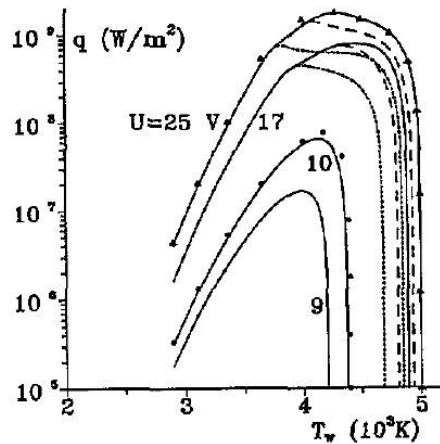


Figure 1.12: Densité de flux d'énergie arrivant à la surface de la cathode.

Traits continus: calculs tenant compte des ions Ar⁺, Ar⁺⁺ et Ar⁺⁺⁺. *Traits avec tirets:* calculs tenant compte des ions Ar⁺ et Ar⁺⁺⁺. *Traits pointillés:* calculs tenant compte uniquement des ions Ar⁺ [Ben_01]

- ❖ La seconde modification porte sur la densité de flux d'énergie délivrée par les ions à la surface de la cathode. Il considère dans le modèle de 1995 que cette densité s'exprime de la façon suivante :

$$q_i = J_i(ZeU_D + E_i - ZA_{\text{eff}}) + W_i + \left[J_{ik} \left(2T_h + \frac{ZT_e}{2} \right) - (J_i 2kT_w + W_i) \right] \quad (5.16)$$

Où J_i est la densité de courant due au flux d'ions, A_{eff} correspond au travail de sortie des électrons et W_i désigne le travail effectué par le champ électrique sur les ions dans la zone d'ionisation.

Le premier terme de la partie droite de l'équation (1.16) représente le flux d'énergie des ions quittant la couche d'ionisation pour aller dans la gaine. Le dernier terme est la somme des flux d'énergie des atomes entrants dans la pré-gaine et du travail du champ électrique sur les ions dans cette couche. Néanmoins, dans un état d'équilibre, tel que la couche d'ionisation, une balance d'énergie des particules lourdes peut être établie. Par conséquent, cette somme devient nulle, et ce terme disparaît. L'équation de la densité du flux d'énergie délivré par les ions devient :

$$q_i = J_i(ZeU_D + E_i - ZA_{\text{eff}}) + W_i \quad (5.17)$$

- ❖ Le flux d'ions à la surface de la cathode dépend du degré d'ionisation α et va lui aussi subir des modifications. En 1995, Benilov exprime la densité d'ions à l'interface gaine/pré-gaine à partir de celle calculée à la frontière pré-gaine/plasma, à l'aide de la fonction f_w :

$$f_w = \frac{n_{is}}{n_{i\infty}} \quad (5.18)$$

$$f_w = \frac{0.8}{2 + \alpha} \text{ avec } \alpha = \left(\frac{kT_h}{m_i D_{i0\infty} k_r n_{i\infty}^2} \right)^{1/2} \quad (5.19)$$

Après une étude de solutions asymptotiques sur α , réalisée en 1998 [Ben_03], l'expression devient :

$$f_w(\alpha, \beta) = \frac{\alpha C_1 \sqrt{1 + \beta}}{C_1 + 2\alpha C_1 \sqrt{1 + \beta} + \alpha^2 \sqrt{1 + \beta}} \quad (5.20)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2 C_{ia} Q_{ia}}{3 k_i}}, \quad C_{ia} = \sqrt{\frac{8kT_h}{\pi} \left(\frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_a} \right)} \quad (5.21)$$

Avec $\beta = T_e/T_h$. C_1 est un coefficient sans dimension qui varie entre 0.67 et 1, Q_{ia} est la section efficace moyenne des collisions élastiques entre un ion et un atome, et k_i correspond au coefficient d'ionisation. Le terme C_{ia} représente la vitesse relative moyenne des ions et des atomes.

Hormis ces trois modifications, le modèle de 2002-2003 reste identique à celui de 1995. En revanche, Benilov élabore en 2008 un nouveau modèle [Ben_05], basé sur un seul ensemble d'équations pour décrire la totalité de l'interaction, s'appuyant sur une procédure différente de celle énoncée précédemment.

1.5.3 Modèle de Benilov en 2008

La diversité des mécanismes observables au voisinage de la cathode, ainsi que les très petites dimensions caractéristiques des couches proches cathode complexifient la modélisation de l'interaction plasma/cathode. Néanmoins, la description de cette couche proche cathode reste l'élément primordial pour décrire cette interaction. Benilov revoit donc sa résolution numérique.

La division de la couche cathodique en sous couches reste inchangée et chacune d'elles conservent ses propriétés (différents équilibres). En revanche, elles ne feront plus l'objet d'une description individuelle basée sur des équations propres à chaque couche. La zone cathodique et le corps du plasma ne font donc plus l'objet d'un traitement séparé. Dans le but de modéliser l'espace inter électrodes dans son ensemble, Benilov décide d'utiliser un seul ensemble d'équations, sans hypothèse simplificatrice et en fixant uniquement des conditions limites aux deux extrémités de la zone étudiée.

1.5.3.1 Paramètres d'entrée

La valeur des paramètres d'entrée change suivant le gaz étudié, mais ces paramètres sont toujours les suivants : la densité de courant j , la température de surface de la cathode T_w et la pression du plasma à $x=L$ (cf. figure 1.13).

1.5.3.2 Hypothèses

Benilov ne considère pas qu'il y ait équilibre d'ionisation, thermique et quasi neutralité sur l'ensemble de la couche étudiée, par conséquent il n'utilise pas ces hypothèses simplificatrices, jugées injustifiées. En revanche, il néglige toujours les effets convectifs dans la région proche électrode et maintient l'hypothèse de 2002 concernant l'unique prise en compte des ions simplement chargés, négligeant ainsi la présence d'ions à charges multiples.

1.5.3.3 Conditions limites

Les conditions limites de ce système apparaissent au niveau des deux frontières de la couche étudiée. Par conséquent, à $x=0$, la frontière correspond à la surface de la cathode, et à $x=L$, celle-ci est marquée par l'interface entre la couche cathodique et le plasma à l'ETL (cf. figure 1.13).

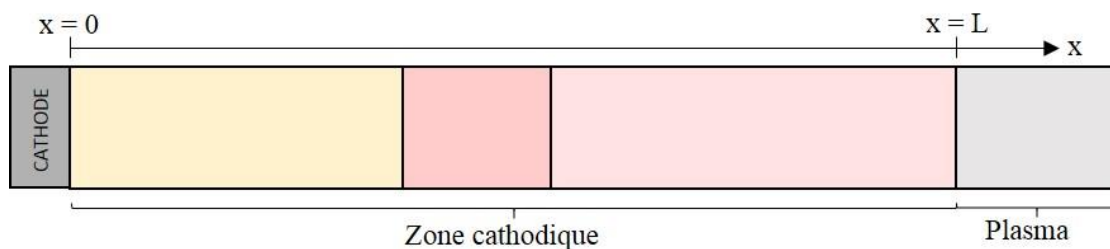


Figure 1.13: Schéma représentatif des deux frontières du domaine de calcul

a) A l'interface cathode/gaine

A l'interface cathode/gaine, autrement dit à la surface de la cathode, Benilov estime que la densité d'ions est bien plus petite que celle au sein du plasma à l'ETL, où l'ionisation y est bien plus importante. Concernant la densité électronique, il la détermine

à l'aide de la densité de courant due aux électrons thermo émis à la surface de la cathode. Par conséquent, il exprime les densités de particules chargées par:

$$n_{i \text{ cath/G}} = 0 \quad (5.22)$$

$$\frac{j_{em}}{e} - \frac{n_e C_e}{4} = J_e \quad \text{avec } C_e = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (5.23)$$

A cette interface, la température des particules lourdes est supposée correspondre à la température de surface de la cathode (1.24), et la température électronique est déterminée à partir d'un bilan de flux d'énergie des électrons à la surface de la cathode (1.25). Le premier terme de la partie gauche correspond au flux d'énergie transporté par les électrons émis par la cathode, le second terme s'apparente au flux d'énergie transporté par les électrons arrivant du plasma vers la surface et le terme à droite de l'équation (1.25) est le flux net d'énergie électronique.

$$T_h = T_w \quad (5.24)$$

$$\frac{j_{em}}{e} 2k_B T_w - \frac{n_e C_e}{4} 2k_B T_e = J_e \frac{5}{2} k_B T_e + h_e \quad (5.25)$$

Le paramètre h_e correspond à la densité de flux d'énergie transportée par les électrons.

b) A l'interface pré-gaine/plasma

Concernant la deuxième limite du domaine, à $x=L$, en plus de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local, il considère que tous les gradients sont négligés. Cela implique une balance entre ionisation et recombinaison, une balance entre le chauffage par effet joule et les pertes par rayonnement, et une dernière entre les densités de particules :

$$k_i n_a - k_r n_i n_e = 0 \quad (5.26)$$

$$jE = \omega_{rad} \quad (5.27)$$

$$n_{i \text{ PG/plasma}} = n_{e \text{ PG/plasma}} \quad (5.28)$$

k_i , k_r sont respectivement les coefficients d'ionisation et de recombinaison, et ω_{rad} représente les pertes par rayonnement. Il considère ensuite que la pression est égale à P_0 à $x=L$. A cela il ajoute une expression de la densité de courant j_L en fonction de celle à la surface de la cathode j_c :

$$j_L = -\frac{j_c r_c^2}{(r_c + L)^2} \quad (5.29)$$

r_c correspond au rayon de la cathode et L est la distance comprise entre la cathode et le plasma (cf. figure 1.13).

1.5.3.4 Système d'équations

Cet unique ensemble d'équations inclut les équations de conservation de chaque espèce (atomes, ions et électrons), les équations de transport pour chaque espèce, une équation d'énergie pour les particules lourdes et une pour les électrons, ainsi que l'équation de Poisson. Il résout donc dans un premier temps les équations de conservation des espèces :

$$\nabla J_\alpha = \omega_\alpha \text{ avec } \alpha = e, i \text{ et } a \quad (5.30)$$

$$\omega_i = \omega_e = -\omega_a = k_i n_a n_e - k_r n_i n_e^2$$

Le paramètre ω_α correspond au taux net de production de particules de l'espèce α , qui peut être un électron, un ion ou un atome.

A partir de ces différentes expressions, il détermine l'équation de continuité du courant :

$$\nabla \cdot (J_i - J_e) = J_i - J_e = \frac{j}{e} \quad (5.31)$$

Les équations de transport pour chaque espèce sont décrites à l'aide des équations hydrodynamiques de Stefan-Maxwell. En effet, la description antérieure du transport des espèces était faite au moyen de la loi de Fick pour les ions et les électrons, et était justifiable uniquement pour des degrés d'ionisation assez faibles. Afin de s'affranchir de cette restriction, Benilov décrit le transport des espèces en utilisant les équations de Stefan-Maxwell, applicables quel que soit le degré d'ionisation :

$$\begin{aligned} & -\nabla p_\alpha + n_\alpha e Z_\alpha E + \frac{\rho_\alpha}{\rho} [\nabla p - e(n_i - n_e)E] \\ & - \sum_{\beta} \frac{n_\alpha n_\beta k T_{\alpha\beta} C_{\alpha\beta}}{n D_{\alpha\beta}} (v_\alpha - v_\beta) - R_\alpha^T = 0 \end{aligned} \quad (5.32)$$

Dans la partie gauche de cette équation, le premier terme correspond au gradient de pression des espèces α et le second est la force exercée par le champ électrique sur ces espèces. Le troisième terme, est un terme qui disparaît de l'équation car Benilov fait l'hypothèse que la convection est négligée, par conséquent, la force exercée par le champ E , compense le gradient de pression ∇p . La force résultante des frottements entre les espèces α et les autres apparaît dans le quatrième terme. Pour finir le dernier terme représente les forces de diffusion thermique.

Il faut maintenant résoudre l'équation d'énergie des particules lourdes et celle des électrons :

$$\nabla \cdot \left(\frac{5}{2} k T_e J_e + h_e \right) = -e J_e \cdot E - \frac{3 n_e k^2 T_e}{m_i n} (T_e - T_h) \left(\frac{n_a}{D_{ea}} + \frac{n_i}{D_{ei}} \right) - \omega_e^{(e)} \quad (5.33)$$

$$\nabla \cdot \left(\frac{5}{2} kT_h J_a + \frac{5}{2} kT_h J_i + h_{hp} \right) = e J_i \cdot E - \frac{3n_e k^2 T_e}{m_i n} (T_e - T_h) \left(\frac{n_a}{D_{ea}} + \frac{n_i}{D_{ei}} \right) \quad (5.34)$$

h_e et h_{hp} sont les densités de flux de chaleur transportées par les électrons et les particules lourdes respectivement.

Pour finir, il résout l'équation de poisson et l'équation de conservation de l'énergie de l'ensemble du plasma, afin d'extraire les paramètres de sortie : la densité de courant j , la température de surface de la cathode T_w , la chute de tension cathodique U_s et la température électronique T_e .

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \left[\frac{5}{2} kT_h J_a + \left(\frac{5}{2} kT_h + A_i - A_f \right) J_i + \left(\frac{5}{2} kT_e + A_f \right) J_e + h_e + h_{hp} \right] \\ = E \cdot j - \omega_{rad} \end{aligned} \quad (5.35)$$

La résolution numérique de ces équations est unidimensionnelle. Cette approche, basée sur l'unicité d'une résolution dans son ensemble, permet de modéliser la zone cathodique et la zone anodique au moyen d'une même résolution, donc du même code en changeant simplement le signe de la densité de courant et des flux de particules. Elle présente donc un avantage conséquent pour la suite de la modélisation.

De la même façon que pour le modèle de Benilov datant de 1995, ci-dessous est présenté un schéma récapitulatif du processus de résolution de Benilov en 2008 afin de visualiser la procédure :

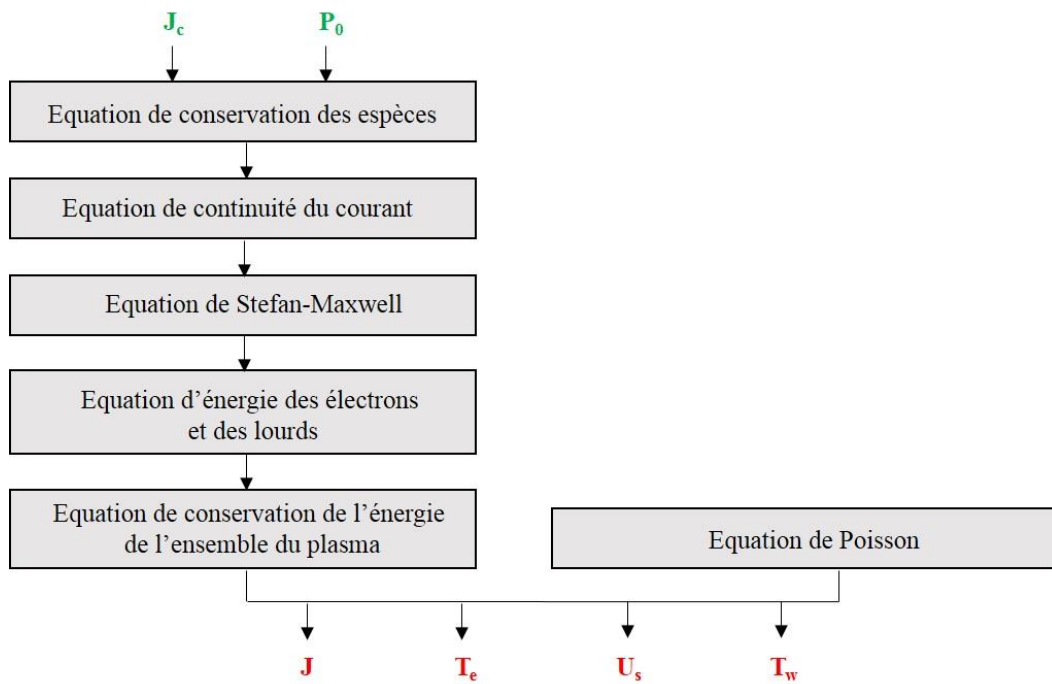


Figure 1.14: Résolution du modèle de Benilov datant de 2008

Celle-ci s'avère donc bien différente des méthodes que Benilov utilisait auparavant. Ces deux principales procédures (1995 et 2008) feront l'objet d'une comparaison avec notre modèle.

1.6 Conclusion

Ce chapitre introduit le contexte de l'étude ainsi que les problématiques associées qui permettent de définir les différents axes de recherche dans cette thèse.

Une première partie a été consacrée à la phénoménologie des plasmas et à la création d'un arc électrique. Cette entrée en la matière permet de faire le lien avec notre étude qui consiste à caractériser l'interaction du plasma avec les matériaux constituant les disjoncteurs haute tension.

Une large gamme de disjoncteurs a ensuite été présentée, en évoquant leur fonctionnement, à basses et hautes tensions. Une attention particulière a été portée au disjoncteur haute tension SF₆ à auto soufflage. En effet, notre étude, en collaboration avec Siemens, est directement en lien avec ce type d'appareillage.

Pour finir, un état de l'art, relatif à la modélisation des disjoncteurs et aux modèles d'interaction plasma/matériaux, a été réalisé. Les modèles de Benilov [Ben_01][Ben_04][Ben_05] ont été décrit de façon détaillée. Cette étude bibliographique associée aux travaux déjà entrepris au sein de l'équipe AEPPT [Ran_01][Cay_01] constitue le point de départ de nos recherches.

Chapitre 2

Présentation du modèle

La modélisation est une alternative pour caractériser le milieu plasma au sein du disjoncteur haute tension. En effet, la réalisation de tests expérimentaux sur les disjoncteurs a un prix conséquent et les moyens de diagnostic ne permettent de le caractériser que de façon macroscopique : $I(t)$, $U(t)$, $P(t)$. Or nous souhaitons étudier l'interaction du plasma avec les parois du disjoncteur, notamment celle avec l'électrode mobile supérieure. La modélisation de cette zone de périphérie, de très petite dimension, fait donc l'objet de nos travaux dans ce chapitre.

La représentation d'une décharge électrique au sein du disjoncteur haute tension peut être divisée en trois régions : la zone principale au centre, appelée colonne d'arc, les zones au voisinage des électrodes, zones anodique et cathodique, et les électrodes elles-mêmes. La figure 2.1 permet de visualiser ces zones et de représenter la répartition du potentiel électrique dans l'espace inter électrodes.

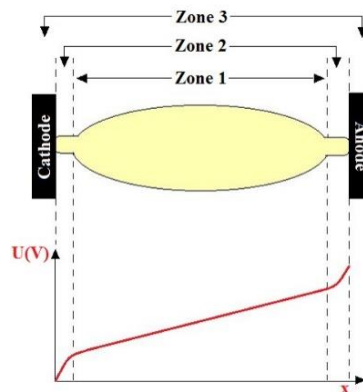


Figure 2.1: Répartition du potentiel électrique sur l'ensemble de la décharge électrique
Zone 1 : colonne d'arc, **Zone 2** : zones cathodique et anodique, **Zone 3** : électrodes

Ces différentes zones présentent des particularités propres à chacune d'elles, nécessitant le développement de modèles distincts pour être mieux comprises. Pour décrire la zone anodique, nous nous sommes basés sur le modèle déjà validé par Lago [Lag_01]. Celui-ci, détaillé dans ce chapitre, permet de décrire l'interaction avec une anode et d'assurer la continuité du passage du courant entre le plasma et l'électrode. En ce qui concerne la zone cathodique, de nombreux auteurs s'affranchissent de décrire cette région de par sa complexité. Des travaux ont été réalisés au sein de l'équipe AEPPT, sur la description de cette couche, et ont fait l'objet d'une thèse réalisée par F. Cayla [Cay_01]. Nous nous sommes basés sur son modèle cathodique pour caractériser les interactions avec cette électrode. Ce modèle sera aussi présenté dans ce chapitre. Néanmoins, nous reviendrons sur cette modélisation, dans le chapitre 3, en vue de l'optimiser au travers de quelques modifications, en la comparant à d'autres études. Nous verrons ensuite, dans les chapitres 4 et 5, l'intérêt d'implémenter ces modèles d'électrodes, car ils permettent de déterminer le flux thermique à la surface de l'électrode mobile en vue de quantifier l'ablation de celle-ci. Cet aspect constitue l'un des objectifs principaux de cette thèse.

Nous nous sommes basés sur l'outil numérique Fluent [Flu_01], pour décrire le comportement du plasma au sein du disjoncteur haute tension. Des hypothèses ont été établies et une procédure de résolution a été mise en œuvre pour simuler numériquement le comportement de l'arc. Nous exposerons, dans ce chapitre, ce dispositif mis en place avant de présenter les modèles mathématiques et les équations résolues pour chacune des régions.

2.1 Simulation numérique

2.1.1 Outil numérique et résolution

La simulation numérique permet, à moindre coût, de comprendre le fonctionnement des disjoncteurs haute tension et d'améliorer leur efficacité. Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes appuyés sur le logiciel commercial Ansys Fluent 15. La simulation du plasma thermique présent dans le disjoncteur, avec ce logiciel, nécessite de suivre une procédure permettant d'obtenir une solution convergée du problème considéré. La première étape de « Pre-Processing » consiste à définir un maillage à deux dimensions (2D) axisymétrique représentatif du disjoncteur. La définition et la résolution du problème constituent la seconde étape, et s'apparentent à l'utilisation du solveur. Des modèles spécifiques sont développés (en langage C) en fonction des phénomènes physiques d'intérêt, et sont introduits dans la résolution du système. Les propriétés des matériaux et des gaz, les conditions aux limites, les conditions de calcul, ainsi qu'une condition initiale sont spécifiées. Fluent se base sur la méthode numérique de discrétisation en volumes finis pour résoudre le système d'équations. Avant de lancer le calcul, de nombreux paramètres, tels que les critères de convergence, les schémas numériques ou encore les facteurs de relaxation sont à définir. Pour terminer, un post traitement est disponible au sein du logiciel afin de visualiser et interpréter les résultats obtenus. Ceci constitue la troisième et dernière étape : le « Post-Processing ».

Pour simuler le comportement d'un arc électrique au sein d'un disjoncteur haute tension, et obtenir une solution à partir du logiciel commercial Fluent, un cheminement d'étapes est donc suivi pour y parvenir. Ces différentes étapes de simulation sont explicitées ci-dessous.

2.1.2 Géométrie et domaine de calcul

Nous considérons un maillage à deux dimensions, axisymétrique. Une géométrie du disjoncteur haute tension est visible sur les figures 2.2 (a) et 2.3. Afin de minimiser la complexité des modèles et focaliser notre attention sur un paramètre en particulier, nous

nous sommes aussi appuyés sur une géométrie simplifiée, qui n'est autre qu'un zoom effectué au voisinage de l'électrode mobile. Cette dernière géométrie a notamment été utilisée lors de la comparaison de notre modèle avec celui de Lowke (cf. chapitre 3). Ces deux géométries sont présentées ci-dessous figure 2.2.

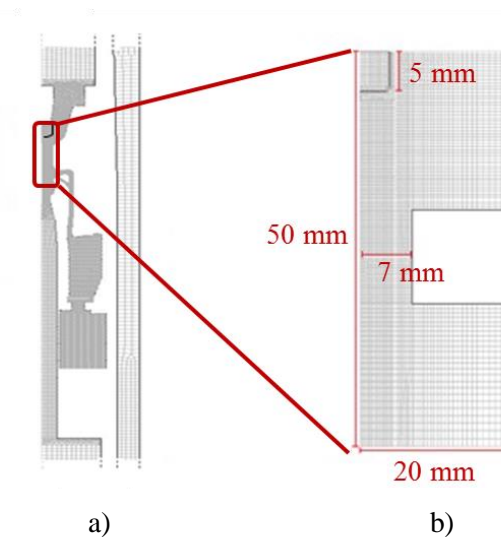


Figure 2.2: Représentation de la géométrie du disjoncteur haute tension a) géométrie complexe b) géométrie simplifiée

En ce qui concerne la géométrie complexe du disjoncteur, la figure 2.3 permet d'apercevoir plus en détails les différents éléments qui la composent.

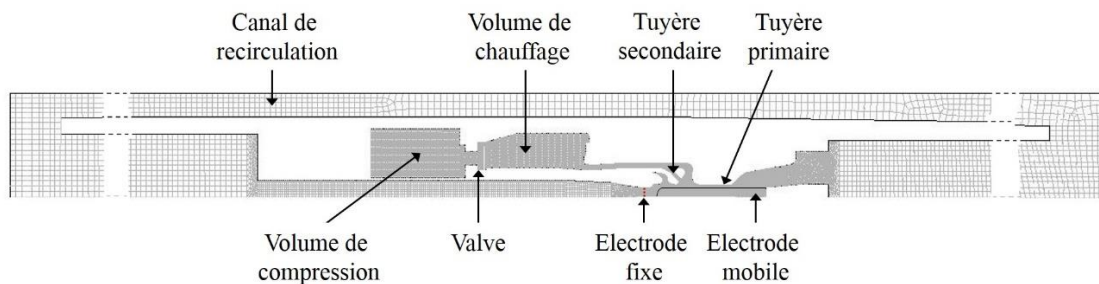


Figure 2.3: Ensemble des éléments présents dans la géométrie complexe du HVCB

Cette géométrie nous a été fournie par SIEMENS, et a été dimensionnée en fonction de la géométrie réelle de leurs disjoncteurs. Elle se compose de 46 500 cellules et est constituée de deux électrodes, l'une fixe, l'autre mobile, de tuyères en téflon, de volumes de chauffage et de compression, séparés par une valve, comme en témoigne la figure 2.3. Les mécanismes de fermeture et d'ouverture de la valve sont contrôlés par les

conditions en pression au sein du disjoncteur. Durant la phase de fort courant, une montée en pression est observée dans les volumes de chauffage et de compression. Suivant la différence de pression entre ces deux volumes, la valve se ferme ou s'ouvre. Pour prendre en compte ce mécanisme dans notre modèle, nous modifions, à l'instant t donné, la condition limite à cet endroit, en l'assimilant à un mur lorsque la valve est en position fermée.

2.1.3 Intensité du courant appliqué

Nous souhaitons obtenir une solution temporelle, pour décrire le comportement du plasma durant toute son existence au sein d'un disjoncteur. Un modèle en régime transitoire est donc mis en place, en appliquant la variation de courant représentée figure 2.4. Suivant le moment où la séparation des contacts a lieu, le temps d'arc peut varier entre 15ms et 20ms. Une demi-onde de courant équivaut à 10ms, cela nous amène donc à considérer un changement de polarité des électrodes.

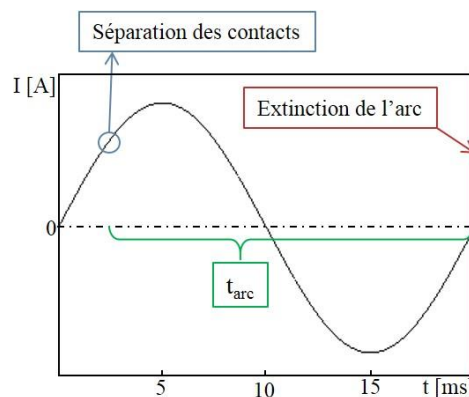


Figure 2.4: Variation temporelle du courant

Le courant appliqué dans le cas de la géométrie simplifiée (b, figure 2.2) est une sinusoïde de 5kA. En revanche, cette variation de courant atteint 25kA dans le cas de la géométrie réelle (a, figure 2.2) et dans le cadre de ces travaux de thèse.

2.1.4 Hypothèses

Comme évoqué ci-dessus, nous considérons une configuration 2D axisymétrique pour simuler le comportement du plasma en transitoire. L'hypothèse « axisymétrique »

est utilisée car la géométrie possède un axe de symétrie et nous supposons que l'arc au sein du disjoncteur n'est pas dévié due à la condition d'électrode poreuse supposée au niveau de l'électrode fixe. Nous représentons donc seulement une partie de la géométrie du disjoncteur (cf. figure 2.3). Le mouvement de l'électrode est pris en compte dans notre modèle, et le mécanisme d'ouverture et de fermeture de la valve au fond du volume de chauffage, est considéré.

La modélisation du plasma peut se faire suivant différentes approches : cinétique, en tenant compte de toutes les interactions entre les particules et leurs mouvements ; mono fluide, en supposant que le plasma est un gaz unique ; et multi fluides, en considérant chaque espèce comme un fluide à part entière. L'approche cinétique permet d'aboutir à une précision optimale des résultats, notamment lorsque la fonction de distribution s'éloigne de l'équilibre thermodynamique [Cre_01] ou que des déséquilibres chimiques sont observés. En revanche, elle est très couteuse en termes de temps de calcul. Pour pallier à ce problème, et avoir le meilleur compromis entre coût et précision, nous avons, dans le cadre de cette thèse, étudié le comportement de l'arc électrique au sein du disjoncteur, à partir d'un modèle mono fluide. Celui-ci engendre des temps de calcul bien moins important qu'à partir d'une approche cinétique et semble être approprié pour l'étude des plasmas thermiques dans les disjoncteurs. En effet le plasma peut être considéré comme un fluide, au vue de sa pression suffisamment élevée. Le libre parcours moyen est par conséquent suffisamment bas, pour considérer les phénomènes d'un point de vue macroscopique et se baser sur les lois de la mécanique des fluides.

Le plasma est donc assimilé à un fluide newtonien compressible dans notre étude, et est décrit par les équations hydrodynamiques auxquelles s'ajoutent les équations électromagnétiques. De plus, la gravité est négligée et l'écoulement est supposé turbulent. En effet, pour décrire de façon satisfaisante le comportement du plasma au sein du disjoncteur, notamment lors de la montée en pression dans les volumes de chauffage, il est essentiel de considérer les effets de la turbulence.

2.1.5 Composition du plasma

La composition du plasma est une étape fondamentale pour parvenir à déterminer ses propriétés. Un calcul de composition chimique du plasma a donc été préalablement réalisé en fonction de la température et de la pression du milieu. La composition qui nous utilisons dans notre étude, a été préalablement calculée à partir de la loi d'action de masse et des lois de conservation (Saha, Dalton, neutralité). Elle permet de déterminer la proportion d'espèces présentes à une température et une pression données sans expliciter les réactions susceptibles de se produire. Des banques de données ont été établies au sein de l'équipe AEPPT et sont disponibles pour une gamme de température allant de 300 à 50 000 K et de 1 à 100 bars pour la pression. Compte tenu des phénomènes d'ablation au niveau des tuyères en téflon au sein du disjoncteur, des vapeurs de C_2F_4 vont apparaître au cœur du plasma. Nous considérons alors dans notre étude un mélange de gaz $SF_6-C_2F_4$. Les banques de données sont donc établies suivant la température et la pression, ainsi que suivant la proportion massique des espèces présentes dans le plasma [Jan_02].

Une partie des objectifs de cette thèse est de pouvoir décrire avec rigueur la zone d'interaction arc/électrode. En revanche, cette zone présente de nombreux déséquilibres et nous ne permet pas de supposer qu'il y a équilibre thermodynamique local dans cette région proche de l'électrode mobile. Un calcul de composition à deux températures, toujours basé sur la loi d'action de masse, a donc été ajouté pour tenir compte des écarts à l'équilibre observables dans cette zone. L'électrode est, dans un premier temps, considérée en cuivre pur. De ce fait, en supposant que le plasma est entièrement métallique dans cette zone d'interaction, il a été nécessaire de calculer la composition à deux températures du cuivre pur sur une large gamme de pression et de températures. Les lois de mélange (loi de Wilke) sont quant à elles utilisées pour calculer les propriétés thermodynamiques et de transport du milieu « $SF_6-C_2F_4$ » et « Cu », autrement dit en tenant compte de la contribution des vapeurs de cuivres dues à l'ablation de l'électrode mobile supérieure [Gle_01][Wil_01].

2.1.6 Propriétés du plasma

Les coefficients de transport sont les facteurs de proportionnalité qui lient les flux aux différents gradients. Par exemple, un gradient de tension entraîne l'apparition d'un flux de densité de courant. La conductivité électrique est le facteur de proportionnalité associant ces deux paramètres. Ces coefficients de transport sont préalablement calculés à partir du calcul de composition, des fonctions de partition et de la méthode de Chapman-Enskog. Ceux-ci sont ensuite introduits dans les équations magnétohydrodynamiques. Les coefficients dont nous avons besoin pour décrire la zone plasma sont le coefficient de diffusion D , la viscosité μ , la conductivité thermique κ et la conductivité électrique σ . Les propriétés thermodynamiques, tel que la densité de masse, l'enthalpie ou la chaleur spécifique, doivent aussi être tabulées ainsi que les coefficients d'émission et d'absorption constituant les propriétés de rayonnement de l'arc.

Ces propriétés de transport, de rayonnement et thermodynamiques dépendent de la composition du plasma, de la température et de la pression. Les propriétés du plasma, nécessaires dans notre modèle, sont donc celles d'un mélange $\text{SF}_6\text{-C}_2\text{F}_4$, dans une gamme de température entre 300 K et 50 000 K, pour une pression comprise entre 1 et 100 bars. Il est à noter que la prise en considération de l'ablation de l'électrode mobile engendre le calcul des propriétés de transport, de rayonnement et thermodynamiques des vapeurs métalliques [Zho_01] et seront ajoutées à nos banques de données.

Après avoir défini les données de base de notre simulation numérique, nous allons, dans la suite de ce chapitre, expliciter les différents modèles mis en place pour caractériser l'intégralité du plasma au sein du disjoncteur, autrement dit la colonne et la zone d'interaction arc/électrode.

2.2 Modélisation de la colonne d'arc au sein du DHT

La figure 2.1 montre que la colonne d'arc (zone 1) est caractérisée par une augmentation quasi linéaire de la tension, par conséquent le champ électrique y est constant. Ce champ va permettre aux électrons d'acquérir de l'énergie entre deux collisions. La colonne d'arc est composée de particules, transférant leurs énergies aux

autres particules lors de nombreuses collisions. Ces échanges d'énergie permettent au milieu plasmagène de s'homogénéiser thermiquement. Cela signifie que les particules lourdes et les électrons ont la même température. On suppose donc qu'il y a équilibre thermodynamique dans la colonne. Toutes les espèces présentent alors une distribution maxwellienne [Sea_01].

2.2.1 Modèles physiques spécifiques

Le rayonnement de l'arc, les phénomènes de convection, de conduction et d'ablation permettent au milieu plasma d'échanger de l'énergie avec l'extérieur [Bau_01]. Tous ces échanges vont être pris en compte dans les équations du modèle, souvent sous la forme de termes sources qui sont implémentés dans le code à partir d'UDFs (User Defined Function). Nous allons présenter ci-dessous, les modèles physiques spécifiques élaborés pour considérer ces phénomènes présents dans les disjoncteurs haute tension.

- *Modèle d'érosion*

Un des phénomènes prépondérant pris en compte est l'érosion des parois en PTFE. Le rayonnement de l'arc induit un flux d'énergie vers les parois en téflon, augmentant leurs températures et menant à leurs ablations. Ce processus est donc source d'une usure prématurée des matériaux constituant le disjoncteur. Néanmoins, cette érosion joue un rôle déterminant sur la montée en pression dans les volumes de chauffage et par conséquent influe sur le refroidissement et l'extinction de l'arc. Il est donc indispensable de prendre en compte le rayonnement de l'arc électrique dans la suite de notre modèle pour considérer l'érosion des parois [Zha_01].

- *Modèle de rayonnement*

Le rayonnement du plasma peut être associé à une perte d'énergie dans les régions chaudes au centre de l'arc et à un apport d'énergie dans les régions froides en périphérie. De plus, le rayonnement est responsable de phénomènes d'ablation notamment au niveau des tuyères en téflon. Nous nous plaçons dans des conditions d'équilibre thermodynamique local (ETL). L'équation de transfert radiatif (ETR) doit être résolue

pour déterminer ce rayonnement. Des approximations permettent de simplifier cette résolution très complexe et sont présentées ci-dessous.

Le calcul du coefficient d'émission nette fait partie de ces solutions simplificatrices. Il permet d'établir un bilan entre le rayonnement émis et absorbé dans un plasma sphérique, de rayon R_P , supposé isotherme. Le coefficient correspond alors à la divergence du flux radiatif sur cette sphère de plasma. Ce calcul convient dans le cas d'un plasma optiquement mince, en revanche il ne tient pas compte de l'absorption en périphérie de l'arc. Une méthode alternative, présentée ci-dessous, est donc envisagée pour l'étude des plasmas dans les disjoncteurs haute tension.

Une seconde approximation se base sur le calcul du coefficient d'absorption. Le spectre radiatif du plasma dépend de chaque longueur d'onde et est décrit de façon simplifiée. Il est divisé en un certain nombre d'intervalles sur lesquels le plasma est assimilé à un corps gris, autrement dit le coefficient d'absorption est supposé constant sur chaque bande de longueur d'onde. L'épaisseur optique de ces bandes influe sur leurs absorptions. Une bande optiquement épaisse est fortement absorbée, alors qu'une bande fine ne l'est que peu [Vac_01]. Des modèles de rayonnement, tels que le modèle P-1 et le modèle DOM (ordonnées discrètes), permettent de résoudre l'ETR à partir de ce coefficient, et de déduire aussi à la fois le flux radiatif et la divergence de ce flux. Ces méthodes satisfont à différents profils de bandes spectrales. Nous en considérons sept dans notre modèle. Le modèle P-1 suppose que le rayonnement incident est réfléchi de façon isotrope. N'étant pas adapté pour modéliser l'absorption des bandes optiquement minces (peu absorbées), seules les trois premières bandes, optiquement épaisses, sont gérées par ce modèle P-1. Les quatre dernières bandes, sont-elles prises en compte par le modèle DOM, qui semble apporter de meilleures précisions quelle que soit l'épaisseur optique des bandes. Néanmoins ce dernier modèle n'est pas utilisé pour caractériser l'intégralité des bandes car il engendre des temps de calcul très importants.

Un modèle hybride, combinant l'utilisation du modèle DOM (directement traité par Fluent) et du modèle P-1 (basé sur le développement d'une fonction utilisateur), est utilisé pour déterminer le transfert radiatif dans notre étude. Le rayonnement maintenant pris en compte, nous pouvons modéliser l'ablation des parois, car c'est essentiellement

dû au rayonnement du plasma incident aux niveaux des parois, que celles-ci s'ablatent [Zha_01].

Les épaisseurs optiques, des différentes bandes de longueur d'onde répertoriées dans le tableau 2.1, sont représentées sur la figure 2.5. Cette dernière résume les choix effectués suivant l'épaisseur de ces bandes pour traiter le phénomène d'ablation des parois au sein du disjoncteur haute tension, en considérant donc un mélange SF₆/C₂F₄.

Numéro des bandes	Borne inférieure (μm)	Borne supérieure (μm)
1	0.030	0.071
2	0.071	0.110
3	0.110	0.120
4	0.120	0.145
5	0.145	0.365
6	0.365	1.499
7	1.499	4.500

Tableau 2.1: Bornes des différentes bandes spectrales

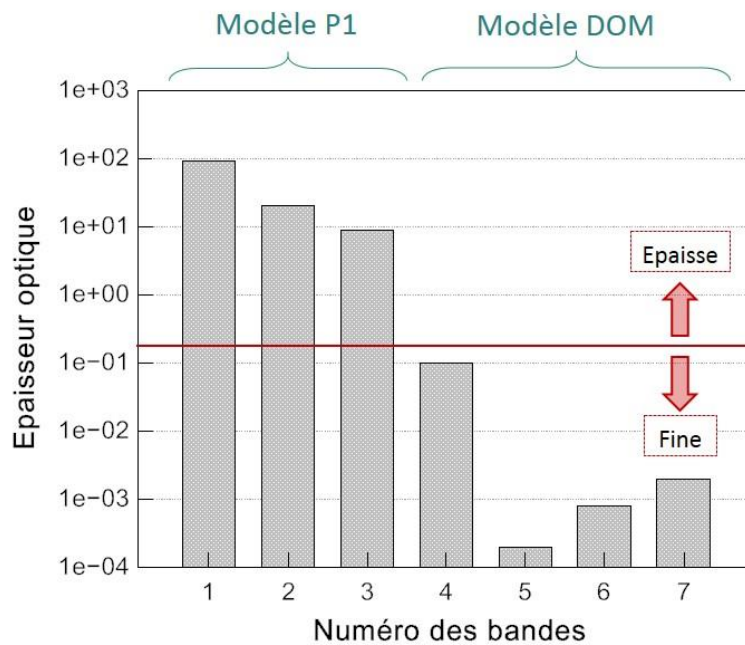


Figure 2.5: Epaisseurs optiques des bandes spectrales

○ *Modèle de turbulence*

La turbulence témoigne d'un mouvement aléatoire des particules. Ce phénomène intervient alors dans le transfert d'énergie de l'arc au sein du disjoncteur et joue un rôle décisif sur le refroidissement du plasma. Pour réaliser une coupure de courant, l'arc électrique doit cesser d'exister. Pour y parvenir, celui-ci doit perdre l'énergie qu'il possède. A fort courant, le rayonnement est le principal phénomène responsable de ses pertes. En revanche, à faible courant, l'arc étant plus froid, l'effet de la turbulence devient prépondérant devant le rayonnement, et cause l'essentiel des pertes énergétiques de l'arc [Gon_01].

Ce phénomène est donc pris en compte dans notre modélisation. Deux modèles de turbulence sont fréquemment utilisés pour caractériser l'écoulement dans les applications de plasma thermique : Prandtl et k- ϵ réalisable, qui sont, respectivement, des approximations d'ordre zéro et d'ordre supérieur [Vac_01]. Le modèle « Prandtl » ou « méthode de longueur de mélange » consiste à prendre en compte les effets de la turbulence en remplaçant des propriétés telles que la conductivité thermique, la viscosité ou encore le coefficient de diffusion par des termes effectifs. Ces nouvelles expressions effectives, toutes dépendantes de la viscosité turbulente, tiennent compte d'une contribution laminaire à laquelle s'ajoute une contribution turbulente. Quant au modèle « k- ϵ réalisable », il est moins évident à mettre en œuvre car il nécessite de résoudre l'équation d'énergie cinétique turbulente et de déterminer le taux de dissipation afin de déduire l'expression de la viscosité turbulente. Néanmoins ce dernier semble plus adapté pour représenter l'écoulement turbulent dans l'intégralité du domaine du disjoncteur. En s'appuyant sur les études comparatives réalisées au sein de l'équipe AEPPT par Randrianarivao [Ran_01] qui s'est appuyé sur les travaux de Bini [Bin_01] et Yan [Yan_01], notre choix s'est porté sur le modèle « k- ϵ réalisable » car il permet de décrire le comportement des flux aussi bien dans la zone chaude au cœur du plasma, que dans les zones périphériques, qui elles, ne peuvent être traitées à partir du modèle Prandtl [Rei_01][Gon_01].

○ *Champ magnétique et forces de Lorentz*

Dès lors qu'une particule chargée est en mouvement dans un milieu traversé par un courant, celle-ci va subir une force électromagnétique. Elle est donc soumise à un champ électrique mais aussi magnétique. La circulation du courant au sein du plasma et dans les électrodes, va influencer sur le champ magnétique auto-induit [Fre_01]. Ce champ magnétique est calculé à partir du potentiel vecteur dans le domaine. En revanche, au niveau des frontières de notre géométrie, des conditions limites sont choisies pour résoudre ce phénomène. Celles-ci sont exposées dans le paragraphe suivant (2.2.2).

○ *Modèles d'électrode*

Ces modèles permettent de décrire la zone proche de l'électrode mobile, autrement dit la zone anodique et la zone cathodique suivant la polarité, en considérant les écarts à l'équilibre sans fixer arbitrairement une taille d'accrochage de l'arc. De plus, les bilans énergétiques réalisés à l'interface plasma/électrode, permettent d'estimer le flux d'énergie provenant du plasma et arrivant à la surface. Cette estimation est essentielle en vue de considérer l'ablation du contact électrique. Nous présenterons dans la suite de ce chapitre, les modèles de zone anodique et cathodique mis en place.

2.2.2 Résolution des équations

Le milieu plasmagène créé par l'arc électrique au sein du disjoncteur, est considéré comme un fluide Newtonien, nécessitant la résolution des équations hydrodynamiques (de Navier Stokes) afin de décrire l'évolution du système. Due à la présence de phénomènes électriques dans l'arc, sa modélisation passe aussi par la résolution des équations de l'électromagnétisme.

La modélisation sous le logiciel Fluent, basé sur la méthode des volumes finis, utilise une forme généralisée des équations (2.1) [Pat_01]:

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}}_{\text{Terme temporel}} + \underbrace{\text{div}(\rho\vec{v}\phi)}_{\text{Terme convectif}} = \underbrace{\text{div}\left(\Gamma_{\phi}\overrightarrow{\text{grad}}(\phi)\right)}_{\text{Terme diffusif}} + \underbrace{S_{\phi}}_{\text{Terme source}} \quad (2.1)$$

Avec Γ_ϕ le coefficient de diffusion, S_ϕ le terme source et ϕ la grandeur que l'on souhaite résoudre. Dans le tableau 2.2 figurent tous les symboles mathématiques utilisés dans les équations présentées ci-dessous :

ρ	Densité de masse
v	Vitesse
S_m	Terme source de l'équation de conservation de la masse
ω_i	Fraction massique de l'espèce i
D	Coefficient de diffusion
μ_e	Viscosité effective
S_v	Terme source de l'équation de conservation de la quantité de mouvement
P	Pression statique
j	Densité de courant
B	Champ magnétique
T	Température
κ_e	Conductivité thermique effective
C_p	Chaleur spécifique
h	Enthalpie
S_T	Terme source de l'équation de l'énergie
σ	Conductivité électrique
V	Potentiel scalaire
k_b	Constante de Boltzmann
e	Charge élémentaire
μ_0	Perméabilité du vide
A	Potentiel vecteur

Tableau 2.2: Symboles mathématiques utilisés pour le modèle de colonne d'arc

La description de la colonne d'arc nécessite la résolution des équations de conservation de la masse, des moments et de l'énergie. De plus, nous résolvons les équations de conservation électriques, pour tenir compte du potentiel électrique et du champ magnétique (à travers le potentiel vecteur).

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = S_m \quad (2.2)$$

En l'absence de modèle d'ablation, le terme source de l'équation de conservation de la masse, S_m , est nul. Ce terme source apparaît uniquement lorsque les processus d'ablation au sein du disjoncteur sont pris en considération dans la simulation. Dans ce cas, une quantité de masse ablatée s'ajoute à la masse du plasma. Les équations de conservation des fractions massiques de chaque espèce sont explicitées ci-dessous, pour les nouvelles espèces C_2F_4 (2.3), issues de la décomposition du PTFE, et pour les espèces SF_6 (2.4) :

$$\frac{\partial \rho \cdot \omega_{C_2F_4}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \cdot \omega_{C_2F_4} \cdot \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot (\rho \cdot D \cdot \vec{\nabla} \omega_{C_2F_4}) + S_m \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho \cdot \omega_{SF_6}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \cdot \omega_{SF_6} \cdot \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot (\rho \cdot D \cdot \vec{\nabla} \omega_{SF_6}) \quad (2.4)$$

Ces équations sont liées par la relation $\omega_{C_2F_4} = 1 - \omega_{SF_6}$. A partir de cette égalité, et de l'équation de conservation de la fraction massique de SF_6 , le terme source de l'équation de conservation de la masse (2.2) apparaît lorsque l'on considère un mélange de gaz. De ce fait, l'équation de conservation de la fraction massique du C_2F_4 (2.3) n'est pas résolue.

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \cdot \mathbf{v}) = \vec{\nabla} \cdot (\mu_e \vec{\nabla} \mathbf{v}) + \mathbf{S}_v \quad (2.5)$$

$$\text{avec } \mathbf{S}_v = -\vec{\nabla}(P) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} \quad (2.6)$$

Le terme source (2.6) de l'équation de la quantité de mouvement (2.5) prend en compte :

- La force de pression: $\vec{\nabla}(P)$
- Le tenseur des contraintes visqueuses: $\vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}$
- La force électromagnétique (force de Lorentz): $\mathbf{j} \wedge \mathbf{B}$

Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} H) = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\kappa}{C_p} \vec{\nabla} H \right) + S_H \quad (2.7)$$

$$\text{avec } S_H = S_{\text{joule}} - S_{\text{ray}} + S_{\text{enth}} + S_{\text{dif}} + S_{\text{cor}} \quad (2.8)$$

Le terme source (2.8) de l'équation d'énergie (2.7) prend en compte :

- L'effet joule : $S_{\text{joule}} = \frac{j^2}{\sigma}$
- les pertes par rayonnement : $S_{\text{rad}} = U$ (U déduit du modèle hybride)
- le flux enthalpique des électrons : $S_{\text{enth}} = \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} j \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{T}{C_p} \right)$

Dans le cas où l'on considère les phénomènes d'ablation, autrement dit que le plasma est composé d'un mélange de gaz, la diffusion d'une espèce en fonction de l'autre mène à un nouveau transfert d'énergie. Un premier terme source S_{dif} , s'apparente donc à la diffusion d'enthalpie que l'on peut observer dans un mélange de gaz. Un second terme S_{cor} , correspond à une correction faite sur ce transfert d'énergie. Dans le cas d'un mélange de gaz, les termes S_{dif} et S_{cor} sont donc pris en compte dans le terme source de l'équation de l'énergie et sont explicités à travers des UDFs. Leurs expressions figurent ci-dessous :

– Diffusion d'enthalpie:

$$S_{\text{dif}} = \vec{\nabla} \cdot [(\rho D)(h_{\text{SF}_6} - h_{\text{C}_2\text{F}_4}) \vec{\nabla} \omega_{\text{SF}_6}]$$

– Correction numérique:

$$S_{\text{cor}} = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(-\frac{\kappa}{C_p} \right) (h_{\text{SF}_6} - h_{\text{C}_2\text{F}_4}) \vec{\nabla} \omega_{\text{SF}_6} \right]$$

Conservation du potentiel scalaire :

Les dimensions du maillage étant bien supérieures à la longueur de Debye, on peut considérer le plasma comme électriquement neutre dans chaque élément de volume et le potentiel électrique suit alors la loi de LAPLACE (2.9) :

$$\vec{\nabla}(\sigma\vec{\nabla}V) = \mathbf{0} \quad (2.9)$$

La résolution du potentiel scalaire permet de calculer le champ électrique et la densité de courant en s'appuyant respectivement sur les équations (2.10) et (2.11) :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V \quad (2.10)$$

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} \quad (2.11)$$

Conservation du potentiel vecteur :

Le potentiel vecteur magnétostatique A s'exprime en fonction des composantes de la densité de courant j , de la perméabilité du vide μ_0 et de r , la position radiale :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla}A_z) &= \mu_0 j_z \\ \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla}A_r) &= \mu_0 j_r - \frac{A_r}{r^2} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Où \vec{A} est le potentiel vecteur qui permet, à partir de l'équation de Maxwell suivante (2.13), de calculer le champ magnétique B , créant les forces de Lorentz :

$$\vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}}\vec{A} \quad (2.13)$$

Tous les phénomènes physiques énumérés dans la partie 2.1.1, autrement dit, l'érosion des parois, l'effet joule, le rayonnement du plasma, les effets de la turbulence et du champ magnétique apparaissent dans ces équations, soit au travers des termes sources soit en modifiant les propriétés thermodynamiques et de transport du plasma. En effet, l'ablation des murs en téflon apparaît au travers du terme source de l'équation de conservation de la masse et d'une modification apportée au terme source de l'équation de l'énergie. Le calcul du champ magnétique (forces de Lorentz), est pris en compte dans le terme source de l'équation de la quantité de mouvement. L'effet joule et les pertes radiatives sont pris en considération dans le terme source de l'équation de l'énergie. Quant aux effets liés à la turbulence, ceux-ci n'apparaissent pas directement dans les

équations, mais sont responsables de la modification des propriétés du plasma, telles que la viscosité, la conductivité thermique, le coefficient de diffusion (cf. figure 2.6).

Après avoir explicité les équations résolues dans notre modèle pour caractériser le cœur du plasma, nous présentons dans la suite de cette section, les conditions limites fixées.

2.2.3 Conditions aux limites

Pour la température

En l'absence de modèle d'électrodes, la température à la surface du contact mobile est fixée à 3500 K. En revanche, une condition particulière issue de la résolution des bilans énergétiques, est appliquée à la surface de celui-ci, si un modèle d'électrode est utilisé. De même, l'ablation des parois en téflon étant considérée dans nos travaux de simulation, une condition en température est déduite du modèle d'ablation. Outre ces deux interfaces particulières, la température de toutes les autres frontières du domaine est fixée à 300 K.

Pour le rayonnement

Pour le modèle P1, les deux conditions limites utilisées principalement pour traiter le rayonnement sont la condition nulle de Dirichlet et la condition de Marshack. Cette dernière permet de tenir compte d'un rayonnement provenant de toutes les directions, autrement dit nous supposons que le rayonnement incident sur la paroi est réfléchi de façon isotrope. A la différence de celle-ci, la condition de Dirichlet consiste à imposer une valeur à la solution limite. Elle peut être utilisée par exemple, si ces limites sont loin de la source chaude (autrement dit de l'arc) et qu'elles ne rentrent pas en jeu dans la physique de la zone considérée [Chr_01]. Dans notre étude, notre choix s'est donc porté sur la condition de Marshack, au niveau des parois.

Pour le potentiel vecteur

La méthode de Biot et Savart a été retenue au niveau des frontières du domaine. L'utilisation de cette méthode sur l'ensemble de la géométrie permet d'obtenir des

résultats très précis néanmoins elle génère une élévation significative du temps de calculs [Gon_01]. Le compromis opéré dans notre étude, alliant le calcul du potentiel vecteur dans le domaine et la méthode de Biot et Savart aux frontières, permet de déterminer le champ magnétique dans l'intégralité du domaine sans pour autant augmenter considérablement le temps de calcul.

Pour le potentiel électrique

Des conditions limites sont appliquées sur le contact fixe et le contact mobile. L'électrode fixe est supposée poreuse. Cela revient à définir une condition limite de potentiel scalaire nulle sur une section. De plus, dans la suite de ces travaux, nous ne considérerons pas l'ablation de l'électrode fixe. L'arc électrique n'étant pas directement accroché à celle-ci, nous supposons que la température du matériau ne peut donc pas atteindre des valeurs suffisantes pour considérer son ablation. A la surface de l'électrode mobile, une condition limite pour le potentiel scalaire est définie, en imposant un profil de densité de courant, afin de pouvoir appliquer le courant alternatif du réseau. Ce profil est une alternative largement utilisée lorsque les gaines ne sont pas prises en compte dans les modèles [Gle_02]. Le choix de ce profil repose sur la forme de l'électrode, ainsi que sur la valeur d'intensité du courant. En effet, suivant le rayon de la pointe de l'électrode considérée, la densité de courant est directement impactée [Low_01]. De ce fait, différents profils de densité de courant existent et sont présentés dans le tableau 2.3:

Profil de densité de courant	Expression de $j(r)$	Forme de l'électrode	Condition en courant
parabolique	$j_n(r) = \vec{j} \cdot \vec{dS} = j_{max}(1 - br^2)$	plate	×
exponentiel	$j_n(r) = \vec{j} \cdot \vec{dS} = j_{max} \exp(br)$	pointue	Fort courant
constant	$j_n(r) = \vec{j} \cdot \vec{dS} = j_{max}$	plate	×

Tableau 2.3: Profils de densité de courant imposés à l'électrode

Le paramètre b est déterminé à partir du rayon R_{cat} (inversement proportionnel au carré de R_{cat}). Ce rayon R_{cat} de la section de la cathode où le profil est imposé est obtenu en résolvant la conservation du courant sur ce rayon [Ran_01].

L'utilisation d'un profil de densité de courant avec une température fixée à la surface de l'électrode, permet d'appliquer la variation temporelle du courant alternatif du réseau (figure 2.4) en imposant une taille d'accrochage à l'arc sur l'électrode. En revanche, ces profils ne permettent pas d'estimer le flux d'énergie arrivant à la surface, dont nous nécessitons si nous souhaitons ajouter la prise en compte de l'ablation de l'électrode mobile. Par conséquent, pour remédier à ce problème et en vue de considérer cette ablation, un profil I/S est directement appliqué non pas à la surface de l'électrode, mais sur sa base. Cela nécessite d'implémenter des modèles d'électrode (anode et cathode) pour prendre en compte la grande variation des conductivités électriques entre le plasma et le matériau. Sans l'ajout de ces modèles, qui donnent accès à la conductivité électrique dans les gaines, la résolution de la continuité du courant ne serait pas envisageable entre le plasma et le matériau et le flux d'énergie ne pourrait être estimé. Les conditions limites de ces deux approches sont illustrées sur la figure 2.6.

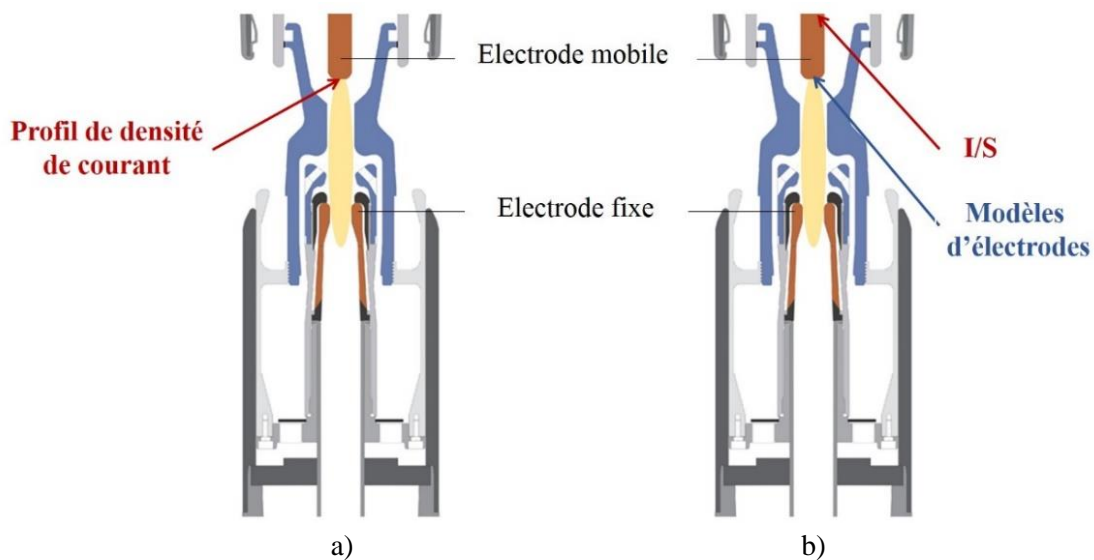


Figure 2.6: Condition limite du potentiel scalaire au niveau de l'électrode mobile [Kor_01]
 a) sans modèle d'électrode, b) avec modèles d'électrodes

Ces changements permettent d'obtenir une distribution de densité de courant, plus réaliste, à l'intérieur de l'électrode. La zone proche électrode, présentant de nombreux déséquilibres peut alors être mieux décrite, la taille d'accrochage de l'arc ne sera plus imposée et l'estimation du flux d'énergie à la surface de l'électrode permettra d'envisager une optimisation du modèle en tenant compte de l'ablation de celle-ci.

2.2.4 Schéma récapitulatif

Un schéma récapitulatif, représenté sur la figure 2.7, permet de mieux visualiser les différentes étapes réalisées afin de résoudre l'ensemble des équations couplées.

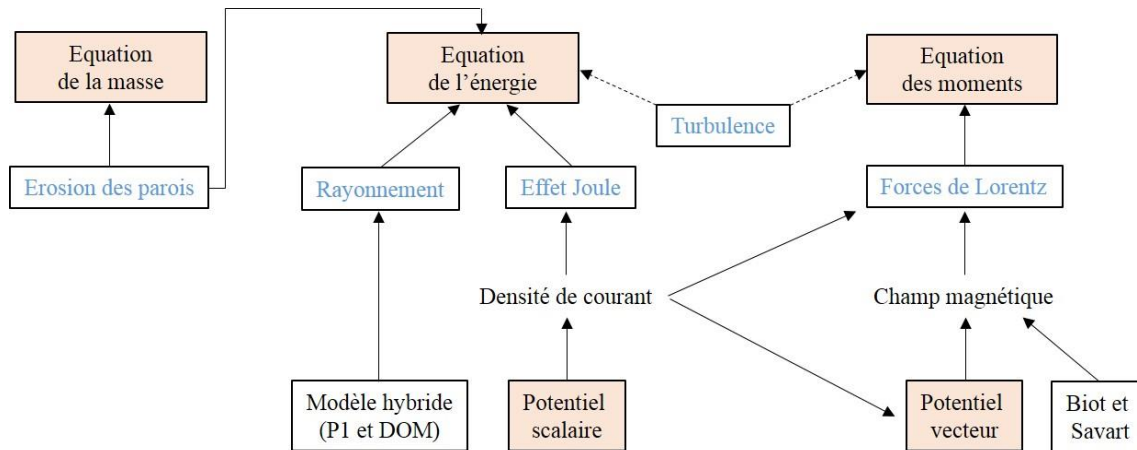


Figure 2.7: Schéma récapitulatif de la résolution des équations

Nous avons dans un premier temps, exposé la résolution des équations dans le corps de l'arc. Mais la présence d'un arc électrique au sein du disjoncteur haute tension engendre aussi des zones d'interaction entre l'arc électrique et l'appareil de coupure, nécessitant une modélisation à part entière, notamment celle à l'électrode. De nombreux auteurs s'affranchissent de résoudre cette région en raison d'une complexification des modèles, et se limitent à l'utilisation d'un profil de densité de courant à la surface de l'électrode. Mais dès lors que l'on souhaite décrire les phénomènes hors équilibre au proche voisinage du contact mobile, cette condition limite en courant n'est plus suffisante et des modèles d'électrode (anode et cathode) doivent être implémentés.

L'intérêt de ces travaux de thèse porte sur une meilleure compréhension des phénomènes se produisant à proximité de l'électrode mobile. Par conséquent, dans la suite de ce chapitre, nous présentons la modélisation des zones anodique et cathodique dans le cadre de notre étude.

2.3 Modélisation de la zone anodique

Les zones au voisinage des électrodes présentent des caractéristiques bien spécifiques. En effet, contrairement à la colonne d'arc, des écarts à l'équilibre peuvent exister dans ces régions. Dues à leurs très petites tailles, ces régions sont très difficiles, quasi impossibles à étudier expérimentalement. La description de ces zones, à travers la modélisation, permettra alors de faire le lien entre le plasma à l'ETL et les électrodes et de mieux comprendre les phénomènes existants dans ces zones périphériques.

En revanche, suivant la polarité des électrodes, différents processus sont à considérer pour modéliser les zones anodique et cathodique. La cathode, chargée négativement, émet des électrons. La description du processus d'émission électronique semble être la cause principale de la complexité des modèles de zone cathodique. A la différence de la cathode, émettrice d'électrons, l'anode se contente de les collecter. Par conséquent, la modélisation de la zone anodique est plus aisée. Nous présentons, ci-dessous, le découpage spatial de la zone anodique et exposons les différents flux de chaleur à l'interface anode-plasma dans le but de résoudre le transfert d'énergie qui les lie.

2.3.1 Structure de la zone anodique

La zone anodique se décompose de différentes sous couches aux propriétés distinctes. La gaine est la première région à proximité directe de l'électrode, son épaisseur est de l'ordre de la longueur de Debye ($\approx 0.1\mu\text{m}$). Cette zone porte aussi le nom de zone de charge d'espace électronique, car l'anode recueille des électrons. A l'autre extrémité de la zone anodique, une zone frontière, pouvant mesurer entre 0.1 et 2mm, assure la jonction avec le plasma à l'ETL. Dans cette région, les électrons entrent en collision avec les ions présents.

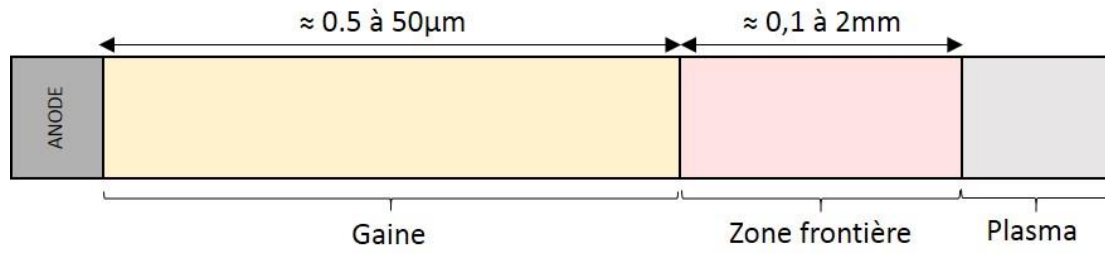


Figure 2.8: Découpage spatiale de la zone anodique

2.3.2 Résolution des équations

Nous cherchons, dans un premier temps, à nous assurer de la continuité du courant entre l'électrode et le plasma. En effet, ces deux milieux présentent des conductivités électriques bien distinctes (différences de plusieurs ordres de grandeurs, ($\sigma_{\text{pla}} \approx 10^3 \text{ S.m}^{-1}$ et $\sigma_{\text{mat}} \approx 10^6 \text{ S.m}^{-1}$). Pour conserver le courant électrique entre ces deux zones, une conductivité électrique égale à 10^4 S.m^{-1} est alors imposée dans une couche fine à proximité de l'électrode mobile (dont la taille est aussi fixée). Nous supposons que la gaine anodique se compose uniquement de vapeurs métalliques issues de l'ablation de l'électrode. Dans le matériau, trois équations vont donc être résolues : l'équation du potentiel scalaire déjà décrite (2.9) (continuité du courant), du potentiel vecteur (2.12) et de l'énergie (2.14) afin d'obtenir la distribution de la densité de courant, du champ magnétique et de la température dans l'électrode.

$$\frac{\partial \rho T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T) \quad (2.14)$$

Pour déterminer le flux d'énergie par conduction dans le matériau, un bilan (2.15) est réalisé à l'interface anode/arc. Ce flux s'exprime suivant les différents flux indiqués sur la figure 2.9 et formulés ci-dessous :

$$\Phi_{\text{cond}_2} = \Phi_{\text{cond}_1} + \Phi_{\text{elec}} + \Phi_{\text{enth}} + \Phi_{\text{rad}_1} - \Phi_{\text{rad}_2} - \Phi_{\text{evap}} \quad (2.15)$$

Flux d'énergie par conduction :

$$\Phi_{\text{cond}_1} = -\kappa_{\text{pla}} \frac{\partial T}{\partial n} + \text{partie turbulence} \quad (2.16)$$

$$\Phi_{\text{cond}_2} = -\kappa_{\text{elec}} \frac{\partial T}{\partial n} \quad (2.17)$$

Les conductivités thermiques du plasma κ_{pla} et de l'anode κ_{elec} interviennent dans le transfert d'énergie entre le plasma et l'anode. Ces flux de conduction témoignent d'une différence de température entre ces deux milieux.

Flux d'énergie électrique :

$$\Phi_{\text{elec}} = j_n(\phi_S + V_A) \quad (2.18)$$

ϕ_S et V_A correspondent respectivement à la fonction de sortie du matériau et à la chute de tension dans la gaine anodique. Ce dernier paramètre peut avoir toute son importance dans le transfert d'énergie anode-plasma, car la chute de tension à l'anode peut être négative ou positive. Ce flux dépend aussi du travail de sortie des électrons, car l'anode gagne de l'énergie lorsqu'un électron pénètre à l'intérieur du métal.

Flux d'énergie enthalpique :

$$\Phi_{\text{enth}} = j_n \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} (T_{\text{mat}} - T_{\text{pla}}) \quad (2.19)$$

La vitesse de dérive des électrons conditionne le flux d'énergie transporté par les électrons et cédé à l'anode. Ce flux dépend, des températures du matériau T_{mat} , du plasma T_{pla} , de la composante normale de la densité de courant j_n , de la charge élémentaire e et du coefficient de Boltzmann k_b .

Flux d'énergie radiatif :

$$\Phi_{\text{rad}_1} = \text{flux du modèle hybride du rayonnement (section 2.2.1)} \quad (2.20)$$

$$\Phi_{\text{rad}_2} = \varepsilon \sigma_S T^4 \quad (2.21)$$

Avec ε l'émissivité du matériau et σ_S la constante de Stefan. Nous pouvons distinguer deux contributions du rayonnement dans le bilan d'énergie à l'interface anode-

plasma. Le premier se réfère au gain occasionné par le rayonnement du plasma vers l'anode et le second correspond à la perte induite par le rayonnement émis depuis l'anode.

Flux d'énergie due à l'évaporation :

$$\Phi_{\text{evap}} = \mathcal{L}_{\text{mat}}\Phi_{\text{vap}} \quad (2.22)$$

Φ_{vap} est le taux massique de production de vapeur, et \mathcal{L}_{mat} la chaleur latente de fusion. Lorsque le matériau subit un processus d'ablation, celui-ci cède de l'énergie au plasma. Une seconde balance (2.23), concernant le potentiel électrique, est réalisée à l'interface anode/arc :

$$\left[-\sigma \left(\frac{\partial V}{\partial n} \right) \right]_{\text{pla}} = \left[-\sigma \left(\frac{\partial V}{\partial n} \right) \right]_{\text{elec}} \quad (2.23)$$

La figure suivante 2.9, permet de visualiser l'ensemble des flux d'énergie provenant du plasma et ceux présents dans l'électrode, afin de réaliser le bilan énergétique.

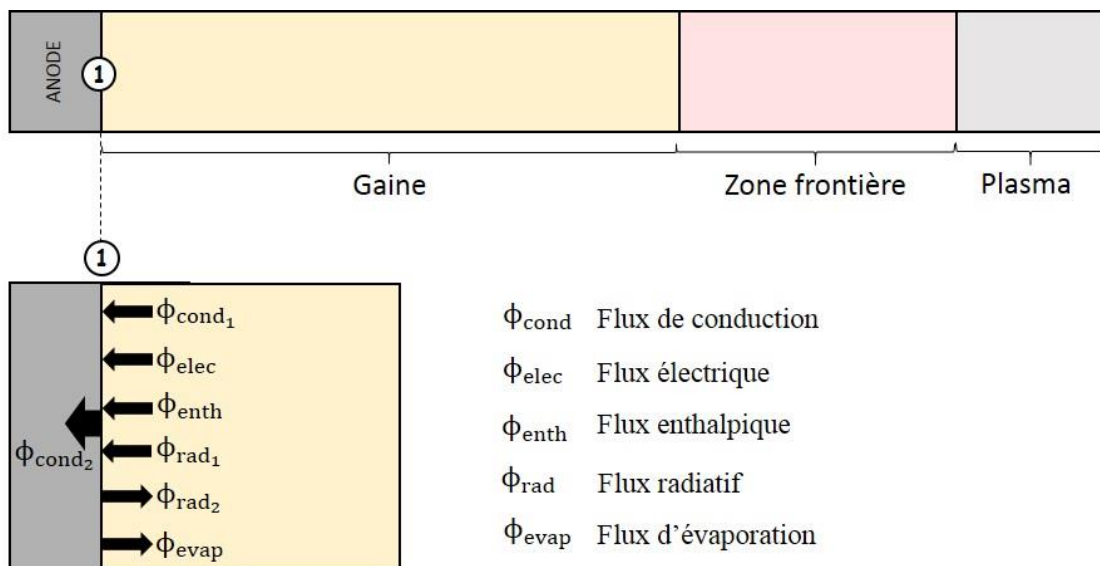


Figure 2.9: Découpage spatiale de la zone anodique de notre modèle et bilan d'énergie à l'interface anode-plasma

Les expressions de ces différents flux sont utilisées pour réaliser la balance d'énergie à la surface de l'anode et permettent d'obtenir le flux d'énergie et la température

à la surface. Le champ magnétique et la distribution de la densité de courant au sein de l'électrode sont déduits, en résolvant les équations (2.9) et (2.12) et en imposant une conductivité électrique de 10^4 S.m^{-1} dans la fine couche à proximité de l'électrode [Mou_01].

Un modèle à deux températures n'est pas nécessaire pour décrire la zone anodique car l'anode collecte des électrons. En effet, le courant ionique dans cette zone est négligeable par rapport au courant électronique. On considère donc que la densité d'électrons est suffisante pour assurer un transfert d'énergie aux particules lourdes, et supposer que l'équilibre thermodynamique local est vérifié. De ce fait, la zone anodique n'est pas décrite par un modèle à 2 températures. En revanche, la cathode émet des électrons et est bombardée par un flux d'ions provenant du plasma. Dans la zone cathodique, la contribution du courant ionique n'est plus négligeable devant celle du courant électronique. L'équilibre thermodynamique local ne peut pas être supposé et un modèle à deux températures a été développé par François Cayla [Cay_01] pour décrire cette zone. Ce modèle de cathode est présenté dans le prochain paragraphe.

2.4 Modélisation de la zone cathodique

La mobilité des électrons étant bien supérieure à celle des particules lourdes, une zone de charge d'espace ionique se crée à proximité de la cathode. Le découpage de cette zone cathodique est un point essentiel mais très complexe. De nombreuses divergences à ce sujet sont constatées dans la littérature. En effet, le découpage spatial de Lowke, s'affranchit de la présence d'une gaine, et diffère du modèle de Benilov, qui tient compte de celle-ci et considère une couche supplémentaire appelée « couche de non équilibre thermique » ou « couche de relaxation thermique » [Ben_01]. D'autres auteurs, comme Riemann et Schmitz [Sch_01], élaborent une théorie décrivant une zone supplémentaire entre la gaine et la pré-gaine, appelée « milieu de Knudsen ». La plupart de ces modèles de gaine et de pré-gaine sont unidimensionnels, car leurs tailles sont considérées très petites devant le diamètre de la cathode.

Nous allons donc présenter ci-dessous, la structure de la zone cathodique de notre modèle et expliciter l'algorithme de résolution dans cette région. Le but est de respecter

la conservation des grandeurs d'entrée à la cathode, jusque dans le plasma, en passant par cette zone.

2.4.1 Structure de la zone cathodique

La figure 2.10 permet de visualiser de façon schématique, le découpage spatial de la zone cathodique dans notre modèle. Ces différentes régions sont les suivantes :

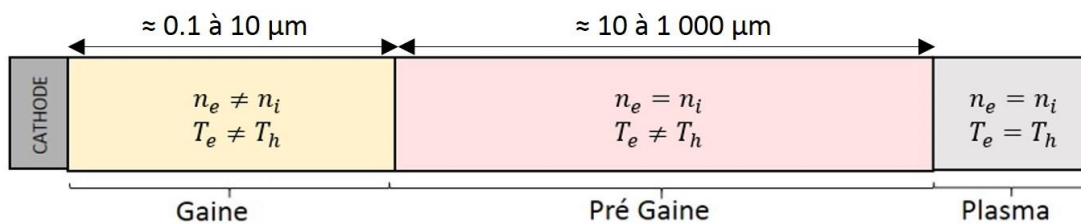


Figure 2.10: Découpage spatiale de la zone cathodique de notre modèle

- *La gaine*

Cette zone est aussi appelée zone de charge d'espace ionique due à la différence de mobilité entre les espèces, provoquant ainsi un déséquilibre de charges, noté $n_e \neq n_i$ sur la figure 2.10 et au caractère récepteur d'ions de la cathode. La figure 2.1 témoigne d'une importante variation de tension dans la zone cathodique. C'est principalement, cette région de gaine présentant un déséquilibre de charges, qui est à l'origine de la chute de tension cathodique. Le champ électrique y est donc très intense. De plus, la gaine est supposée sans collision dans notre modèle, par conséquent les électrons ne cèdent pas leurs énergies aux particules lourdes. Cette absence d'échange d'énergie cause un nouveau déséquilibre, cette fois thermique, $T_e \neq T_h$. Cette région est alors considérée à deux températures, celle des électrons et celle des ions. Elle possède une épaisseur de l'ordre de la longueur de Debye.

- *La pré-gaine*

Cette zone de transition entre la gaine et le plasma à l'ETL, s'étend sur une distance supérieure à la gaine, de l'ordre de la longueur d'ionisation, « d ». Dans un premier temps, cette distance est imposée dans notre modèle, en revanche elle fera l'objet d'une attention particulière dans la suite de nos travaux (chapitre 3), et deviendra un

paramètre temporel. Cette zone est caractérisée par de nombreuses collisions entre les particules, elle est donc aussi appelée « zone d'ionisation ». Grâce à ce processus d'ionisation, on constate figure 2.10 que la neutralité électrique est obtenue dans la pré-gaine, $n_e = n_i$. Néanmoins, le nombre de collisions n'est pas encore suffisant pour assurer l'équilibre thermodynamique local. Le déséquilibre thermique est donc toujours présent, $T_e \neq T_h$. La pré-gaine est elle aussi, considérée à deux températures.

- *Le plasma*

La zone plasma, représentée sur la figure 2.10, n'est autre que la colonne d'arc dont les caractéristiques ont été présentées précédemment. Cette région n'est plus concernée par les déséquilibres de charges et thermique. Cela signifie que l'on considère le plasma à l'équilibre thermodynamique local, et qu'une unique température le caractérise.

2.4.2 Résolution des équations

Calcul de composition

Comme évoqué précédemment, la zone voisine de la cathode présente des écarts à l'équilibre. Dus à ces écarts, nous sommes contraints de modéliser cette région à deux températures. Afin de déterminer quelles densités d'espèces cohabitent dans la zone voisine de la cathode, on réalise un calcul de composition à deux températures. Ce calcul passe par la formation d'un système d'équations à partir des lois d'équilibre chimique : loi de Saha, loi de Dalton et neutralité électrique. La résolution couplée de ces équations permet d'obtenir les densités électronique $n_{es}(T_e, T_h, P)$ et ionique $n_{is}(T_e, T_h, P)$ pour une température électronique, une température des lourds et une pression, à l'interface gaine/pré-gaine.

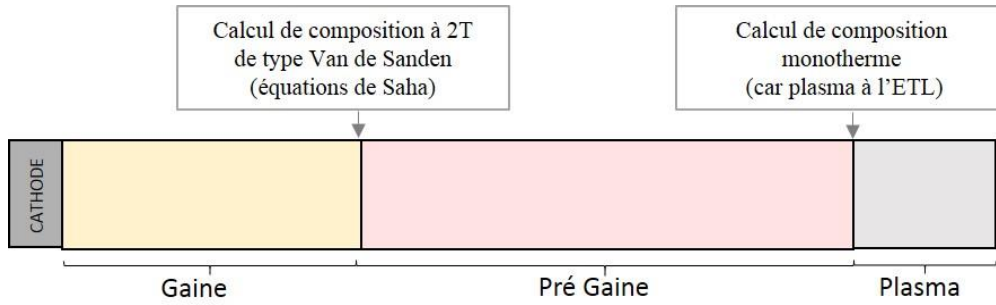


Figure 2.11: Représentation des calculs de composition aux interfaces

La figure 2.11 permet d'identifier les différents calculs de composition effectués. Nous considérons donc un calcul de composition monotherme à l'interface pré-gaine/plasma car cette région est à l'équilibre thermodynamique local. En revanche, nous effectuons un calcul de composition à deux températures à l'interface gaine/pré-gaine, où l'on considère uniquement du cuivre, pour tenir compte des écarts à l'équilibre.

Flux de particules

La modélisation de la zone cathodique s'appuie sur la théorie de Benilov datant de 1995 (cf. chapitre 1 partie 1.5.2), à laquelle quelques modifications ont été apportées. Nous considérons toujours les phénomènes aux différentes interfaces et exprimons les flux de particules. Une modification du flux d'électrons thermo émis a été effectuée [Gon_02]. De plus, nous prenons en considération le flux d'électrons dû à l'émission secondaire, terme que Benilov négligeait. Il y a donc quatre flux de particules à exprimer :

- Expression du flux d'électrons thermo émis (2.24) :

$$\Phi_{em} = \frac{4\pi k_b^2 m_e}{h^3} T_w^2 \exp\left(-\frac{W - \Delta W}{k_b T_w}\right) \text{ avec } \Delta W = \sqrt{\frac{e^3 E_c}{4\pi\epsilon_0}} \quad (2.24)$$

- Expression du flux d'électrons rétro diffusés (2.25) :

$$\Phi_{bd} = n_e v_e = n_{es} \exp\left(-\frac{eU_s}{k_b T_e}\right) \frac{\bar{C}_e}{4} \text{ avec } \bar{C}_e = \sqrt{\frac{8k_b T_{es}}{\pi m_e}} \quad (2.25)$$

- Expression du flux d'ions (2.26):

$$\Phi_i = n_{is}v_{is} = n_{is} \sqrt{\frac{k_b(T_{is} + ZT_e)}{m_i}} \quad (2.26)$$

- Expression du flux d'électrons secondaires (2.27):

$$\Phi_{ems} = -\gamma n_{Cu^+} v_s \quad (2.27)$$

Détermination du champ électrique

Pour déterminer le champ électrique E_c , présent dans l'expression du flux d'électrons thermo émis (2.24), l'équation de poisson (2.28) est résolue :

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e(z) - Zn_i(z)) \quad (2.28)$$

Dans le modèle cathodique de M. Benilov, l'équilibre d'ionisation n'est plus supposé dans la gaine. Par conséquent, les densités électronique et ionique, respectivement n_e et n_i dans la gaine sont obtenues à partir de la cinétique (coefficients de recombinaison) et de la résolution de l'équation de Boltzmann (2.29). Or, nous supposons dans notre modèle, que l'équilibre d'ionisation est satisfait dans la gaine, ainsi que sur l'intégralité de la zone cathodique. Par conséquent, les densités électronique (2.30) et ionique (2.31) sont directement tirées de la résolution de l'équation de Boltzmann (2.29) pour la fonction de distribution f et du calcul de composition à deux températures réalisé préalablement à l'interface gaine/pré-gaine (pour déterminer n_{es} et n_{is}).

$$v_z \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{Ze}{m_i} \frac{d\varphi}{dz} \frac{\partial f}{\partial v_z} = 0 \quad (2.29)$$

$$n_e(z) = n_{es} \exp \frac{e\varphi}{k_b T_e} \quad (2.30)$$

$$n_i(z) = n_{is} \frac{v_+ - v_-}{2u_i} \quad (2.31)$$

v_+ , v_- et u_i sont explicités dans le chapitre 1 (voir équations 1.11, 1.12 et 1.13). L'indice « s » est utilisé pour caractériser les quantités à l'interface gaine/pré-gaine et « ∞ » pour celles à l'interface pré-gaine/plasma. Tous les autres symboles mathématiques utilisés dans le modèle de cathode, sont répertoriés dans le tableau 2.4, ci-dessous:

k_b	Constante de Boltzmann
m_e	Masse des électrons
h	Constante de Planck
T_w	Température de la surface
W	Travail de sortie des électrons
ΔW	Réduction de Schottky
E_c	Champ électrique à la surface de la cathode
ϵ_0	Permittivité du vide
n_e	Densité électronique
v_e	Vitesse des électrons
U_s	Chute de tension dans la gaine cathodique
T_e	Température électronique
C_e	Facteur de Boltzmann
n_{is}	Densité d'ions à l'interface gaine/pré-gaine
v_{is}	Vitesse des ions à l'interface gaine/pré-gaine
T_{is}	Température des ions à l'interface gaine/pré-gaine
Z	Charge moyenne des ions
m_i	Masse des ions
γ	Facteur de l'émission secondaire
n_{Cu^+}	Densité d'ions Cu^+ à l'interface gaine/pré-gaine
v_s	Vitesse des ions
E_i	Energie d'ionisation
$n_{e\infty}$	Densité électronique à l'interface pré-gaine/plasma
ϕ	Potentiel électrostatique
v_z	Vitesse moyenne dans la direction z
v_+	Vitesse maximale pour un point donné dans la gaine
v_-	Vitesse minimale pour un point donné dans la gaine
u_i	Vitesse d'agitation thermique

Tableau 2.4: Symboles mathématiques utilisés dans le modèle de cathode

Bilans d'énergie

A partir des flux de particules, exprimés ci-dessus, nous établissons des bilans énergétiques au niveau des frontières. La conservation de la densité de courant à la surface de la cathode et la balance d'énergie à l'interface gaine/pré-gaine sont maintenues. Nous ajoutons un troisième bilan énergétique au niveau de la surface de la cathode. Celui-ci témoigne de la capacité de l'électrode à emmagasiner de l'énergie. Le flux d'énergie q_{cathode} correspond à ce que la cathode peut absorber par conduction thermique. q_{gaine} représente le flux d'énergie provenant du plasma et transmis à la cathode. La figure 2.12 permet de visualiser ces trois bilans effectués dans la zone cathodique.

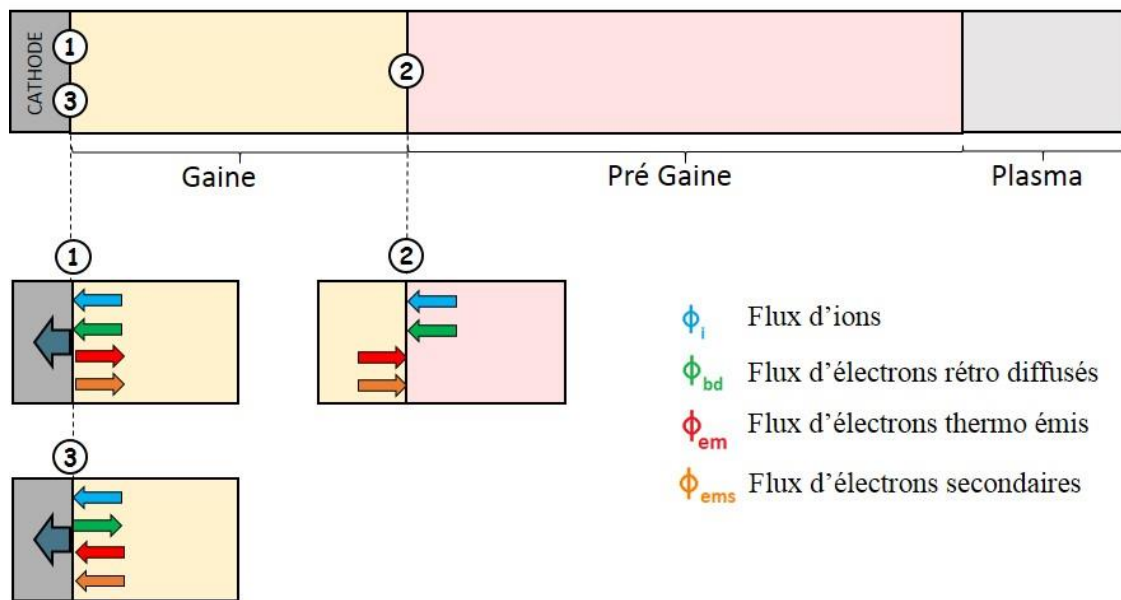


Figure 2.12: Représentation des trois bilans énergétiques dans la zone cathodique

Bilan 1: Balance d'énergie à l'interface cathode/gaine

$$q_{\text{cathode}} = q_{\text{gaine}}, \text{ avec :}$$

$$q_{\text{cathode}} = - \left(\kappa_{\text{cathode}} \frac{\partial T}{\partial n} \right) \text{ et} \quad (2.32)$$

$$q_{\text{gaine}} = \phi_i \left[k_b \left(\frac{ZT_e}{2} \right) + ZeU_s + E_i - Z(W - \Delta W) \right] + \phi_{bd} [2k_b T_e + (W - \Delta W)] - (\phi_{em} + \phi_{ems}) [2k_b T_w - (W - \Delta W)]$$

Bilan 2: Balance d'énergie à l'interface gaine/pré-gaine

$$\begin{aligned}
 & (\Phi_{em} + \Phi_{ems}) \left[2k_b T_w + eU_s + k_b T_e \left(\ln \frac{n_{e\infty}}{n_{es}} - 3,2 \right) \right] \\
 & = \Phi_{bd} \left[eU_s + k_b T_e \left(\ln \frac{n_{e\infty}}{n_{es}} - 1,2 \right) \right] \\
 & \quad + \Phi_i \left[E_i + Zk_b T_e \left(3,2 - 0,5 * \ln \frac{n_{e\infty}}{n_{es}} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Bilan 3: Conservation de la densité de courant

$$j_{cathode} = e (Z\Phi_i + \Phi_{em} + \Phi_{ems} - \Phi_{bd}) \tag{2.34}$$

Ce système d'équations étant non linéaire, nous nous appuyons sur la méthode de Newton-Raphson pour le résoudre. La résolution couplée du bilan 2 et 3 permet d'obtenir la température électronique T_e et la tension de gaine U_s . Enfin, le bilan 1 permet de définir la température de surface de la cathode T_w . De la même façon qu'à l'anode, les équations du potentiel scalaire, de l'énergie et du potentiel vecteur sont résolues au sein du matériau de la cathode, afin d'assurer la continuité du courant.

Détermination de la conductivité électrique

Nous avons pu constater que la zone au proche voisinage des électrodes présente des caractéristiques bien différentes de la zone plasma. La conductivité électrique dans la gaine, reflet de la circulation de courant, diffère de celle du plasma. Nous avons donc jugé nécessaire de définir une conductivité électrique propre à la pré-gaine (zone pas à l'ETL), jouant le rôle de lien entre la gaine et le plasma, afin d'assurer une continuité du courant de la cathode jusqu'au plasma d'arc.

La pré-gaine étant une zone définie par des températures électronique et ionique différentes, l'expression de la conductivité électrique à deux températures (2.35) dans cette zone est la suivante:

$$\sigma_{2T} = \sigma_{1T}(T_e) \quad (2.35)$$

Où σ_{1T} correspond à la conductivité électrique à une température des vapeurs de cuivre. La détermination de cette conductivité électrique à deux températures permet d'assurer la conservation du courant de la cathode au plasma tout en respectant les déséquilibres observables à proximité de l'électrode.

Détermination des températures électronique et ionique dans la pré-gaine

A la surface de la cathode, la température des lourds (supposée égale à la température de surface de la cathode) ainsi que la température des électrons ont été déterminées précédemment. On suppose que celles-ci n'évoluent pas dans la gaine en raison de l'absence de collision dans cette zone et des dimensions très petites. Elles sont donc identiques aux interfaces cathode/gaine et gaine/pré-gaine. La zone plasma, étant à l'équilibre thermodynamique, est caractérisée par une unique température, $T_e=T_h$. Afin de déterminer la température des électrons et des particules lourdes au sein de la pré-gaine, nous avons interpolé ces grandeurs entre les frontières gaine/pré-gaine et pré-gaine/plasma. La figure 2.13 permet de schématiser ces interpolations.

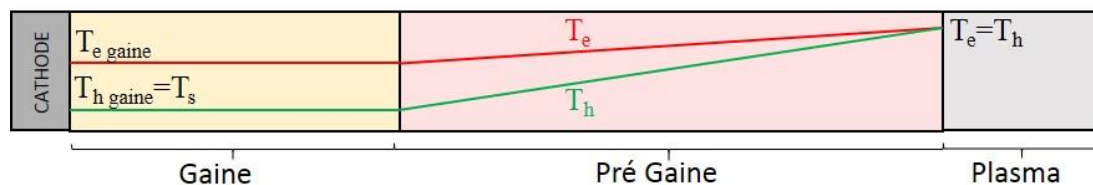


Figure 2.13: Détermination des températures dans la pré-gaine

Les phénomènes au proche voisinage de l'électrode mobile peuvent avoir un effet non négligeable sur les caractéristiques de l'arc. De ce fait, nous avons implémenté ci-dessus des modèles d'électrode, anode et cathode, permettant de considérer ces zones d'interaction arc/électrode. A cela, nous ajoutons ci-dessous, les caractéristiques de l'électrode supérieure (mobile) afin d'améliorer la description du dispositif d'un disjoncteur haute tension.

2.5 Modélisation de l'électrode mobile

Les caractéristiques de l'électrode mobile sont fondamentales dans la modélisation de l'arc électrique au sein du disjoncteur haute tension. En effet, suivant la taille, la forme et le matériau qui la compose, les grandeurs du plasma s'en trouveront modifiées. Nous allons donc indiquer les caractéristiques de l'électrode mobile de notre modèle.

2.5.1 Géométrie

Pour se rapprocher au plus près de la réalité, nous avons représenté l'électrode mobile par une surface plane à l'extrémité, la forme se rapprochant donc d'un rectangle. Les dimensions sont visibles figure 2.14 b). Néanmoins, lors des comparaisons effectuées entre le modèle de Lowke et le nôtre (présentées dans le chapitre 3), nous avons reproduit à l'identique sa géométrie. Par conséquent, nous avons aussi élaboré un modèle comportant une électrode pointe d'un angle au sommet de 37 degrés (cf. figure 2.14 a)).

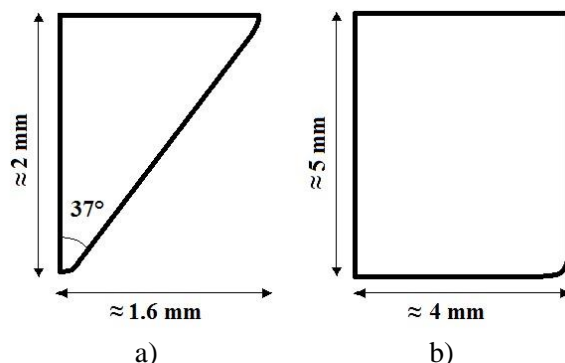


Figure 2.14: Dimensionnement de la cathode,

- a) Géométrie utilisée pour comparer notre modèle à celui de Lowke
- b) Géométrie standard de l'électrode mobile utilisée dans notre modèle

Concernant la composition de l'électrode, nous avons étudié deux métaux : le tungstène et le cuivre, l'assemblage des deux formant le « cutène » (expression non conforme). Ces matériaux possèdent des caractéristiques propres, très importantes à prendre en considération, notamment lorsque l'on souhaite étudier l'ablation des électrodes par exemple, mais pas seulement. Le travail de sortie des électrons, figurant dans l'expression du flux d'électrons thermo émis, va différer entre ces métaux. Il est

donc indispensable de connaître les propriétés du cuivre et du tungstène. Celles-ci sont exposées ci-dessous.

2.5.2 Nature de l'électrode

Dans le domaine de la physique et notamment des décharges électriques, le cuivre est très souvent utilisé pour composer les électrodes. En effet, celles-ci subissent des échauffements intenses et doivent permettre au courant de circuler à travers elles. La conductivité électrique de ce métal, lui permet d'acheminer ce courant. Il possède également la capacité de dissiper rapidement la chaleur grâce à une conductivité thermique remarquable (la plus élevée de tous les métaux après l'argent). Souvent, pour améliorer leurs performances, il est possible d'opter pour des alliages de cuivre. Parmi les plus courants, le laiton (alliage de cuivre et de zinc), le bronze (alliage de cuivre et d'étain), se trouve le cutène.

Nous étudierons dans notre thèse, différentes compositions d'électrode. Dans le but d'identifier uniquement les effets de la présence de vapeurs métalliques au sein du plasma, nous supposons, dans un premier temps, que l'électrode mobile est constituée en cuivre pur. Par la suite, pour adapter au mieux le matériau à notre application, nous considérons dans notre modèle que l'électrode est composée d'un alliage de cuivre à 20% et de tungstène à 80% massique, formant le cutène. Cette combinaison de ces deux métaux, est très souvent exploitée dans l'industrie des disjoncteurs [Tep_01].

Comme évoqué précédemment dans la partie 2.1.5 (composition du plasma), le fait de prendre en compte l'ablation de l'électrode supérieure mobile, nous a contraints d'élargir nos banques de données. Les propriétés thermodynamiques, de transport et de rayonnement du cuivre sont nécessaires, et ont été obtenues à partir d'un calcul de composition du cuivre à deux températures (pour tenir compte des écarts à l'équilibre dans ces zones périphériques de l'arc). Des lois de mélanges ont ensuite été introduites pour prendre en considération la présence à la fois du SF₆, du C₂F₄ et du Cu.

Une section, chapitre 5, est consacrée à la détermination des propriétés de l'assemblage cuivre/tungstène en fonction de la température. Celle-ci se fait suivant les proportions des différents constituants, à partir des données de base des composés purs.

2.6 Conclusion chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons exposé les différents modèles mis en place durant de nombreuses années au sein de notre équipe de recherche AEPPT, pour décrire de plus en plus précisément le comportement d'un arc électrique au sein des disjoncteurs haute tension. Nous avons modélisé le comportement de cet arc, à partir d'équations qui seront résolues à l'aide du logiciel commercial Fluent. Celui-ci présente l'avantage de résoudre des phénomènes physiques sur des géométries complexes, et permet de visualiser, traiter et interpréter les résultats obtenus. Une modélisation, basée sur les équations magnétohydrodynamiques, a été développée pour considérer les phénomènes électromagnétiques présents dans la colonne d'arc. Nous supposons dans notre étude, qu'il y a équilibre thermodynamique local au sein de la colonne dans le disjoncteur. En revanche, en périphérie de l'arc, cette hypothèse n'est plus valable. Pour tenir compte de ces écarts, des modèles d'électrode ont été développés. Du fait d'un courant alternatif, l'électrode mobile est considérée successivement comme une anode et une cathode. Leurs caractéristiques bien distinctes, nous ont contraintes d'étudier indépendamment la zone anodique, de la zone cathodique.

De par l'hypothèse d'ETL faite dans la zone anodique (caractère réceptif d'électrons à l'anode) [Low_01], la modélisation de cette couche, est simplifiée. En revanche, la même hypothèse ne peut être utilisée pour modéliser la zone cathodique. Un modèle à deux températures a alors été implémenté dans le but de considérer les écarts à l'équilibre en périphérie de la cathode. Le modèle global présenté dans ce chapitre, prend alors en compte la cathode et l'anode, les deux zones d'interaction et le corps de l'arc. Les hypothèses, les conditions aux limites utilisées ont été exposées. Les propriétés thermodynamiques et de transport ont été déterminées à partir des calculs de composition réalisés en amont pour le mélange SF₆-C₂F₄, et le cuivre pur. Aussi, des modifications au niveau des équations de conservation apparaissent pour tenir compte du mélange réel de gaz dans la géométrie.

Un profil de densité de courant parabolique était imposé à la surface de l'électrode mobile afin d'appliquer la variation temporelle du courant sans avoir à résoudre les

gaines. Néanmoins, cette méthode ne permettait pas de déterminer le flux total d'énergie à la surface de l'électrode. De ce fait, un profil de densité de courant constant (I/S) est maintenant imposé à la base du contact mobile et des modèles d'électrode (anode et cathode) sont implémentés dans le but de considérer son ablation. Au niveau du contact fixe, une condition d'électrode poreuse est imposée et le processus d'ablation n'est pas considéré.

L'objectif de cette thèse est de caractériser plus en profondeur les zones d'interaction entre l'arc et les matériaux. L'implémentation de ces modèles d'électrode répond donc à notre problématique initiale, en décrivant rigoureusement les phénomènes à proximité de la cathode et de l'anode. Mais ce n'est pas tout, en déterminant le flux thermique à la surface de l'électrode à travers l'implémentation de ces modèles, nous allons pouvoir prendre en considération l'ablation de l'électrode mobile. Ce phénomène n'a encore jamais été étudié dans la configuration d'un disjoncteur haute tension car cela exige de développer un nouveau modèle d'ablation spécifique à l'électrode et génère une complexification de la modélisation numérique. Or, la présence de vapeurs métalliques issues de l'érosion du matériau semble jouer un rôle décisif sur le comportement de l'arc. Le fonctionnement du disjoncteur étant basé sur l'énergie propre à l'arc pour parvenir à réaliser une coupure de courant, nous allons, dans ce manuscrit, expliciter les développements effectués pour étudier l'influence de ces vapeurs sur l'arc en considérant le processus d'ablation de l'électrode. Les chapitres 4 et 5 sont consacrés à l'implémentation de ce nouveau phénomène d'ablation au niveau de l'électrode mobile supérieure.

Néanmoins, avant d'exposer les résultats de simulation obtenus en tenant compte de l'ablation de l'électrode mobile, nous avons souhaité, dans le chapitre 3, faire une étude comparative de notre modèle de cathode (section 2.4). Le but étant de mettre en évidence des divergences avec certains auteurs, valider nos hypothèses et envisager quelques modifications pour améliorer encore la description de la zone à proximité de la cathode. Le chapitre suivant, est donc consacré à l'optimisation du modèle de cathode.

Chapitre 3

Optimisation du modèle

Afin de conforter et optimiser notre modèle cathodique, nous avons souhaité le confronter aux modèles existants dans la littérature, relatifs à l'étude de la physique au proche voisinage de l'électrode. Ceux-ci ont été présentés dans le chapitre 1 (cf. partie 1.5). Quelques différences se révèlent lors de cette comparaison :

La première concerne la prise en compte de l'émission secondaire. Il a été démontré précédemment dans les travaux de F. Cayla [Cay_01], qu'il était nécessaire de considérer les électrons dus à cette émission, notamment pour des températures de surface inférieures à 7500 K. En dessous de cette température limite, l'émission secondaire devient non négligeable devant la thermo émission et doit par conséquent être implémentée dans la modélisation de la zone cathodique. Elle est donc systématiquement considérée dans nos développements.

Lors de l'interaction entre un plasma et une cathode, des électrons sont émis. Ce processus est provoqué par une hausse de la température au sein du matériau qui excite les électrons et leur permet d'atteindre un niveau d'énergie tel qu'ils parviennent à s'extraire du métal en franchissant la barrière de potentiel. Le champ électrique joue aussi un rôle dans cette extraction en abaissant la hauteur de cette barrière. La méthode employée, dans notre modèle, pour calculer le flux d'électrons thermo-émis à la cathode, est celle de Richardson. Cette approche tient compte uniquement de la valeur de la température de surface de la cathode, et s'affranchit de la dépendance du champ électrique. En revanche, certains auteurs tel que N. A. Almeida et M. S. Benilov [Alm_02][Ben_07] se sont intéressés à une méthode plus complexe, qui tient compte

simultanément de la valeur du champ électrique et de la température à la surface de la cathode. Cette méthode est celle de Murphy-Good. Ces deux méthodes de calcul du flux d'électrons thermo émis seront détaillées, comparées et discutées afin de déterminer quelle est la plus adaptée à notre modèle.

L'épaisseur de la pré-gaine constitue un paramètre d'entrée dans notre modèle, dont dépend le calcul du potentiel électrique dans la pré-gaine. Cependant, des études ont démontré que cette épaisseur modifiait considérablement le comportement du plasma [Cay_01]. Plus précisément, ces travaux témoignent d'une forte sensibilité de la température électronique dans la gaine, de la conductivité électrique dans la pré-gaine et du profil de densité de courant à la surface de la cathode, à la longueur de la zone d'ionisation. Un calcul de l'épaisseur de la pré-gaine est donc souvent effectué dans les modèles de la littérature, relatifs à l'interaction électrode/plasma [Ben_02][Alm_03]. De ce fait, pour lever cette hypothèse et ne plus considérer cette taille comme paramètre d'entrée, une nouvelle détermination du potentiel électrique doit être envisagée. Dans ce chapitre, une partie des travaux sera consacrée à l'épaisseur de la pré-gaine.

L'hypothèse d'équilibre d'ionisation dans la zone cathodique constituera un autre axe d'étude dans ce chapitre. En effet, nous supposons, dans notre modèle, que cet équilibre existe sur l'intégralité de la zone proche électrode, à la différence de M. S. Benilov [Ben_01][Ben_08][Alm_01] qui s'en affranchit et considère que cette hypothèse n'est valable qu'à des distances de la cathode supérieures à la longueur d'ionisation dû au phénomène de diffusion ambipolaire. Nous analyserons donc ces différentes approches.

Pour finir, nous étudierons l'influence du calcul de composition à l'interface gaine/pré-gaine. La méthode employée pour déterminer la composition du milieu plasmagène dépend des conditions et des hypothèses du système étudié. Les propriétés de transport et thermodynamiques sont directement déduites de la composition. Par conséquent, une étude plus approfondie sera menée sur le calcul de composition car il semblerait qu'il soit responsable d'importants écarts de densité de charge entre le modèle de M. S. Benilov et le nôtre.

3.1 Calcul du flux d'électrons thermo émis à la cathode

Dans cette partie, les méthodes utilisées pour la résolution du calcul du flux d'électrons thermo émis à la cathode, sont abordées et comparées.

La zone cathodique se décompose en différentes couches. Celle-ci est constituée d'une gaine, la plus proche de l'électrode, suivie d'une pré-gaine qui sépare la gaine du plasma. Dus aux effets thermique et électrique, l'impact du plasma sur le métal peut être responsable de l'émission d'électrons à la cathode. Afin d'extraire un électron du métal, il est nécessaire de franchir une barrière de potentiel dont la hauteur est fixée par le travail de sortie du métal. Lors de l'impact du plasma sur l'électrode, le métal est excité thermiquement, les électrons montent en énergie. Si ce gain en énergie devient plus important que le travail de sortie du métal, des électrons peuvent alors le quitter. Ce premier phénomène représente l'émission thermoïonique. La présence d'un champ électrique au niveau de la surface de la cathode entraîne un abaissement de la barrière de potentiel, à franchir par les électrons. Par conséquent ce deuxième phénomène, appelé « émission électronique par effet de champ », contribue à l'extraction des électrons du métal vers le plasma. Différents paramètres rentrent en jeu lors du calcul de ce flux d'électrons. La température et le champ électrique à la surface de la cathode sont les deux acteurs majeurs dans l'extraction des électrons du métal de l'électrode vers le plasma. Suivant les conditions, les électrons seront donc plutôt émis par thermo-émission ou par effet de champ.

La méthode utilisée pour calculer l'émission thermoïonique c'est-à-dire pour des températures élevées et un champ électrique faible, est la méthode de Richardson. A l'inverse, pour des températures de surface basses et un champ électrique intense, la méthode de Fowler-Nordheim calcule l'émission électronique dite par effet de champ. Ces méthodes ne permettant pas de tenir compte simultanément de la température et du champ électrique, une nouvelle alternative est envisagée. La méthode de Murphy-Good permet de calculer le flux d'électrons thermo-émis quelles que soient les conditions environnantes en combinant l'émission thermoïonique et l'émission par effet de champ.

Ces méthodes vont être présentées ci-dessous, et comparées afin de choisir la plus adaptée à notre problématique.

L'expression de l'émission électronique au niveau de la surface de la cathode prend donc plusieurs formes.

- Emission thermoélectronique (méthode de Richardson) :

$$j_{em} = A_R T_w^2 \exp\left(-\frac{\phi}{k_B T_w}\right) \quad (3.1)$$

Où A_R , T_w et ϕ sont respectivement la constante de Richardson, la température de surface de l'électrode et le travail de sortie des électrons. La constante de Boltzmann est notée k_B .

- Emission électronique de champ (méthode de Fowler Nordheim) :

$$j_e = \frac{A E_w^2}{\phi} \exp\left(-\frac{B \phi^{1,5}}{E_w}\right) \quad (3.2)$$

E_w correspond au champ électrique, A et B sont des paramètres dépendants du matériau et du champ électrique, et ϕ s'apparente au travail de sortie du métal.

Dans un premier temps, l'expression de l'émission thermoélectronique de la méthode de Richardson ainsi que l'expression de Richardson-Schottky (utilisée dans notre modèle) seront présentées. Par la suite, l'alternative de la méthode unifiée de Murphy-Good, sera étudiée. Les différents termes des deux expressions seront explicités.

3.1.1 La méthode de Richardson

Dans l'expression de l'émission thermoélectronique de Richardson (3.1) datant de 1928, la densité de courant émise j_{em} (A/m^2) par l'électrode, est dépendante de sa température T_w et du travail de sortie du métal ϕ . La constante de Richardson A_R s'exprime de la manière suivante:

$$A_R = \frac{4\pi emk_B^2}{h^3} = 1,20173 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2} \quad (3.3)$$

Où m , e et h correspondent respectivement à la masse de l'électron, sa charge, et la constante de Planck [Ric_01][Kiz_01].

Pour déduire l'expression de l'émission thermoélectronique (3.1), il est nécessaire dans un premier temps d'exprimer le moment P (3.4) des particules qui s'échappent du métal suivant les axes d'un repère choisi, tel que la normale à la surface de l'électrode soit l'axe x , et en fonction de l'énergie E des particules [Kov_01]:

$$\begin{aligned} P_y = P_z = 0 \\ P_x^2 = 2m \cdot E(P) \text{ avec } E(P) = E_F + \phi \end{aligned} \quad (3.4)$$

Les particules ont une énergie minimale suffisante, E_F , pour extraire un électron depuis le niveau de Fermi. Le nombre de particules échappées (3.5) et le courant résultant (3.6) s'expriment de la manière suivante :

$$n_{\text{esc}} = \int_{P_x}^{\infty} g(P_x) \cdot f(P_x) \cdot dP_x \quad (3.5)$$

$$J_{\text{em}} = e \langle n_{\text{esc}} v_x \rangle, \quad J_{\text{em}} = \frac{e}{m} \langle n_{\text{esc}} P_x \rangle \quad (3.6)$$

Où g est la densité de la fonction d'état et f , la fonction de Fermi. Leurs expressions sont les suivantes :

$$g(E(P)) = \frac{2}{h^3} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} f(E(P)) &= \exp\left(\frac{E_F - E(P)}{k_B T_w}\right) \\ f(E(P)) &= \exp\left(\frac{E_F}{k_B T_w}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(P_x^2 + P_y^2 + P_z^2)}{2mk_B T_w}\right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

La densité de courant due aux électrons thermo émis peut alors s'écrire sous la forme :

$$J_{em} = \frac{e}{m} \int_{P_x}^{\infty} P_x g(P_x) \cdot f(P_x) \cdot dP_x \quad (3.9)$$

Après avoir déterminé la densité de la fonction d'état g (3.7) et la fonction de Fermi f (3.8), une nouvelle expression de la densité de courant d'électrons thermo émis J_{em} (3.10) est déduite :

$$J_{em} = \frac{e}{m} \int_{P_x}^{+\infty} \left[\int_{P_y}^{+\infty} \int_{P_z}^{+\infty} P_x \cdot \frac{2}{h^3} \cdot \exp\left(\frac{E_F}{k_B T_w}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(P_x^2 + P_y^2 + P_z^2)}{2mk_B T_w}\right) \cdot dP_y dP_z \right] \cdot dP_x \quad (3.10)$$

A partir de l'identité (3.11), l'expression de la densité de courant d'électrons thermo émis, utilisée par Richardson (3.10), prend une nouvelle forme (3.12).

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ax^2) \cdot dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \quad (3.11)$$

$$J_{em} = \frac{e}{m} \frac{2}{h^3} \exp\left(\frac{E_F}{k_B T_w}\right) \cdot (2\pi mk_B T_w) \cdot \int_{P_x}^{\infty} P_x \exp\left(-\frac{(P_x^2)}{2mk_B T_w}\right) \cdot dP_x \quad (3.12)$$

En posant $a = -1/(2mk_B T_w)$, $u = a*(P_x)^2$ et par conséquent $du = 2a*P_x$, l'intégrale présente dans l'équation (3.12) peut s'écrire sous la forme $\frac{1}{2a} \int_{P_x}^{\infty} \exp(-u) \cdot du$. On peut alors exprimer la densité de courant d'électrons thermo émis utilisée par Richardson :

$$J_{em} = -\left(\frac{4\pi emk_B^2}{h^3}\right) T_w^2 \exp\left(-\frac{\phi}{k_B T_w}\right) \quad (3.13)$$

Il est à noter que cette expression ne tient pas compte du champ électrique à la surface de la cathode. Néanmoins, une relation donnée par l'équation de Richardson-Schottky permet de considérer simultanément la température et le champ électrique à la

surface, les deux paramètres influant sur le flux d'électrons thermo émis à la cathode. Cette relation est basée sur la méthode de Richardson à laquelle on applique la réduction de Schottky notée ΔW (3.15).

$$\phi_{em} = A_R T_w^2 \exp\left(-\frac{\phi - \Delta W}{k_B T_w}\right) \quad (3.14)$$

$$\Delta W = \sqrt{\frac{e^3 E_w}{4\pi\epsilon_0}} \quad (3.15)$$

Pour déterminer le champ électrique E_w dans notre modèle, il est nécessaire de modéliser la zone adjacente à la cathode, c'est-à-dire la zone de charge d'espace (cf. chapitre 2 et annexe 1).

En utilisant la formule de Richardson, permettant d'exprimer le flux d'électrons thermo émis à la cathode, on suppose que la hauteur de la barrière de potentiel est maximale. En revanche, le fait de considérer une différence de potentiel entre les électrodes, entraîne un léger abaissement de cette hauteur. L'ajout du terme « Schottky » permet donc de corriger l'expression du flux d'électrons thermo émis pour prendre aussi en compte l'influence du champ électrique sur ce flux.

3.1.2 La méthode de Murphy Good

La méthode, élaborée par E. L. Murphy et R. H. Good en 1956 [Mur_01] prend en considération la température et le champ électrique à la surface de la cathode. L'expression de la densité de flux d'électrons thermo émis s'écrit sous la forme d'une intégrale (3.16):

$$j_{em}(T_w, E_w, \phi) = e \int_{-\infty}^{+\infty} N(T_w, W, \phi) \cdot D(E_w, W) \cdot dW \quad (3.16)$$

$$N(T_w, W, \phi) = \frac{4\pi m k_B}{h^3} T_w \cdot \ln \left[1 + \exp \left(-\frac{W + \phi}{k_B T_w} \right) \right] \quad (3.17)$$

$$D(E_w, W) = \begin{cases} 1 & \text{pour } W > W_1 \\ \left[1 + \exp \left(a \frac{v(y)}{y^{3/2}} \right) \right]^{-1} & \text{pour } W < W_1 \end{cases} \quad (3.18)$$

La densité de courant j_{em} est définie à partir de la température de la surface émissive T_w , du champ électrique à la surface de l'électrode E_w et du travail de sortie ϕ . Cette densité de courant s'exprime sous la forme d'une intégrale. On calcule l'intégrale du produit de la distribution de Fermi-Dirac, notée N pour les électrons libres dans le métal (3.17), par la probabilité de l'effet tunnel D (3.18). Autrement dit, N représente le nombre d'électrons franchissant la barrière de potentiel avec une énergie W , et D correspond à la probabilité qu'un électron avec une énergie W soit émis du métal sous l'effet d'un champ électrique E_w . Les électrons possédant une énergie W supérieure à l'énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel, notée W_1 , contribuent automatiquement au flux d'électrons thermo émis à la cathode. Leur probabilité de franchir la barrière est donc égale à 1. Pour les électrons moins énergétiques, cette probabilité diffère (voir équation (3.18) pour $W < W_1$) suivant ces paramètres :

$$W_1 = -\sqrt{\frac{e^3 E_w}{8\pi \epsilon_0}} \quad (3.19)$$

$$a = \frac{4\sqrt{2}}{3(4\pi \epsilon_0)^{3/4}} \left(\frac{m_e^2 e^5}{\hbar^4 E_w} \right)^{1/4} \quad (3.20)$$

$$y = \frac{\sqrt{2} \cdot W_1}{W} \quad (3.21)$$

$$v(y) = \begin{cases} \frac{1 - y^2}{1 + c_4 y^2} + \frac{3y^2 \ln(y^2)}{16(1 + c_5 y^2)} & \text{pour } 0 < y < 1 \\ -\frac{3\pi}{2^{2.5}} \frac{(y - 1) + c_6 (y - 1)^2}{1 + c_7 (y - 1) + c_8 (y - 1)^2} & \text{pour } 1 \leq y \leq \sqrt{2} \end{cases} \quad (3.22)$$

$$c_4 = \frac{9}{8} \ln 2 - \frac{13}{16}, \quad c_5 = \frac{13 - 3c_4 - 3\pi\sqrt{2}(1 + c_4)}{3\pi\sqrt{2}(1 + c_4) - 16} \quad (3.23)$$

$$c_6 = 0.51470654, \quad c_7 = 0.20232890, \quad c_8 = -0.01341007$$

En substituant les équations (3.17) et (3.18) dans l'équation générale de Murphy good (3.16), une nouvelle expression de la densité de courant est donnée :

$$j_{em}(T_w, E_w, \phi) = A_R \cdot T_w^2 (I_1 + gI_2) \quad (3.24)$$

Les termes I_1 et I_2 sont explicités sous la forme d'intégrales :

$$I_1 = \int_c^\infty \ln(1 + e^{-z}) dz \quad (3.25)$$

$$I_2 = \int_{1/\sqrt{2}}^\infty \frac{\ln[1 + \exp(gz - b)]}{1 + \exp(az^{3/2}v(z^{-1}))} dz \quad (3.26)$$

$$c = \frac{W_1 + \phi}{k_B T_w}, \quad g = \frac{-\sqrt{2}W_1}{k_B T_w}, \quad b = \frac{\phi}{k_B T_w} \quad (3.27)$$

$$A_R = \frac{4\pi m_e k_B^2 e}{h^3} \approx 1.20 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2} \quad (3.28)$$

Le paramètre A_R n'est autre que la constante de Richardson.

3.1.2.1 Calcul de l'intégrale I_1

Deux solutions existent afin de calculer l'intégrale I_1 . M. S. Benilov s'est intéressé à cette problématique [Ben_07]. La première méthode, basée sur une expression en di-logarithme et l'utilisation des séries de Chebyshev, n'a pas été retenue par l'auteur. En revanche, la méthode basée sur l'utilisation de l'approximant de Padé pour x , permet

d'approcher la fonction analytique par une fraction rationnelle. L'expression suivante est alors déduite:

$$x = \exp(c) \quad (3.29)$$

$$I_1(c) = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{c_1 + c_2(x-1)}{1 + c_3(x-1) + c_2(x^2-1)} & \text{pour } c \geq 0 \\ \frac{\pi^2}{6} + \frac{c^2}{2} - I_1(-c) & \text{pour } c < 0 \end{array} \right\} \quad (3.30)$$

$$c_1 = \frac{\pi^2}{12}, \quad c_2 = -\frac{1}{3} \frac{\pi^4 - 144 \ln 2}{-48 + 5\pi^2} \quad (3.31)$$

$$c_3 = \frac{2}{3} \frac{-6\pi^2 + \pi^4 - 54 \ln 2}{-48 + 5\pi^2}$$

On note que le calcul d' I_1 n'est plus sous la forme d'une intégrale mais d'un simple calcul numérique ce qui contribue grandement à alléger la résolution des calculs, tout en maintenant une précision suffisante [Ben_07].

3.1.2.2 Calcul de l'intégrale I_2

L'intégrale I_2 dépend de trois paramètres a , b et g . Son calcul est donc plus complexe. A nouveau basée sur l'approximant de Padé, une expression décomposée d' I_2 est énoncée :

$$I_2 = \int_0^{\sqrt{2}} \frac{r_1 r_2}{y^2} dy \quad \text{avec :} \quad (3.32)$$

$$r_1 = \ln \left[1 + \exp \left(b - \frac{g}{y} \right) \right] - \left(b - \frac{g}{y} \right), \quad r_2 = \frac{\exp(-av(y)/y^{3/2})}{\exp(-av(y)/y^{3/2}) + 1} \quad (3.33)$$

L'équation générale de Murphy-Good (3.16) peut alors être réécrite de façon simplifiée (3.24) à partir notamment de l'approximant de Padé, et en substituant les expressions des intégrales I_1 et I_2 maintenant définies (3.30) et (3.32).

La figure 3.1 permet de faire le récapitulatif de la procédure de calcul du flux d'électrons thermo émis avec la méthode de Murphy Good.

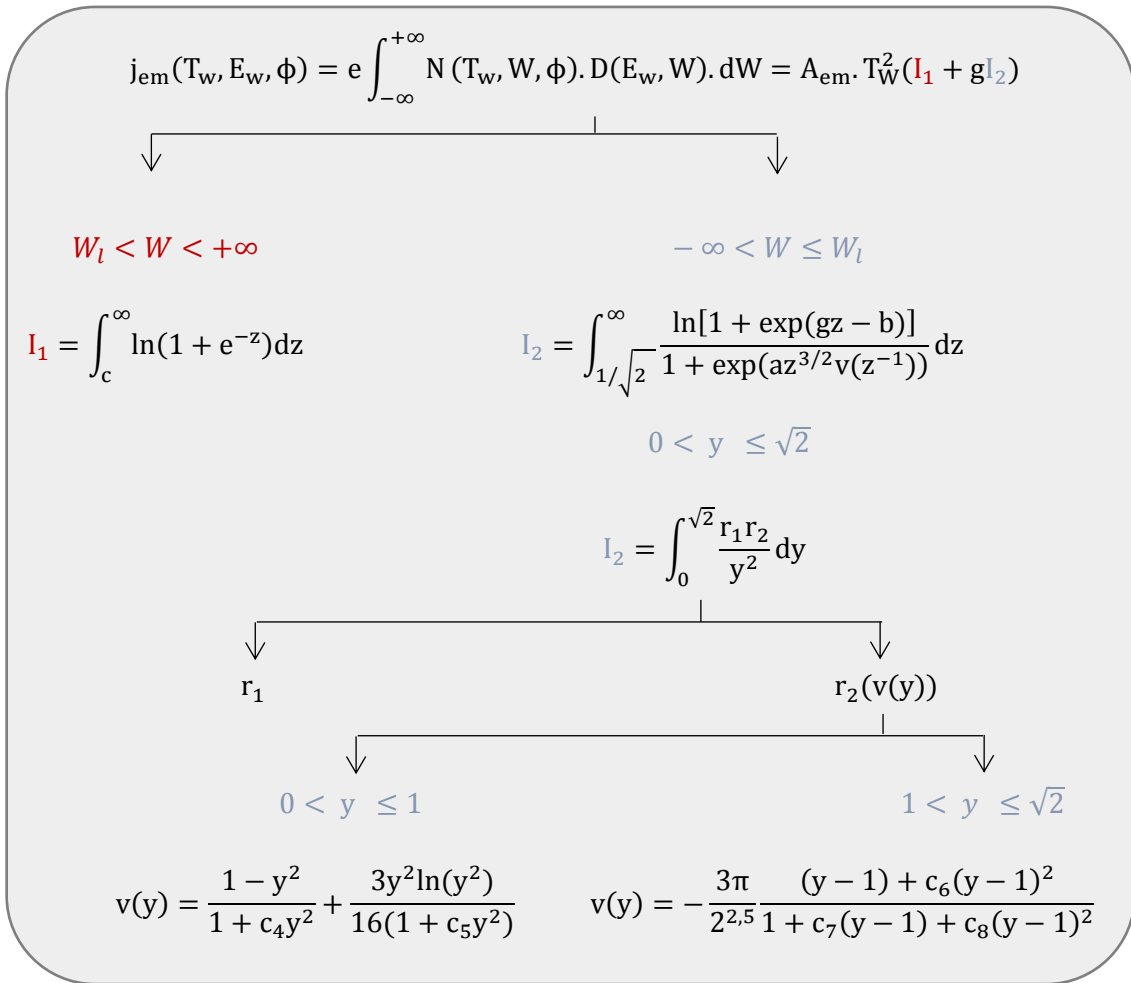


Figure 3.1: Schéma de l'algorithme de résolution de la méthode de Murphy-Good (en utilisant l'approximant de Padé)

3.1.3 Résultats et comparaison

Cette partie est consacrée à la comparaison des deux méthodes de calcul d'émission thermo électronique à la cathode, présentées ci-dessus : Richardson et Murphy-Good.

La méthode de Murphy-Good permet de calculer le flux d'électrons thermo-émis à la cathode en combinant à la fois les deux modes d'émission, thermoïonique et par effet de champ. En tenant compte à la fois de la température de surface de l'électrode et du

champ électrique à la surface de celle-ci. Cette méthode peut être utilisée quelles que soient les valeurs de ces deux paramètres. En revanche, la méthode de Richardson, dépendante uniquement de la température de surface de la cathode, ne peut être employée que lorsque la valeur de cette température est élevée et que le champ électrique y est faible.

Au vue de l'importance du champ électrique dans cette comparaison, une attention particulière est apportée à sa détermination. Pour cela, avant de confronter et discuter les méthodes, une étude paramétrique est réalisée pour mettre en évidence les différents facteurs influant sur la valeur du champ électrique. Nous pourrons, à partir de cette étude, fixer les conditions pour lesquelles la comparaison entre les méthodes de calcul du flux d'électrons thermo émis sera effectuée.

3.1.3.1 Modèle 1D

Pour réaliser cette comparaison, nous nous sommes appuyés sur le modèle cathodique 1D mis en place par F. Cayla [Cay_01]. L'utilisation de ce code permet de simuler, dans une configuration unidimensionnelle, les phénomènes physiques se produisant à proximité de la cathode. La résolution des équations a été exposée précédemment dans le chapitre 2 (partie 2.4). Celle-ci se base sur l'expression des différents flux de particules à la surface de la cathode. A partir de ces expressions, des bilans d'énergie sont déduits.

Les paramètres d'entrée sont la valeur de la densité de courant j et la température du plasma (autrement dit à l'interface pré-gaine/plasma). La surface du matériau est, quant à elle, comprise dans une gamme de température allant de 300 à 5600 K. La température électronique, les chutes de tension dans la gaine U_s et dans la zone d'ionisation U_i ainsi que le champ électrique E_s à la surface de la cathode constituent les paramètres de sortie du modèle, et sont obtenus à partir de la résolution des bilans énergétiques.

Afin de se placer dans les mêmes conditions que celles utilisées par M. Benilov [Ben_07], le gaz plasmagène, choisi pour cette comparaison, est de l'argon et les

électrodes sont en tungstène. La pression est fixée à 6 bars, pour se rapprocher de la configuration des disjoncteurs haute tension.

Conditions de calcul :

- Le gaz plasmagène est de l'argon,
- La pression est fixée à 6 bars,
- Le coefficient d'émission secondaire γ est égal à 0.2,
- Le facteur pré-exponentiel dans l'expression du flux d'électrons thermo émis A_R , aussi appelé constante de Richardson, est pris égal à $1.2 \cdot 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$,
- Le travail de sortie des électrons de la cathode ϕ , est de 4.48eV.
- Le matériau constituant l'électrode est le tungstène

Parmi les paramètres d'entrée imposés et les conditions de calcul choisies, certains pourraient avoir une incidence sur la valeur du champ électrique. La détermination de cette valeur étant cruciale dans la comparaison des méthodes de Richardson et de Murphy Good, une étude paramétrique est réalisée pour étudier l'évolution du champ électrique.

3.1.3.2 Evolution du champ électrique

Le champ électrique étant au cœur de notre étude pour le calcul du flux d'électrons thermo émis à la cathode, nous nous intéressons, dans un premier temps, aux différents paramètres qui pourraient influencer sur sa valeur. Parmi ceux cités dans le paragraphe précédent, nous en avons retenu trois:

- La composition du gaz environnant
- La température du plasma initialement fixée
- La densité de courant imposée

Composition du gaz environnant

Une première comparaison est alors effectuée pour analyser l'influence de la composition du gaz à proximité de la cathode. Deux compositions sont mises en confrontation : l'argon et le cuivre. En effet, cette étude comparative a été réalisée dans le cas d'un plasma d'argon, afin de pouvoir être confrontée avec les travaux de M. Benilov

[Ben_07]. Le cuivre est lui aussi étudié. En effet, à proximité des électrodes, le milieu est susceptible d'être entièrement composé de vapeurs métalliques dues à l'érosion des contacts. Par conséquent, nous avons souhaité analyser quelles pouvaient être les répercussions de ces différentes compositions du milieu, sur la valeur du champ électrique (figure 3.2).

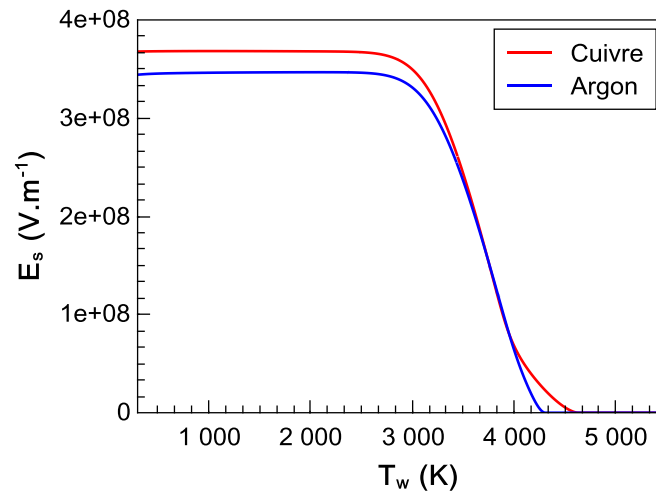


Figure 3.2: Champ électrique en fonction de la nature du gaz avec $J_{\text{imposée}} = 1e8 \text{ A.m}^{-2}$ et $T_{\text{plasma}} = 10\,000 \text{ K}$

Sur la figure 3.2, est représenté le champ électrique à la surface de la cathode en fonction de sa température de surface, pour des plasmas d'argon et de cuivre. Cette comparaison permet de noter, dans un premier temps, qu'un plateau est observé à basses températures, autour d'une valeur de champs électrique de $3.5e8 \text{ V.m}^{-1}$ et ce, quelle que soit la nature du gaz. Pour comprendre cette évolution, nous nous sommes intéressés à la variation du potentiel électrique dans la gaine. L'expression du flux d'électrons thermo émis à la cathode est proportionnelle au carré de la température de surface de l'électrode. Par conséquent, lorsque la température de surface augmente, le courant d'émission électronique augmente lui aussi. Pour compenser les pertes d'énergie pour l'ionisation, la tension de gaine subit donc une forte élévation linéaire pour des températures de surface basses. C'est pourquoi un plateau est observé sur la figure 3.2, présentant l'évolution du champ électrique. Par la suite, l'augmentation de la température de surface provoque une diminution assez rapide de la chute de tension dans la gaine [Ben_01].

Dans un second temps, on constate que le gaz environnant n'est pas un facteur très influant sur la valeur du champ électrique. En effet, le champ électrique ne varie que de 2.10^7 V.m^{-1} et reste pour les deux gaz envisagés, aux alentours de $3.5.10^8 \text{ V.m}^{-1}$ pour des températures de surface inférieures à 3 000K.

Température initiale du plasma

Le second paramètre d'intérêt est la température initiale du plasma que l'on fixe dans notre modèle 1D, autrement dit la température des particules lourdes à l'interface pré-gaine/plasma.

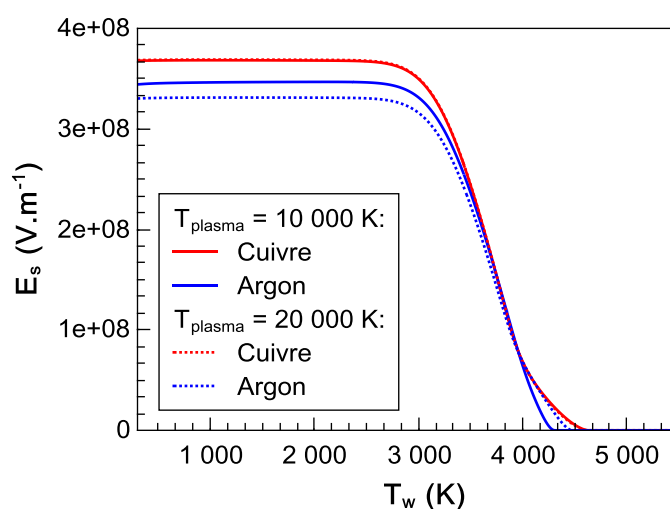


Figure 3.3: Champ électrique en fonction de la température du plasma initialement fixée avec $J_{\text{imposée}} = 1 \times 10^8 \text{ A.m}^{-2}$

La figure 3.3 témoigne d'un écart inférieur à 2.10^7 V.m^{-1} entre les valeurs du champ électrique pour des températures de plasma égales à 10 000 K et 20 000 K dans de l'argon. Ces moindres écarts disparaissent totalement lorsque l'on considère le milieu en cuivre pur. Par conséquent, la valeur du champ électrique ne semble pas être affectée par la modification de la température du plasma, que l'on fixe dans notre modèle 1D de cathode et ce, quelle que soit la composition du gaz. Ce paramètre ne présente donc pas plus d'intérêt que le type de gaz environnant sur le calcul du champ électrique.

Densité de courant imposée

Dans le cadre de cette étude portant sur la méthode la plus optimale pour calculer le flux d'électrons thermo émis, un dernier paramètre a fait l'objet d'une attention particulière : la densité de courant j .

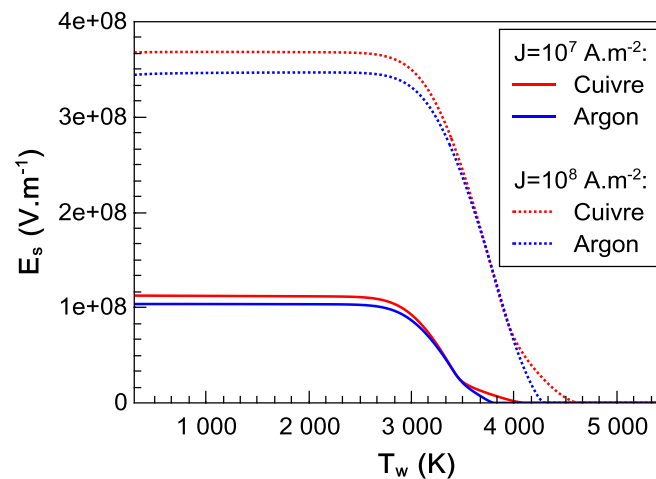


Figure 3.4: Champ électrique en fonction de la densité de courant imposée avec $T_{\text{plasma}}=10\ 000\ \text{K}$

L'évolution du champ électrique suivant la température de surface de la cathode est tracée sur la figure 3.4, pour différentes valeurs de densités de courant 10^7 A.m^{-2} et 10^8 A.m^{-2} . En ce qui concerne ce dernier paramètre, on remarque que la valeur du champ électrique augmente avec la valeur de la densité de courant imposée. A basse température, pour une densité de courant de 10^7 A.m^{-2} , le champ électrique avoisine la valeur de 1.10^8 V.m^{-1} . En revanche, cette valeur s'élève jusqu'à $3.5.10^8 \text{ V.m}^{-1}$ pour une densité de courant égale à 10^8 A.m^{-2} . La valeur de la densité de courant j n'est donc pas sans conséquence sur le calcul du champ électrique à la surface de la cathode. Néanmoins le champ électrique conserve dans les deux cas une valeur du même ordre de grandeur qui est de quelques 10^8 V.m^{-1} .

3.1.3.3 Densité de courant due aux électrons thermo émis

L'étude paramétrique précédemment réalisée nous permet de définir les conditions initiales pour lesquelles nous comparerons les méthodes de calcul du flux

d'électrons thermo émis à la cathode. Le gaz étudié est de l'argon, la température du plasma est fixée à 10 000 K et la densité de courant est imposée à 10^8 A.m^{-2} .

Afin de définir quelle méthode de calcul sera la plus adaptée et utilisée dans notre modèle, nous avons tracé dans un premier temps, sur la figure 3.5, la densité de courant due aux électrons thermo émis, pour différentes valeurs de champ électrique, à partir des deux méthodes de calcul : la méthode de Richardson et celle de Murphy Good.

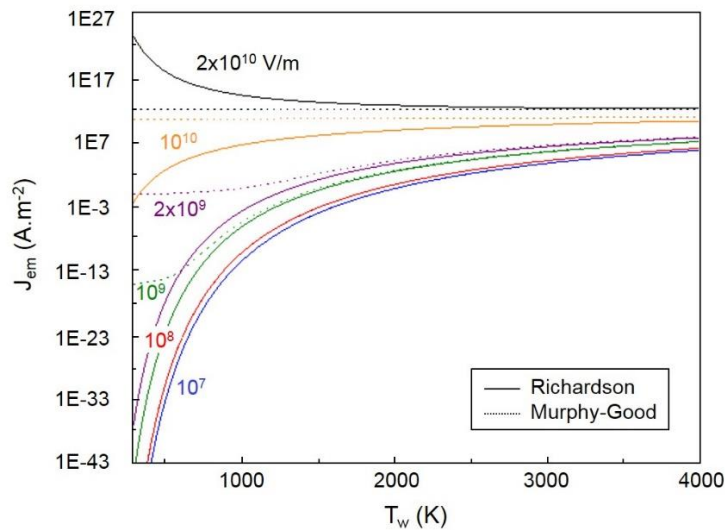


Figure 3.5: Densité de courant due aux électrons thermo émis à la cathode pour différentes valeurs de champ électrique

La figure 3.5 permet d'analyser l'évolution de la densité de courant due aux électrons thermo émis en fonction de la température de surface de la cathode. Tout d'abord, nous constatons que ces valeurs ont tendance à converger lorsque la température de surface de la cathode augmente, quelle que soit la méthode de calcul employée et la valeur du champ électrique. En revanche, à basse température, la densité de courant des électrons thermo émis est très dépendante de la valeur du champ électrique. Celle-ci augmente considérablement lorsque la valeur du champ électrique augmente : pour une température de surface égale à 500 K et un champ électrique de 10^7 V.m^{-1} , $j_{em} = 10^{-33} \text{ A.m}^{-2}$. En revanche, pour une même température de surface mais pour un champ électrique de 10^{10} V.m^{-1} , j_{em} est comprise entre 10^2 et 10^{10} A.m^{-2} (suivant la méthode employée).

Les écarts observés entre les deux méthodes de calculs, pour des températures de surface inférieures à 3 000 K, se creusent lorsque la valeur du champ électrique augmente. Néanmoins, ces écarts entre les deux méthodes ne sont visibles et conséquents qu'au-delà d'une valeur de champ électrique de $3.7 \cdot 10^9$ V/m (cf. figure 3.6). Cette valeur servira donc de seuil dans la suite de cette comparaison. Pour nous situer dans cette comparaison, nous avons tracé figure 3.6, l'évolution de la densité de courant due aux électrons thermo émis en fonction des valeurs de champ électrique calculées dans notre modèle $E_{\text{réel}}$, dont les conditions ont été présentées précédemment.

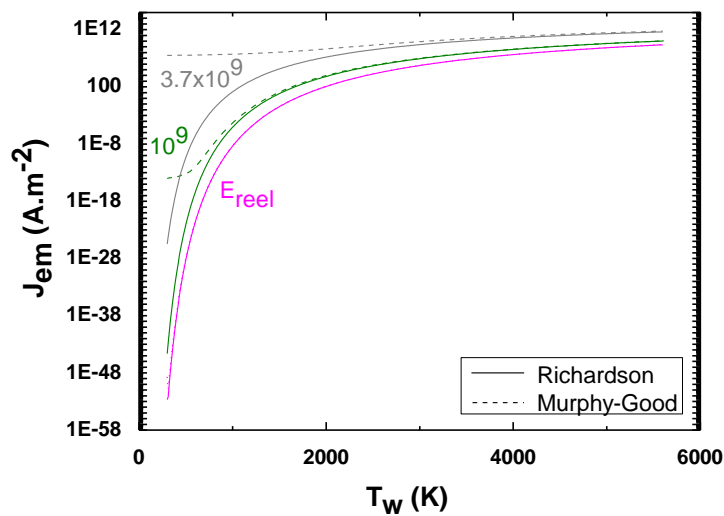


Figure 3.6: Densité de courant due aux électrons thermo émis à la cathode

Cette figure permet de mettre en évidence que nous nous situons sous la condition limite de $3.7 \cdot 10^9$ V/m (au-delà de laquelle des différences peuvent apparaître entre les méthodes de Richardson et Murphy-Good). Autrement dit, nos valeurs de champ électrique sont suffisamment basses pour ne pas observer d'écarts notables entre les deux méthodes de calcul.

Nous avons tracé figure 3.7, le rapport de la densité de courant calculée à partir de la méthode de Richardson Schottky sur celle calculée avec la méthode de Murphy Good pour les valeurs du champ électrique de la figure 3.5. Le rapport de la densité de courant due aux électrons thermo émis obtenu à partir de nos valeurs de champ électrique calculées, $E_{\text{réel}}$, est ajouté figure 3.8.

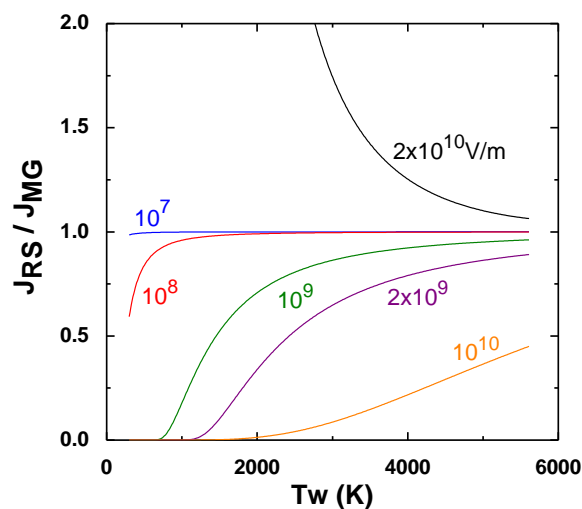


Figure 3.7: Densité de courant obtenue avec la formule de Richardson-Schottky normalisée par celle calculée avec la méthode de Murphy-Good

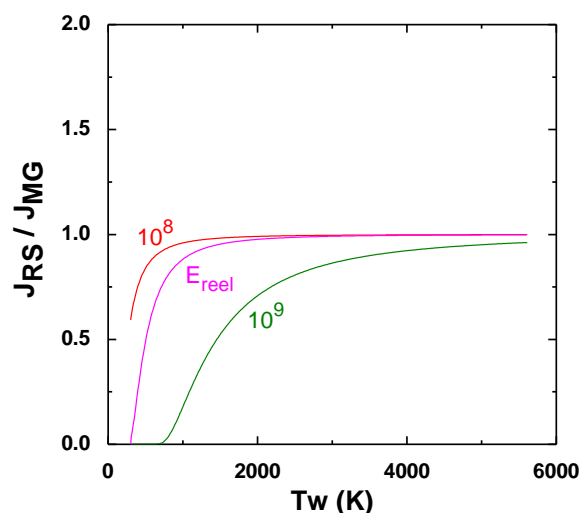


Figure 3.8: Densité de courant obtenue avec la formule de Richardson-Schottky normalisée par celle calculée avec la méthode de Murphy-Good

Ces résultats sont parfaitement en accord avec ceux obtenus par M. S. Benilov ((a) figure 3.7) [Ben_07]. Plusieurs conclusions en découlent. Tout d'abord, ces figures témoignent d'une différence notable, essentiellement à basse température, entre la densité de courant électronique calculée à partir de la formule de Richardson-Schottky et celle calculée avec la méthode de Murphy Good. On constate que la valeur du champ électrique à basse température est un paramètre non négligeable sur ces écarts. Néanmoins, les

valeurs de cette densité de courant due au flux d'électrons thermo émis à la cathode sont très faibles à basse température. Ce n'est que lorsque le champ électrique environnant est suffisamment grand (au-delà de $3.7 \cdot 10^9$ V/m), que la densité de courant atteint des valeurs non négligeables comparées à la densité de courant totale. La méthode de Murphy good s'avère donc être nécessaire uniquement lorsque le champ électrique excède approximativement $3 \cdot 10^9$ V.m⁻¹ pour des températures de surface de la cathode inférieures à 2 000 K, ce qui dans notre configuration, n'est pas le cas. Il en résulte que la méthode de calcul du flux d'électrons thermo émis la plus adaptée pour notre modèle, est la méthode de Richardson Schottky car celle-ci engendre des temps de calcul moins conséquents que la méthode de Murphy Good. En effet, cette dernière est lourde à mettre en œuvre, et engendrerait de nombreuses modifications dans notre modèle à deux dimensions.

3.2 Calcul auto cohérent de la taille de la couche d'ionisation

3.2.1 Mise en place de la méthode

Dans le cadre de ces travaux, le calcul du potentiel électrique dans la pré-gaine est déduit de la loi d'ohm (3.34). De ce fait, la chute de tension dans la zone d'ionisation (3.35) s'exprime en fonction de la composante axiale de la densité de courant et du calcul de la conductivité électrique dans cette couche :

$$j_z = \sigma_{2T} E \quad (3.34)$$

$$U_{\text{mod}} = \frac{j_z d_m}{\sigma_{2T}} \quad (3.35)$$

Dans cette expression, apparait la taille de la couche d'ionisation : d_m . Les grandeurs j_z et σ_{2T} sont connues. Pour déterminer la chute de potentiel dans cette couche à partir de l'équation (3.35), l'épaisseur de la pré-gaine doit être comme : d_m était jusqu'alors fixée à 200µm. Cependant, ce paramètre est en réalité évolutif, en fonction du temps. Les travaux de F. Cayla [Cay_01] ont mis en évidence l'influence majeure de l'épaisseur de la pré-gaine sur la valeur de la densité de courant, la conductivité électrique

et la chute de tension dans la pré-gaine. Pour poursuivre les travaux entrepris, nous avons donc souhaité lever cette condition d'entrée, et prendre en compte son auto-détermination.

Pour s'affranchir de cette hypothèse et calculer la taille de la pré-gaine, une nouvelle formule doit être implémentée pour déterminer le potentiel électrique dans cette zone. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur l'équation de Boltzmann unidimensionnelle et non collisionnelle. L'approximation de la chute de tension au sein de la zone d'ionisation s'exprime sous la forme :

$$U_i = \frac{k_B T_e}{e} \ln \frac{n_{e\infty}}{n_{es}} \quad (3.36)$$

La nouvelle expression du potentiel électrique dans la zone d'ionisation (3.36) est dépendante de la température des électrons T_e à la frontière gaine/pré-gaine et de leurs densités aux interfaces gaine/pré-gaine et pré-gaine/plasma, respectivement n_{es} et $n_{e\infty}$. Grâce à cette expression, nous allons pouvoir calculer l'épaisseur de la couche d'ionisation :

$$d_{\text{calculé}} = \frac{\sigma_{2T} U_i}{j_z} \quad (3.37)$$

Les résultats de simulation obtenus sont présentés ci-dessous.

3.2.2 Résultats et comparaison

Nous nous sommes appuyés sur une modélisation 2D axisymétrique pour réaliser cette étude, dont la géométrie simplifiée du disjoncteur est illustrée figure 3.9. Un modèle de cathode est considéré, et permet de tenir compte de l'interaction électrode/plasma.

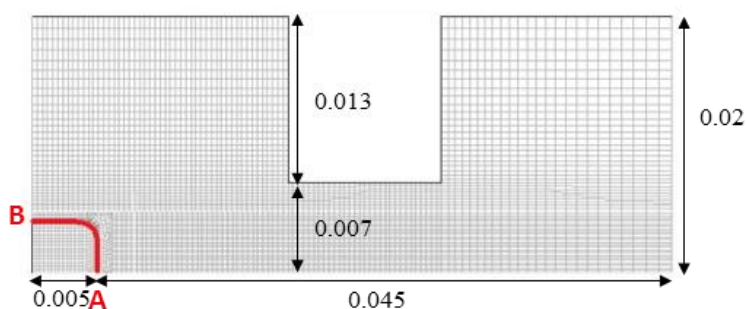


Figure 3.9: Géométrie simplifiée du disjoncteur, dimensions en m

Sur la figure 3.9, la surface de l'électrode est repérée par la courbe rouge entre les points A et B. Afin d'observer l'évolution temporelle de l'épaisseur de la pré-gaine, trois instants distincts t_1 , t_2 et t_3 ont été considérés. Ceux-ci sont repérés sur la figure 3.10, qui illustre la variation du courant électrique, considérée dans cette étude, en fonction du temps.

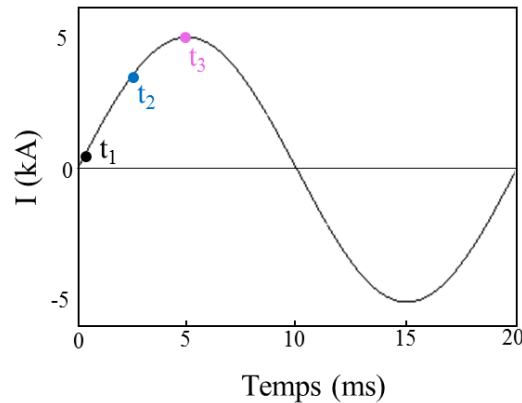


Figure 3.10: Représentation de la variation temporelle du courant de 5 kA avec les instants t_1 , t_2 et t_3 repérés respectivement en noir, bleu et rose

Avant d'analyser l'évolution de la taille de la zone d'ionisation, nous avons souhaité comparer les valeurs de la chute de tension dans la pré-gaine U_i (3.36) avec celle précédemment calculée dans notre modèle, U_{mod} (3.35).

Comparaison entre U_i et U_{mod}

Les chutes de tension U_i et U_{mod} le long de l'électrode, aux trois instants t_1 , t_2 et t_3 sont tracées figures 3.11, 3.12 et 3.13.

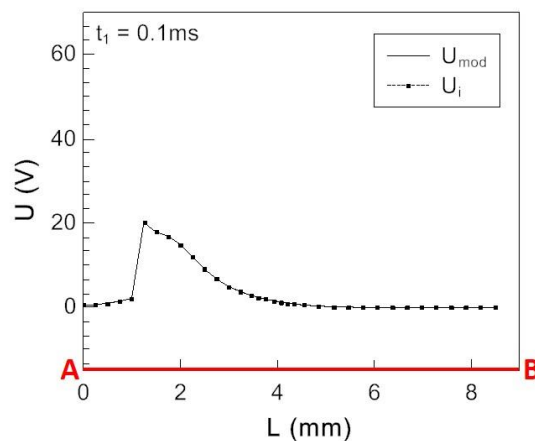


Figure 3.11: Evolution de la tension dans la pré-gaine, le long de l'électrode à $t_1 = 0.1$ ms

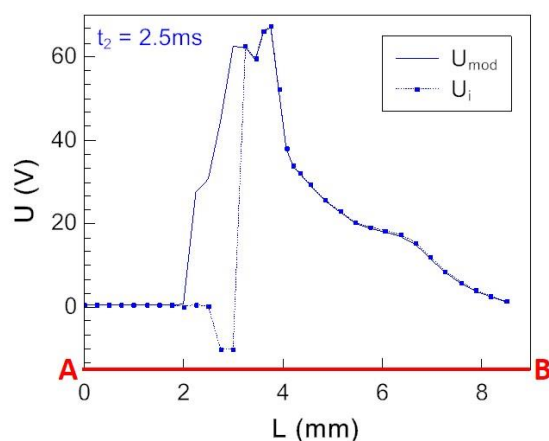


Figure 3.12: Evolution de la tension dans la pré-gaine, le long de l'électrode à $t_2 = 2.5$ ms

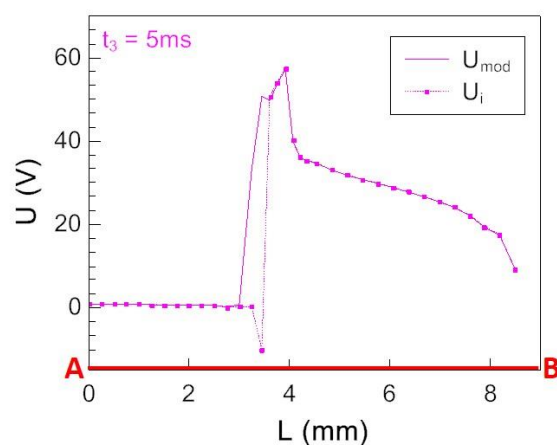


Figure 3.13: Evolution de la tension dans la pré-gaine, le long de l'électrode à $t_3 = 5$ ms

Tout d'abord, les figures 3.11 3.12 et 3.13 témoignent d'une tension de pré-gaine très faible sur l'axe de l'électrode, autrement dit à l'endroit où réside le plasma, et ce, quel que soit l'instant d'observation. En effet, la chute de potentiel est en réalité très importante dans la région de la gaine due à la présence majoritaire d'électrons, et diminue fortement dans la pré-gaine. Cette dernière est-elle caractérisée par l'ionisation du milieu. Un pic de tension est ensuite remarqué, et s'apparente aux bords du plasma. La largeur de celui-ci augmente durant la phase de fort courant ($L=1.5$ mm à l'instant t_1 , $L=3$ mm à l'instant t_2 et $L=4$ mm à l'instant t_3).

A $t_1 = 0.1$ ms, on constate sur la figure 3.11, que le potentiel électrique obtenu à partir de la nouvelle formule (3.36) est identique à celui calculé auparavant dans notre modèle avec l'expression (3.35), les courbes étant superposées. De même, aux instants t_2

et t_3 , les résultats présentent de bons accords. Seuls quelques points, autour de $L = 3$ mm, se différencient. La composition, faite avec une taille de pré-gaine de $200 \mu\text{m}$ pour le calcul de U_{mod} , pourrait donc être éventuellement la cause de ces disparités.

L'expression d' U_i basée sur l'équation de Boltzmann (3.36), permet donc d'exprimer convenablement le potentiel électrique, sans avoir à utiliser l'expression (3.35) et par conséquent sans fixer une taille de pré-gaine.

Comparaison entre $d_{\text{calculé}}$ et d_m

Après avoir validé l'utilisation de la nouvelle expression du potentiel électrique dans la pré-gaine, nous souhaitons observer l'évolution de la taille de cette couche le long de l'électrode. Ces résultats sont reportés figure 3.14 aux différents instants t_1 , t_2 et t_3 .

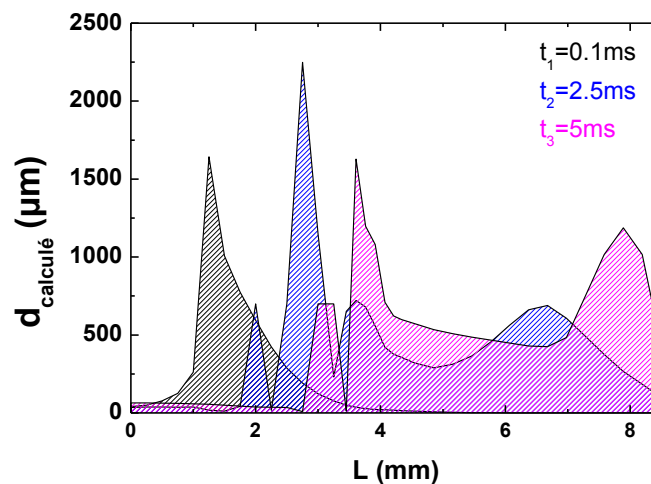


Figure 3.14: Evolution de l'épaisseur de la pré-gaine le long de l'électrode, à différents instants

Tout d'abord, il est clairement observé, sur la figure 3.14, que la taille de la pré-gaine est totalement différente des $200\mu\text{m}$ arbitrairement fixés auparavant. En effet, la taille de la pré-gaine est visiblement très dépendante du temps et n'a pas le même profil aux différents instants t_1 , t_2 et t_3 . De plus, on constate que suivant la position le long de l'électrode, l'épaisseur de la pré-gaine varie de plusieurs centaines de μm et présente des pics. L'épaisseur de la zone d'ionisation sera donc déduite en fonction du temps et de l'interaction arc/électrode. Pour finir, l'épaisseur de la pré-gaine obtenue à partir du calcul d' U_i (cf figure 3.14) est très éloignée des $200 \mu\text{m}$ précédemment fixée. Pour autant les

tensions U_i et U_{mod} sont semblables (cf. figures 3.11, 3.12 et 3.13). L'épaisseur de la pré-gaine joue donc faiblement sur la détermination de la chute de tension.

3.3 Hypothèse d'équilibre d'ionisation dans la pré-gaine

Des écarts à l'équilibre sont observables en périphérie du plasma et dans les zones à proximité des électrodes. Une modélisation détaillée de ces régions est donc nécessaire pour tenir compte des différentes températures et des phénomènes physiques mis en jeu. Nous nous intéressons ici à la zone cathodique. Comme nous avons pu le constater précédemment (cf. chapitre 1 et 2), la structure de cette région n'est pas abordée de la même manière que dans le modèle de M. S. Benilov [Ben_01]. En effet, comme en témoignent les figures 3.15 et 3.16, M. S. Benilov ne suppose pas qu'il y ait équilibre d'ionisation sur l'intégralité de la zone cathodique. Cet équilibre est repéré sur la figure 3.16 par l'égalité $n_e = n_s$.

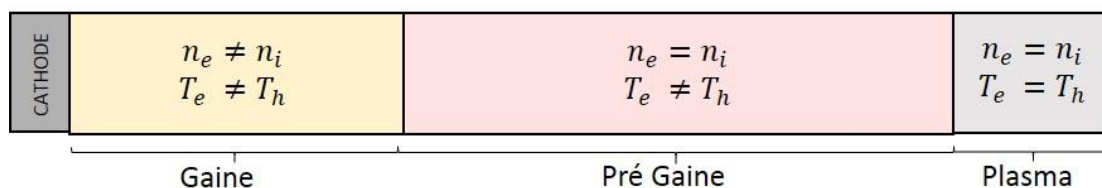


Figure 3.15: Représentation des sous-couches selon notre modèle

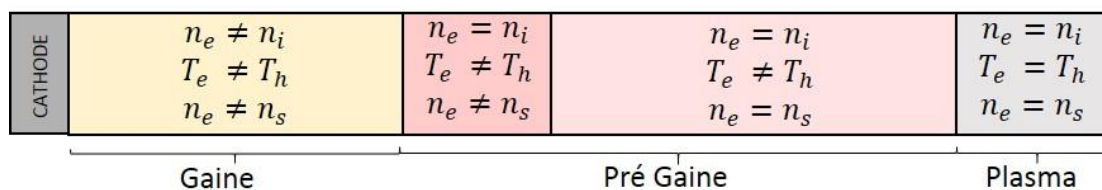


Figure 3.16: Représentation des sous-couches selon M. S. Benilov

M. S. Benilov suppose qu'il existe une couche supplémentaire. L'équilibre d'ionisation est caractérisé par l'égalité $n_e = n_s$ où n_s est la densité de Saha, autrement dit la densité d'électrons prédite par l'équation de Saha (sous l'hypothèse d'équilibre d'ionisation). Cette égalité suppose que les phénomènes d'ionisation et de recombinaison s'équilibrent. Or d'après M. S. Benilov, l'ionisation et la recombinaison ne sont plus les seuls processus mis en jeu. La prise en compte de la diffusion ambipolaire entraîne la

disparition de la balance entre ces deux processus inverses, par conséquent l'équilibre d'ionisation n'est plus vérifié. Son étude [Ben_02] lui a permis de conclure sur l'importance de la diffusion ambipolaire devant un certain nombre de phénomènes, tels que le transport convectif des particules chargées, la diffusion thermique ou encore le transport des espèces dû à la présence du courant électrique.

3.3.1 Phénomène de diffusion ambipolaire

Compte tenu d'une masse des électrons nettement inférieure à celles des particules lourdes, les électrons diffusent plus rapidement que les ions, par conséquent les deux flux de particules Γ_e et Γ_i ne sont pas égaux. Une zone de charge va apparaître, créant ainsi un champ électrique qui tend à accélérer les ions et ralentir les électrons afin que les deux types d'espèces chargées diffusent ensemble, et que leurs flux s'égalisent. C'est ce que l'on appelle la diffusion ambipolaire.

La prise en compte de cette diffusion n'est pas sans conséquence. L'implémentation dans le code est complexe, et le temps de calcul augmenté. Par conséquent J. J. Lowke, qui proposait auparavant un modèle avec la prise en compte de la diffusion ambipolaire [Zhu_01, San_01], présente une méthode permettant de s'en affranchir [Low_01]. Cette seconde méthode intitulée « LTE-diffusion approximation » tient compte des écarts à l'équilibre en choisissant une taille de maille suffisamment grande dans la région proche électrode, définie par la longueur d'ionisation. Celle-ci est fréquemment utilisée pour décrire la zone anodique, mais est utilisée dans les deux régions de gaines anodique et cathodique dans le modèle de J. J. Lowke.

Nous allons donc, dans un premier temps, identifier les différences entre les résultats obtenus à partir des deux modèles de J. J. Lowke afin de connaître l'impact de la diffusion ambipolaire sur les résultats obtenus. Dans un second temps, nous comparerons ces modèles avec celui de M. S. Benilov et le nôtre pour conclure définitivement sur la véracité de l'hypothèse d'équilibre d'ionisation sur l'ensemble de la couche cathodique.

3.3.2 Résultats et comparaison

3.3.2.1 Comparaison des modèles de Lowke avec et sans diffusion ambipolaire

Comme évoqué ci-dessus, J. J. Lowke a mis en place un modèle en 1992 tenant compte de la diffusion ambipolaire [Zhu_01]. J. J. Lowke et M. Tanaka ont ensuite élaboré un modèle en prenant en compte les écarts à l'ETL mais sans considérer cette diffusion [Low_01]. Il s'en affranchit en utilisant une taille de maille suffisamment grande dans la zone proche électrode pour que le déséquilibre de charges soit négligé à cette échelle. Une première comparaison consiste donc à confronter les modèles de J. J. Lowke avec et sans diffusion ambipolaire.

J. J. Lowke s'appuie sur les résultats obtenus par L. Sansonnens [San_01] pour un plasma d'argon à 200 A mesurant 5mm de long. La taille des mailles du modèle de L. Sansonnens varie entre 0.005mm à la cathode et 0.001mm à l'anode. Les densités électroniques obtenues en considérant ou non la diffusion ambipolaire sont comparées. La figure 3.17, tirée des travaux de J. J. Lowke [Low_01], décrit l'évolution de la température et de la densité d'électrons dans la région cathodique. La courbe représentée par des symboles ronds correspond à la densité électronique obtenue en considérant la diffusion ambipolaire, et celle constituée de symboles carrés correspond à la valeur calculée en supposant les conditions d'ETL.

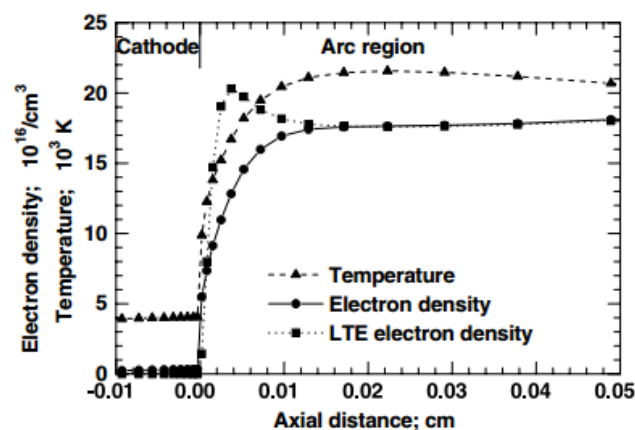


Figure 3.17: Représentation des distributions de la température et de la densité électronique dans la gaine cathodique [Low_01]

La température atteint 22 000 K dans la région de l'arc. Quant à la densité électronique, on constate que n_e tend vers $18 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ (soit $1,8 \cdot 10^{23} \text{m}^{-3}$) dans la région d'arc, quel que soit le modèle. Nous observons, à des distances inférieures à 0.01cm de la cathode, que le modèle LTE (sans diffusion ambipolaire) présente un maximum qui atteint approximativement $2 \cdot 10^{23} \text{m}^{-3}$ pour une température locale du plasma de 17 000 K dans cette région. Cette différence suggère que, pour un courant d'arc de 200 A, les effets dus à la diffusion ambipolaire sur la densité électronique sont limités à la région très proche de l'électrode. La taille de cette région correspond à la longueur de diffusion λ définie ci-dessous :

$$\lambda = \frac{D_e}{W} \quad (3.38)$$

Où D_e correspond au coefficient de diffusion électronique et W est la vitesse de dérive des électrons.

Cette distance approximativement égale à 0.01cm sur la figure 3.17, nous permet de définir une taille de maille minimale qui permettrait de s'affranchir de ses disparités et par conséquent de négliger les effets de la diffusion ambipolaire. Nous pouvons donc effectuer des calculs en supposant l'équilibre thermodynamique local, en choisissant une taille de maille de 0.01cm dans cette région pour ignorer les écarts à l'équilibre proche des électrodes.

Afin de visualiser l'importance du choix de maillage pour le modèle ETL [Low_01], une comparaison est faite pour deux tailles de mailles différentes : 0.01 cm et 0.0001 cm. Ces résultats sont de nouveau comparés à ceux obtenus avec le modèle tenant compte de la diffusion ambipolaire. Dans un premier temps, J. J. Lowke compare la chute de tension entre la cathode ($z=0$) et l'anode ($z=0.5\text{cm}$) pour un plasma d'argon de 5mm avec une intensité de 200 A. Sur la figure 3.18, le modèle « full diffusion » tient compte de la diffusion ambipolaire avec une taille de maille de 0.0001cm à l'électrode. Le modèle « LTE diffusion approximation » s'affranchit de cette diffusion et utilise une taille de mailles allant de 0.01cm à la cathode à 0.04cm à l'anode. Pour finir, le modèle « LTE » est identique au modèle « LTE diffusion approximation », c'est-à-dire qu'il ne considère pas la diffusion ambipolaire, mais utilise de très petites tailles de maille de 0.0001 cm.

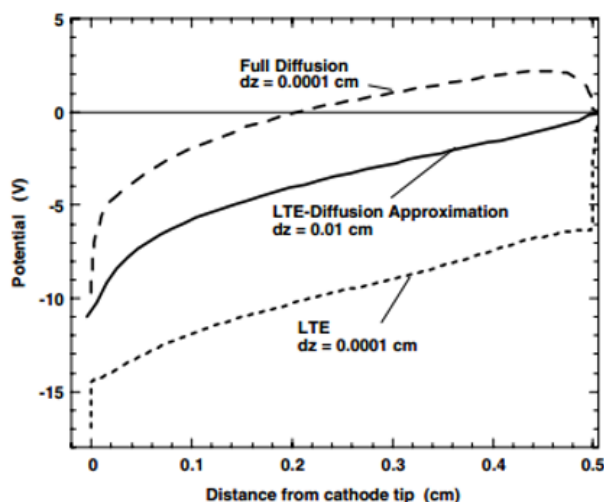


Figure 3.18: distributions du potentiel de la cathode à l'anode. Les calculs « Full diffusion » incluent la diffusion ambipolaire contrairement aux calculs « LTE » et « LTE diffusion approximation » qui s'en affranchissent. [Low_01]

Tout d'abord, lorsque l'on compare la différence de potentiel entre le modèle « full diffusion » et le modèle « LTE diffusion approximation » avec une taille de maille de 0.01cm, on constate une similitude à 10% près :

$$\nabla U_{arc\ avec\ diff\ amb} = 10\ V \quad \sim \quad \nabla U_{arc\ sans\ diff\ amb} = 11\ V$$

En revanche, on constate que les résultats obtenus à partir du modèle « LTE » avec un maillage très fin de 0.0001cm sont irréalistes ($\nabla U_{arc\ sans\ dif} = 17,5\ V$). Cette taille de maille est plus petite que la taille de la région impactée par la diffusion ambipolaire. Le maillage au proche voisinage des électrodes est donc un paramètre déterminant. La figure suivante 3.19 nous conforte dans cette idée et permet de visualiser les profils de température.

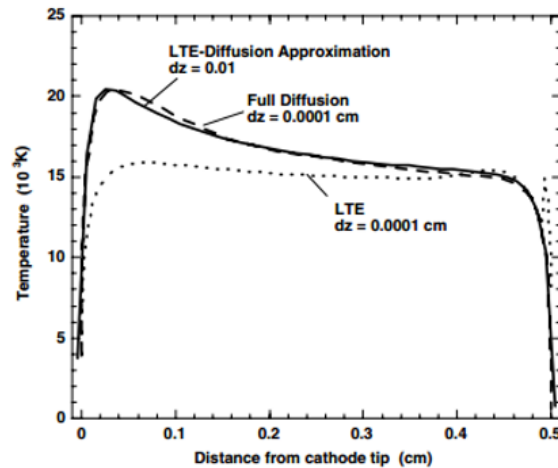


Figure 3.19: Distribution de la température suivant la distance axiale [Low_01]

Lorsque l'on compare, sur la figure 3.19, les courbes « LTE-diffusion Approximation, $dz = 0.01$ cm », autrement dit sans considérer la diffusion ambipolaire et « Full diffusion, $dz = 0.0001$ cm » en la prenant en compte, on constate que les profils de température du plasma sur l'axe sont totalement identiques. En revanche, la température ne présente plus le même profil lorsque l'on s'affranchit de prendre en compte la diffusion ambipolaire et que la taille de maille est très petite ($dz = 0.0001$ cm). Par conséquent, ces résultats indiquent qu'il est possible de s'abstenir de prendre en compte la contribution de la diffusion ambipolaire, à condition que le maillage soit approprié : $dz = 0.01$ cm.

3.3.2.2 Comparaison avec notre modèle

Nous pouvons dès à présent comparer les résultats obtenus à partir des modèles de J. J. Lowke avec les nôtres. Pour ce faire, nous avons utilisé une géométrie et des conditions de calculs similaires à celles utilisées par l'auteur. Autrement dit, un courant de 200 A est appliqué dans un plasma d'argon. Concernant, la géométrie de l'électrode, celle-ci a été présentée dans le chapitre 2 et les paramètres sont les suivants: la cathode est en tungstène, son rayon est de 1.6cm et possède un angle de 60° à la pointe. L'espace inter-électrode mesure 5mm et la taille de maille à proximité de l'électrode est de 0.01 cm. La température de surface de la cathode a été estimée à 3850 K à partir des figures 2 et 5 de l'article de J. J. Lowke [Low_01]. Nous comparons sur les figures 3.20 et 3.21, respectivement la température et la chute de tension obtenues à partir de notre modèle. Nos résultats sont donnés en couleur rouge.

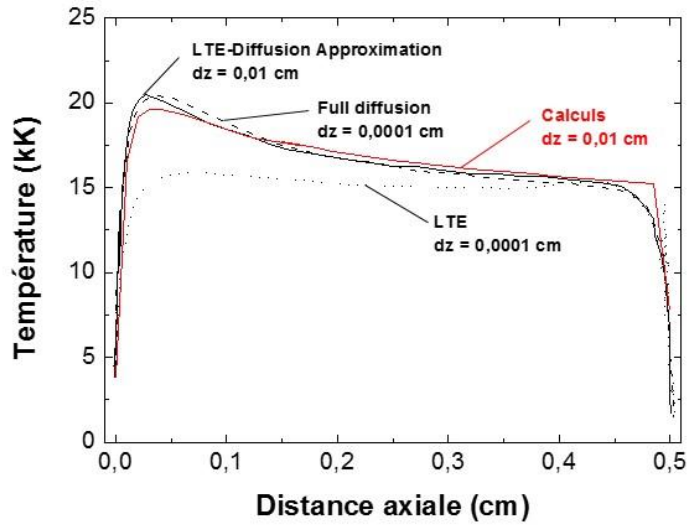


Figure 3.20: Distribution de la température en fonction de la distance axiale

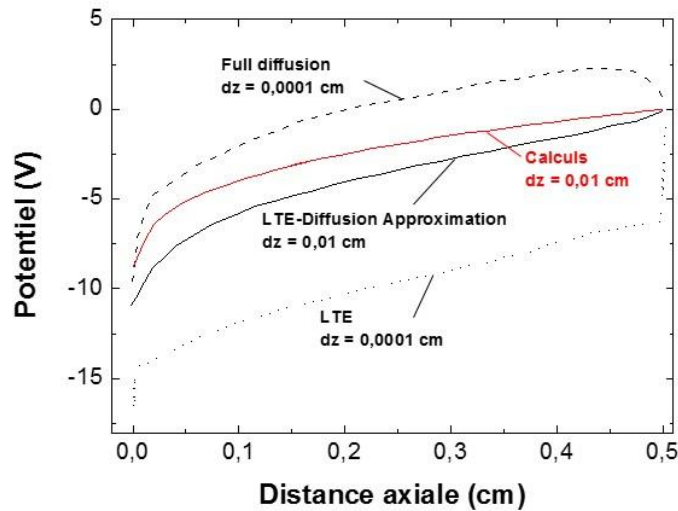


Figure 3.21: Chute de tension en fonction de la distance axiale

La figure 3.20 illustre un parfait accord concernant les profils de températures, entre les résultats de J. J. Lowke et notre modèle, que l'on considère ou non la diffusion ambipolaire, pourvu que la taille de maille soit voisine de 0.01 cm. De la même façon, la chute de tension obtenue à partir de notre modèle, en négligeant la diffusion ambipolaire, est semblable à celle indiquée par J. J. Lowke sur la figure 3.21: la chute de tension inter électrodes obtenue avec les deux modèles de J. J. Lowke est de 10 V et nous relevons une chute de tension de 9 V à partir de notre modèle.

Ces résultats semblent donc confirmer les conclusions avancées par J. J. Lowke. En effet, il est possible de négliger la diffusion ambipolaire et par conséquent faire l'hypothèse que l'équilibre d'ionisation existe sur l'intégralité de la zone cathodique à condition d'accorder une importance particulière à la taille du maillage. Les quelques différences observables avec nos résultats pourraient éventuellement provenir soit de notre détermination de la température de surface de la cathode, soit d'une légère disparité entre la géométrie de cathode de J. J. Lowke qui présente des angles saillants et une pointe plate de rayon 0.02 cm (figure 12 de [Low_01]), et la nôtre qui ne possède que des angles arrondis. Les résultats entre ces deux modèles restent néanmoins très proches.

Nous pouvons donc conclure sur la partie concernant l'hypothèse d'équilibre d'ionisation. Les résultats de J. J. Lowke et la comparaison avec nos résultats valident notre modèle et nous confortent dans l'idée que malgré l'existence réelle de déséquilibres d'ionisation dus à la diffusion ambipolaire, nous pouvons négliger ces écarts à l'équilibre grâce à une taille de maille suffisamment grande, au proche voisinage de la cathode, pour s'affranchir des effets de cette diffusion. Cette hypothèse n'est pas sans conséquence et a pour avantage de réduire considérablement le temps de calcul et les développements numériques ainsi que d'éviter une restructuration du découpage de la zone cathodique en sous-couches.

3.4 Calcul de composition à l'interface gaine/pré-gaine

La composition d'un plasma influe sur la détermination des propriétés thermodynamiques et de transport, et est donc une étape fondamentale dans la modélisation des arcs électriques. Différents modes de calcul de composition existent, dont deux sont présentés ci-dessous.

Le premier calcul de composition présenté ci-dessous se base sur les lois de la cinétique. Ce calcul implique de prendre en compte toutes les réactions cinétiques mises en jeu dans le système étudié. Celui-ci permet de déterminer la composition du plasma à l'interface gaine/pré-gaine dans le modèle de M. S. Benilov et al. [Ben_01].

L'équilibre thermodynamique est à considérer lors de l'étude de composition des arcs électriques, et nous permet d'introduire une seconde approche, le calcul de composition à deux températures. Afin que l'équilibre thermodynamique soit complet, le principe de réversibilité doit être satisfait, cela revient à considérer que chaque processus doit être contrebalancé par son inverse. En revanche, on constate, très fréquemment, que cet équilibre est dévié dans les plasmas. L'émission de photons n'est pas réabsorbée par le plasma, par conséquent la loi de Planck n'est plus satisfaite, et le processus de balance entre ces deux phénomènes inverses n'est plus respecté. Le concept d'équilibre thermodynamique local a alors été introduit. Toutefois, ce dernier est très souvent mis à défaut, notamment en périphérie du plasma et dans les zones au proche voisinage des électrodes. On constate un déséquilibre thermique, la température des électrons est alors supérieure à celle des particules lourdes. Ces écarts à l'équilibre nécessitent, par conséquent, de développer des modèles hydrodynamiques permettant de tenir compte des différentes températures. Ces modèles sont basés sur des banques de données 2T de propriétés thermodynamiques et de transport, qui sont fonction du rapport $\theta = T_e/T_h$. Ce calcul de composition du plasma à deux températures [Hin_01], utilise une généralisation des lois d'action de masse, prenant en compte seulement les réactions classiques telles que l'ionisation et la recombinaison.

Le calcul de composition étant la première étape cruciale de la modélisation de l'arc, nous lui apportons, dans cette partie, une attention particulière et comparons le calcul de composition cinétique utilisé par M. S. Benilov [Ben_01] à l'interface gaine/pré-gaine, avec le calcul de composition à deux températures [Wu_01], sur lequel nous nous sommes appuyés dans notre étude. Ces calculs de composition aux différentes interfaces sont représentés sur les figures 3.22 et 3.23 ci-dessous, mais nous nous intéressons dans cette partie uniquement au calcul de composition effectué à la frontière gaine/pré-gaine. A l'interface pré-gaine/plasma, les températures des lourds et des électrons s'équilibrent, engendrant $\theta=1$. Par conséquent, un calcul de composition monotherme suffit. En appliquant un calcul de composition à deux températures à l'interface pré-gaine/plasma, les résultats seraient identiques à ceux obtenus à partir d'un calcul de composition monotherme.

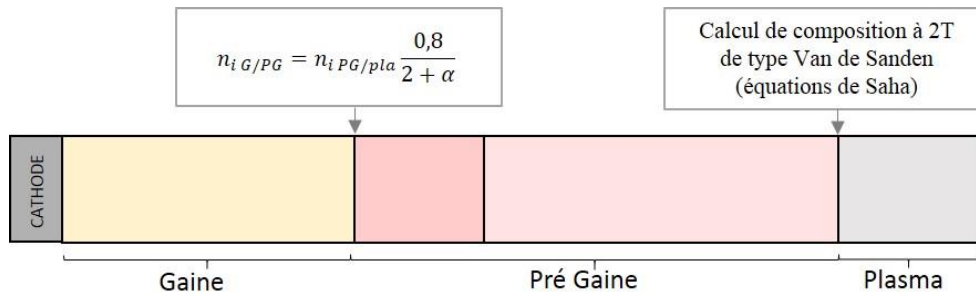


Figure 3.22: Calculs de composition aux interfaces gaine/pré-gaine et pré-gaine/plasma du modèle de M. S. Benilov 1995

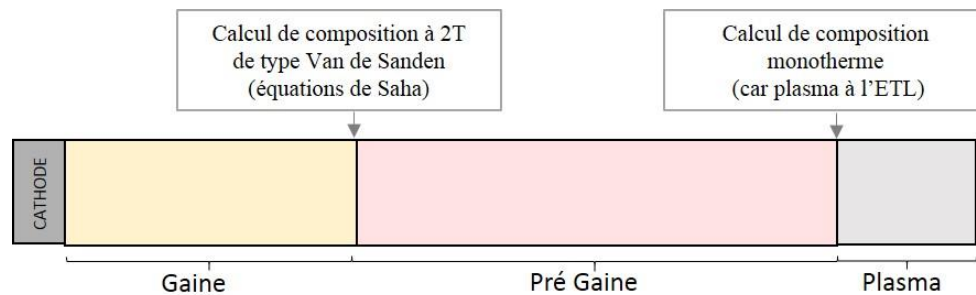


Figure 3.23: Calculs de composition aux interfaces gaine/pré-gaine et pré-gaine/plasma de notre modèle

La première comparaison est faite entre le modèle de M. S. Benilov et un code retranscrivant ce même modèle, en considérant la diffusion ambipolaire et en s'appuyant sur un calcul de composition basé sur la cinétique à l'interface gaine / pré-gaine. Compte tenu des résultats obtenus dans la partie précédente, nous aurions pu mettre en place un programme qui s'affranchit de la diffusion ambipolaire. Cependant, nous avons voulu reproduire à l'identique le modèle de M. S. Benilov pour parvenir à ne faire varier qu'un seul paramètre à la fois, en l'occurrence le calcul de composition, pour certifier la véracité des résultats. Une seconde comparaison sera effectuée avec le modèle de M. S. Benilov, en considérant dans notre cas, un calcul de composition à deux températures afin de mettre en évidence les divergences éventuelles dues à ce calcul.

3.4.1 Comparaison avec un calcul de composition cinétique

A partir d'un code 1D retranscrivant le modèle de M. S. Benilov [Ben_01], et en tenant compte de l'observation faite par F. Cayla concernant l'inversion des coefficients de recombinaison [Cay_01], nous avons pu mettre en évidence l'influence majeure des coefficients de recombinaison et observer les similitudes.

Les conditions de calcul, similaires dans les deux modèles, sont les suivantes :

- Matériau cathode: tungstène
- Gaz plasmagène: argon
- Pression du système: 1 bar
- Température des lourds à l'interface gaine/pré-gaine, T_{is} : 10 000 K
- Température de la surface de la cathode, T_w : 3 000 K
- Coefficient de diffusion ions-neutres, D_{io} : $10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
- Constante de Richardson A_R dans l'expression du flux d'électrons thermo-émis: $6,02 \cdot 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$
- Flux d'électrons dû à l'émission secondaire négligée
- Bilan d'énergie : uniquement à l'interface gaine/pré-gaine
- Calcul de composition à l'interface pré-gaine/plasma: à 2 températures
- Calcul de composition à l'interface gaine/pré-gaine: cinétique (dépend des k_r)

A partir du modèle de M. S. Benilov, et de notre modèle le retranscrivant, nous avons souhaité comparer la densité de courant à la surface de l'électrode et la chute de tension dans la gaine obtenues en fonction de la température électronique. Ces résultats sont visibles figures 3.24 et 3.25 pour une température de surface de 3 000 K.

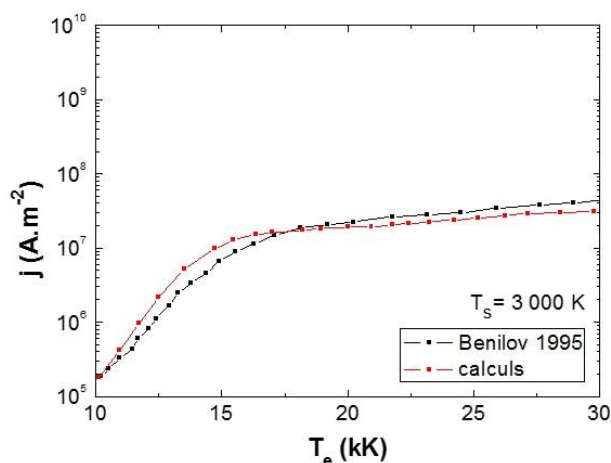


Figure 3.24: Densité de courant en fonction de la température électronique obtenue à partir des modèles basés sur un calcul de composition cinétique à l'interface gaine / pré-gaine pour $T_s = 3000 \text{ K}$

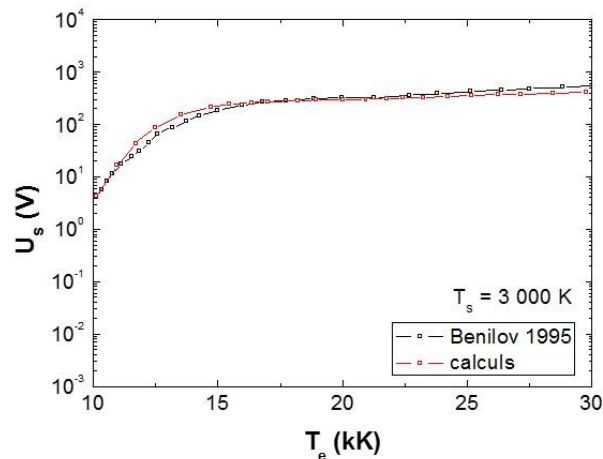


Figure 3.25: Chute de tension dans la gaine en fonction de la température électronique obtenue à partir de modèles basés sur un calcul de composition cinétique à l'interface gaine / pré-gaine pour $T_s = 3000$ K

Les figures 3.24 et 3.25 présentent de fortes similitudes entre les résultats obtenus par M. S. Benilov [Ben_01] et ceux obtenus avec le code qui retranscrit ce modèle. Par conséquent, l'étape suivante consiste à modifier uniquement le calcul de composition réalisé à l'interface gaine/pré-gaine, afin d'observer directement les conséquences.

3.4.2 Comparaison avec deux calculs de composition différents

Nous avons constaté précédemment que les résultats obtenus avec le code retranscrivant le modèle de M. S. Benilov, étaient en bon accord avec les résultats figurant dans son article [Ben_01]. Dans un second temps, nous allons donc comparer ces résultats avec notre modèle basé sur un calcul de composition à deux températures. De la même façon, nous comparons, figures 3.26 et 3.27, la densité de courant et la chute de tension dans la gaine, en fonction de la température électronique, pour différentes valeurs de température de surface : 3 000 K et 4 000 K.

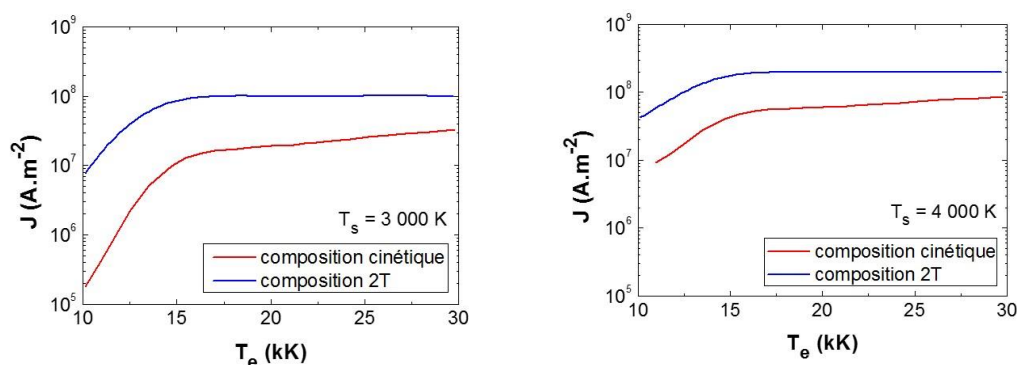


Figure 3.26: Densité de courant en fonction de la température électronique à l'interface gaine / pré-gaine pour $T_w = 3000 \text{ K}$ et $T_w = 4000 \text{ K}$

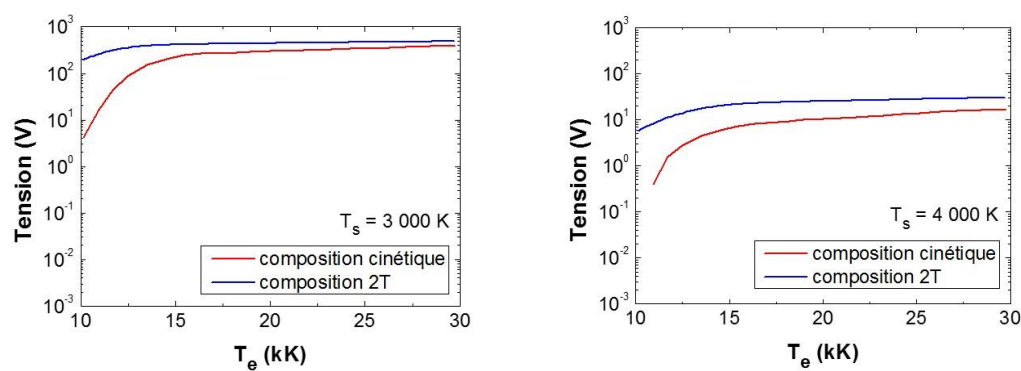


Figure 3.27: Chute de tension en fonction de la température électronique à l'interface gaine / pré-gaine pour $T_w = 3000 \text{ K}$ et $T_w = 4000 \text{ K}$

Ces résultats témoignent d'écarts entre les deux calculs de composition : pour une température électronique de $10\ 000 \text{ K}$, la densité de courant obtenue à partir du calcul de composition à deux températures est 100 fois plus grande que celle obtenue à partir du calcul de composition cinétique. De même, la chute de tension est 50 fois plus élevée (à $T_s = 3\ 000 \text{ K}$) avec le calcul de composition à deux températures. Lorsque la température électronique augmente, les écarts observés entre les deux modes de calcul diminuent, tant pour la densité de courant que pour la chute de tension de gaine. Lorsque la température de surface augmente, les différences observées sont moindres.

Les densités de charges aux interfaces gaine/pré-gaine et pré-gaine/plasma sont respectivement représentées sur les figures 3.28 et 3.29, pour une température de surface de $4\ 000 \text{ K}$.

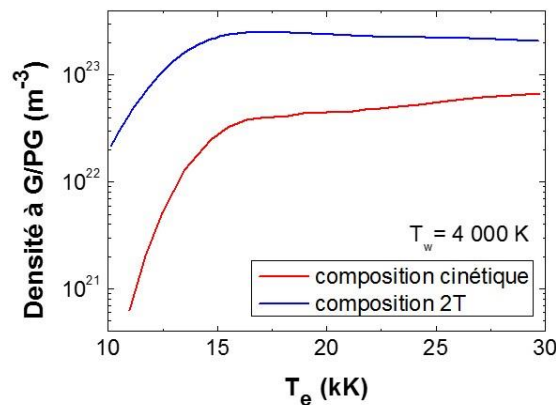


Figure 3.28: Densité de charges en fonction de la température électronique pour deux calculs de composition différents à l'interface gaine/pré-gaine pour $T_w = 4000$ K

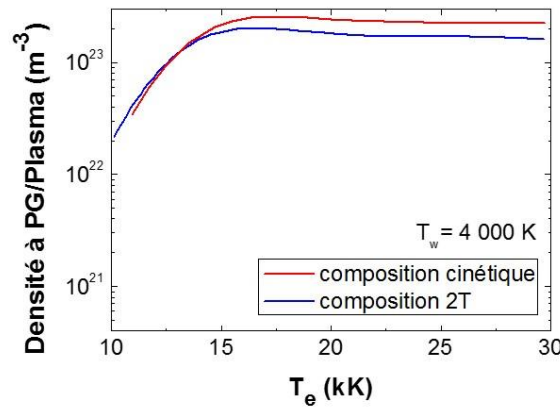


Figure 3.29: Densité de charges en fonction de la température électronique à l'interface pré-gaine/plasma pour $T_w = 4000$ K

A l'interface pré-gaine/plasma (figure 3.29), les densités de charges obtenues sont similaires quel que soit le calcul de composition employé, à deux températures ou cinétique. Ces résultats permettent, dans un premier temps, de valider le calcul de composition à deux températures.

En revanche, lorsque l'on compare figure 3.28, les densités de charges obtenues à l'interface gaine/pré-gaine, de nettes différences sont constatées. La densité de charges, à l'interface gaine/pré-gaine, semble être surestimée lorsque l'on se base sur un calcul de composition à deux températures.

Les figures 3.28 et 3.29 nous confortent dans l'idée que le calcul de composition est responsable des écarts observés entre les deux modèles, à l'interface gaine/pré-gaine.

De ce fait, il serait judicieux de prendre en considération ces observations, en utilisant un calcul de composition cinétique à l'interface gaine/pré-gaine dans notre modèle 2D avec un plasma essentiellement constitué de cuivre et de le comparer aux résultats actuels basés sur un calcul de composition à deux températures. Ceci pourrait éventuellement faire l'objet de futurs travaux de recherche. Néanmoins, des travaux antérieurs réalisés par F. Cayla ont permis de mettre en évidence une certaine cohérence entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus à partir d'un calcul de composition à deux températures. Par conséquent, nous considérerons tout de même, dans la suite de ces travaux, un calcul de composition à deux températures à l'interface gaine/pré-gaine.

3.5 Conclusion chapitre 3

Ce chapitre a été consacré à l'amélioration et la validation de notre modèle. En tenant compte des disparités constatées entre le modèle de M. S. Benilov traitant de l'interaction plasma/électrode, et le nôtre, différents axes de recherche sont ressortis : calcul du flux d'électrons thermo émis, taille de la pré-gaine, hypothèse d'équilibre d'ionisation et calcul de composition à l'interface gaine/pré-gaine. Plusieurs conclusions en découlent :

La modélisation de la zone cathodique, utilisée dans notre étude, est basée sur la résolution de bilans énergiques, eux-mêmes dépendants des différents flux de particules à la surface de l'électrode. Nous nous sommes particulièrement intéressés, dans ce chapitre, au flux d'électrons thermo-émis à la cathode. Pour parvenir à le déterminer, différentes méthodes peuvent être employées. Suivant les valeurs de la température et du champ électrique à la surface de l'électrode, certaines méthodes seront préférées. En effet, la méthode de Richardson est appropriée à l'étude des interactions arc/électrode lorsque la température de surface de la cathode est élevée mais que le champ électrique y est faible. A l'inverse, la formule de Fowler-Nordheim est plus souvent exploitée lorsque le champ électrique à la surface est important. La méthode de Murphy-Good, permet quant à elle, de tenir compte simultanément de ces deux paramètres, mais engendre néanmoins des développements numériques quelque peu complexes. Dans notre cas d'étude, celle-ci ne s'avère pas être nécessairement la méthode à adopter. En effet, la valeur du champ électrique à la surface de la cathode est suffisamment basse pour que nous puissions nous affranchir de considérer ce paramètre. De ce fait, notre choix s'est porté sur la méthode de Richardson-Schottky.

Une partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude de l'épaisseur de la pré-gaine, jusqu'alors fixée à 200 μm . Les travaux de F. Cayla [Cay_01] ont permis de mettre en évidence l'influence que pouvait avoir la longueur de la zone d'ionisation sur le passage du courant à l'interface cathode/plasma. Pour poursuivre ces démarches, des développements ont été mis en place pour calculer ce paramètre. Une alternative a alors été envisagée pour déterminer le potentiel électrique sans avoir à considérer la taille de

cette couche comme paramètre d'entrée. De ce fait, l'évolution temporelle et spatiale de l'épaisseur de la zone d'ionisation est maintenant implémentée dans notre modèle.

A la différence de notre modèle, M. S. Benilov tient compte des déviations de l'équilibre d'ionisation dues au phénomène de diffusion ambipolaire dans la zone à proximité de l'électrode. Nous avons donc souhaité vérifier la véracité de l'existence de l'équilibre d'ionisation dans l'intégralité de la zone cathodique. Les comparaisons effectuées dans ce chapitre, à partir des modèles de J. J. Lowke avec [San_01] et sans diffusion ambipolaire [Low_01], ont permis de constater que les effets de la diffusion ambipolaire sont uniquement ciblés dans la région proche de l'électrode (à des distances inférieures à 0.01cm de l'électrode). De ce fait, en choisissant une taille de maille supérieure à la taille de cette région, il est possible de négliger la diffusion ambipolaire, et par conséquent de supposer qu'il y a équilibre d'ionisation sur l'ensemble de la région cathodique. L'hypothèse consistant à considérer l'équilibre d'ionisation sur l'intégralité de la zone cathodique est validée d'après la comparaison réalisée entre les modèles de J. J. Lowke et le nôtre.

La connaissance de la composition, des propriétés thermodynamiques et de transport est fondamentale pour modéliser les plasmas thermiques. Toutes ces propriétés dépendent étroitement de la composition du plasma. Or les modes de calcul employés pour déterminer cette composition sont variés, et différents entre le modèle de M. S. Benilov et le nôtre. En effet, nous nous basons sur un calcul de composition à deux températures à l'interface gaine/pré-gaine, or M. S. Benilov utilise un calcul de composition cinétique. Une confrontation est alors effectuée entre ces modèles.

Afin de s'assurer, dans un premier temps, de comparer uniquement le calcul de composition, nous avons reproduit le modèle de M. S. Benilov à l'identique en 1D. Nous nous sommes assurés que nos résultats étaient semblables à ceux obtenus par M. S. Benilov avec un calcul de composition basé sur la cinétique. Une fois cette étape validée, nous avons confronté ce modèle au même modèle mais basé cette fois-ci sur un calcul de composition à deux températures à l'interface gaine/pré-gaine. Les résultats obtenus témoignent d'une disparité entre les deux types de calcul de composition. Le calcul de composition cinétique étant plus précis, ces écarts observés suggèrent d'utiliser un calcul

de composition cinétique dans notre modèle au niveau de cette interface pour décrire plus précisément les phénomènes mis en jeu.

Pour autant, la suite de nos travaux est basée sur un calcul de composition à deux températures à l'interface gaine/pré-gaine. En effet, une précédente étude, menée par F. Cayla, montre de bons accords entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus à partir d'un calcul de composition à deux températures. Une perspective de recherche apparaît tout de même à l'issue de cette comparaison, et supposerait de mettre en place un calcul de composition cinétique à l'interface gaine/pré-gaine.

Chapitre 4

Développement et ajout d'un modèle d'ablation

L'interaction arc/paroi en Téflon conduit à la présence de vapeurs de C_2F_4 dans le plasma, qui vont modifier les caractéristiques du plasma et jouer un rôle décisif dans la montée en pression au sein du disjoncteur. Un modèle d'ablation de ces buses a donc été mis en place. Celui-ci est basé sur la théorie de T. Christen [Chr_02] qui s'appuie sur la maximisation de production d'entropie. La première partie du chapitre sera consacré à la présentation de ce modèle.

La plupart du temps, le processus d'ablation des électrodes est négligé dans la modélisation des plasmas thermiques dans les disjoncteurs. Cette hypothèse est maintenue dans notre modèle au niveau de l'électrode fixe, au vu des conditions imposées. En revanche, l'interaction entre le plasma et l'électrode mobile dans un disjoncteur haute tension est source de nombreux phénomènes complexes, relativement mal connus, et font l'objet de ces travaux de thèse. Due à l'évaporation du matériau, le plasma estensemencé en vapeurs métalliques. Or, cette présence de vapeurs au sein du disjoncteur, modifie non seulement les propriétés de l'arc, affectant ainsi le transfert d'énergie au sein de celui-ci, mais a également une influence sur le rayonnement émis par le plasma. Nous avons donc souhaité comparer différents modèles susceptibles de prendre en compte l'érosion de l'électrode mobile supérieure ainsi que cetensemencement en vapeurs métalliques.

Deux modèles d'ablation d'électrode vont être présentés dans ce chapitre :

- ❖ Le modèle d'ablation proposé par M. Benilov [Ben_09]
- ❖ Un modèle analytique de P. Freton [Fre_02][Kni_01][Kog_01]

Ces modèles, ainsi que les méthodes de résolution seront exposés dans ce chapitre. Une comparaison entre ces différentes approches permettra alors de déterminer quel est le modèle le plus adapté à notre étude pour considérer la présence de vapeurs métalliques dans le plasma dues à l'ablation de l'électrode mobile. Une fois le modèle d'ablation de l'électrode déterminé, le chapitre 5 sera dédié à son utilisation et à l'interprétation des résultats.

4.1 Ablation du PTFE : Modèle de T. Christen

La présence de l'arc électrique, au sein du disjoncteur haute tension, ne dure que pendant un temps de quelques millisecondes, généralement inférieur à 20 millisecondes, correspondant à une alternance complète du courant. Mais en réalité, l'ouverture des contacts a lieu à n'importe quel moment.

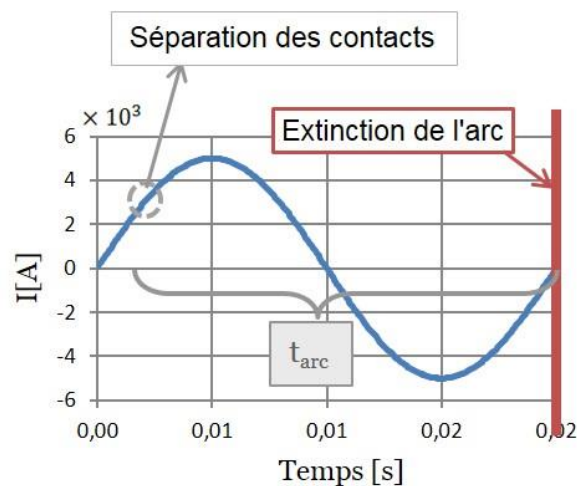


Figure 4.1: Evolution du courant en fonction du temps, et représentation du temps d'arc

Le temps de vie de l'arc est suffisant pour qu'un phénomène d'érosion des matériaux constituant le disjoncteur, ait lieu.

Lorsqu'un matériau est soumis à un flux de chaleur intense, sa température augmente jusqu'à atteindre une température suffisamment importante pour que le matériau s'évapore. Cette température d'ébullition, souvent appelée température de vaporisation par abus de langage, dépend du matériau que l'on considère. Néanmoins, avant de l'atteindre, une température de pyrolyse est définie.

Le phénomène d'ablation peut alors se diviser en deux phases suivant l'évolution de la température T de la paroi :

- Phase 1 : $T < T_{pyrolyse}$
- Phase 2 : $T > T_{vap}$

Le matériau s'ablate dès lors qu'un flux de chaleur suffisamment intense arrive à la paroi. Lorsque $T > T_{\text{pyr}}$, cette ablation engendre la création d'une couche fine, hors équilibre, à proximité de la paroi, appelée couche de Knudsen. Pour s'affranchir de la description de cette couche, hors équilibre, T. Christen [Chr_02] s'est appuyé sur le principe de la maximisation de production d'entropie (MEP). Cette approche est couramment utilisée pour décrire les systèmes hors équilibre dans le domaine de la physique, mais aussi de la chimie et de la biologie [Mar_01][Chr_03]. Elle permet d'obtenir des résultats en cohérence avec d'autres résultats expérimentaux et théoriques sur l'étude des disjoncteurs haute tension [See_01][Ior_01]. La température de vaporisation T_{vap} ainsi que l'enthalpie h_{vap} nécessaire pour éroder la paroi du disjoncteur, seront préalablement calculées à partir de ce principe MEP, comme l'expose T. Christen dans son approche [Chr_02].

Avant de présenter le modèle d'ablation des parois en PTFE pour tenir compte de la présence de vapeurs de C_2F_4 dans le domaine, nous allons exposer ce principe MEP nécessaire à l'obtention de la température de vaporisation.

4.1.1 Détermination de la température de vaporisation

La méthode permettant de déterminer la température et l'enthalpie de vaporisation dans notre modèle est basée sur le principe MEP, utilisé dans la théorie de T. Christen [Chr_02]. Lorsqu'un système est hors d'équilibre, il tend à rétablir cet équilibre au plus vite. La production d'entropie, témoignant du désordre d'un système, va donc atteindre des valeurs importantes et maximales pour retrouver cet état d'équilibre. Nous pourrions alors déterminer la température de vaporisation ainsi que l'enthalpie nécessaire pour que ce matériau s'ablate.

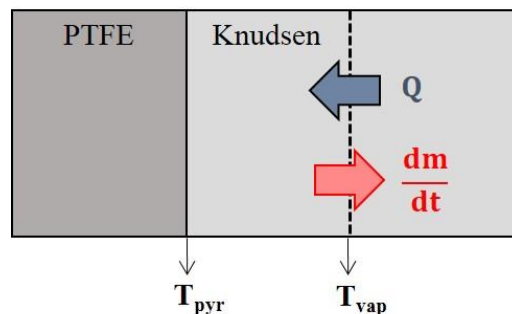


Figure 4.2: Schéma représentatif lors de l'ablation d'une paroi en PTFE

Différents bilans sont effectués à la surface de la paroi. Un bilan de masse permet d'établir un lien entre la densité ρ à la vitesse v normale à la surface. Le taux de masse ablatée \dot{M} par aire s s'exprime donc par :

$$\dot{M} = \rho v \quad (4.1)$$

Le bilan d'énergie implique quant à lui que :

$$Q = \dot{M} \left(h(T_{\text{vap}}) - h(T_{\text{pyr}}) + \Delta h_v + \frac{v^2}{2} \right) \quad (4.2)$$

Q est le flux d'énergie, principalement radiatif, arrivant à la surface de la paroi. L'enthalpie, notée h , représente l'énergie totale du système, avec $h(T_{\text{vap}})$ et $h(T_{\text{pyr}})$ respectivement l'enthalpie spécifique du matériau à T_{vap} et à T_{pyr} . Δh_v équivaut à la variation d'enthalpie pour passer de l'état solide (à T_{pyr}) à l'état gazeux (à T_{vap}). Cette variation d'enthalpie est aussi appelée chaleur latente de changement d'état. Nous pouvons exprimer la production d'entropie \dot{S} (4.3):

$$\dot{S} = \dot{M} \left(S(T_{\text{vap}}) - S(T_{\text{pyr}}) \right) \quad (4.3)$$

La résolution du système formé par les équations (4.2) et (4.3), permet d'exprimer la production d'entropie indépendamment de la masse ablatée (4.4). En supposant que l'énergie cinétique soit négligée, le terme $v^2/2$ dans l'équation (4.2) n'existe pas (4.4) :

$$\dot{S} = Q \frac{S(T_{\text{vap}}) - S(T_{\text{pyr}})}{h(T_{\text{vap}}) - h(T_{\text{pyr}}) + \Delta h_v} \quad (4.4)$$

Cette production d'entropie sera maximale dans le but de rétablir l'équilibre. Nous obtenons donc, en calculant la dérivé de \dot{S} , et en résolvant l'équation (4.5), la température de vaporisation du matériau T_{vap} par maximisation de production d'entropie.

$$\frac{d\dot{S}}{dt} = 0 \quad (4.5)$$

L'enthalpie de vaporisation est quant à elle obtenue à partir de l'équation suivante:

$$h_{\text{vap}} = h(T_{\text{vap}}) - h(T_{\text{pyr}}) + \Delta h_v \quad (4.6)$$

Cette étape, impliquant le calcul de la masse ablatée \dot{M} , peut être réalisée en amont de la résolution du modèle d'ablation, car la variable \dot{M} est substituée de l'équation finale de \dot{S} (4.4). Nous pouvons donc, dans cette partie, nous affranchir de la connaissance de la masse ablatée.

La température de vaporisation maintenant obtenue par maximisation de la production d'entropie, et la valeur de l'enthalpie de vaporisation déterminée, nous pouvons décrire les différentes phases du modèle d'ablation des parois en PTFE.

4.1.2 Description de la première phase du modèle

La phase 1 est représentative de l'arrivée d'un flux d'énergie sur la paroi générant une montée en température qui reste inférieure à la température de pyrolyse du PTFE. Il n'y a donc pas encore apparition de vapeurs de C_2F_4 dans le plasma. Une approche de conduction 1D est utilisée pour estimer ce flux de chaleur et pour connaître l'évolution de la température de la paroi en fonction du temps, jusqu'à la température de pyrolyse.

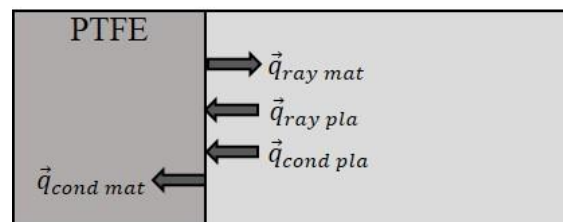


Figure 4.3: Représentation des différents flux d'énergie à la paroi

Un bilan est déduit des différents flux d'énergie à la paroi, représentés sur la figure 4.3 :

$$\vec{q}_{\text{ray_pla}} + \vec{q}_{\text{cond_pla}} = \vec{q}_{\text{ray_mat}} + \vec{q}_{\text{cond_mat}} \quad (4.7)$$

$\vec{q}_{\text{ray_pla}}$: Flux rayonné par le plasma

$\vec{q}_{\text{cond_pla}}$: Flux de conduction du plasma

$\vec{q}_{\text{ray_mat}}$: Flux rayonné par le matériau

$\vec{q}_{\text{cond_mat}}$: Pertes par conduction dans le matériau

Chaque cellule de PTFE a une surface S en contact avec le plasma. On considère, sur une fine couche de la paroi, d'épaisseur caractéristique L_{car} , que la température est constante. Cette épaisseur est définie à partir d'une analyse thermique sphérique [Gon_03].

$$L_{\text{car}} = 2\sqrt{Dt} \quad (4.8)$$

Où D est la diffusivité thermique du PTFE. Pour déterminer la température de chaque cellule de la paroi en PTFE, l'équation de l'énergie temporelle (4.9) doit être résolue, avec ρ la densité du téflon et C_p sa chaleur spécifique :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = S_\Phi \quad (4.9)$$

Le terme source S_Φ représente la puissance transmise par unité de volume à la paroi :

$$S_\Phi = \frac{Q * S}{V} \quad \text{avec } V = S * L_{\text{car}} \quad (4.10)$$

Q est le flux d'énergie provenant du plasma. On peut alors exprimer l'évolution de la température comme suivant :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q}{\rho C_p L_{car}} \quad (4.11)$$

$$T(t) - T(0) = \int_0^t \frac{Q(t)}{\rho C_p 2\sqrt{Dt}} dt \quad (4.12)$$

$$T(t) = T(0) + \frac{Q(t)}{\rho C_p 2\sqrt{Dt}} * \Delta t \quad (4.13)$$

Cette première étape du modèle d'ablation, nous permet donc d'estimer l'évolution de la température du PTFE jusqu'à la température de pyrolyse.

4.1.3 Description de la seconde phase du modèle

La température augmente jusqu'à atteindre la température de pyrolyse. Cela signifie que des espèces organiques vont être décomposées. Ces particules vont être éjectées et confinées dans la zone à proximité du plasma.

La vaporisation du matériau est par conséquent associée à l'apparition d'un nouveau flux d'énergie à la surface de la paroi (cf. figure 4.4). L'équation précédente (4.7) devient :

$$\vec{q}_{ray_pla} + \vec{q}_{cond_pla} = \vec{q}_{ray_mat} + \vec{q}_{cond_mat} + \vec{q}_{vap} \quad (4.14)$$

Où \vec{q}_{vap} est le flux de vaporisation du matériau.

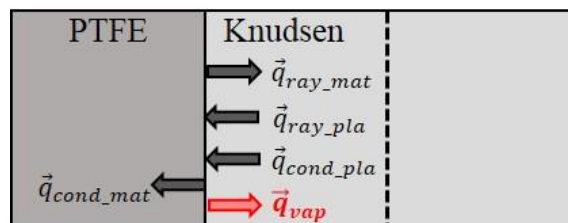


Figure 4.4: Représentation des différents flux d'énergie à la paroi

La température à l'interface de la couche de Knudsen/plasma, est donc égale à la température de vaporisation. Lorsque celle-ci est atteinte, la paroi en téflon s'érode, générant ainsi une perte de masse du matériau vers le plasma en fonction du temps :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\vec{q}_{vap} \cdot \vec{dS}}{h_{vap}} \quad (4.15)$$

$$\text{or } P_{vap} = \vec{q}_{vap} \cdot \vec{dS} \quad (4.16)$$

On obtient donc l'expression finale de l'estimation de la perte de masse du matériau dû à l'impact d'un flux d'énergie provenant du plasma :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{P_{vap}}{h_{vap}} \quad (4.17)$$

La perte de masse dépend donc de la pression de vaporisation ainsi que de l'enthalpie de vaporisation, préalablement obtenue grâce à la méthode de maximisation de production d'entropie (MEP).

Le principe de résolution de la prise en compte du phénomène d'ablation des parois en téflon est résumé figure 4.5, en explicitant dans un premier temps la méthode de détermination de la température et l'enthalpie de vaporisation, puis en exposant la résolution de chaque phase du modèle d'ablation du PTFE.

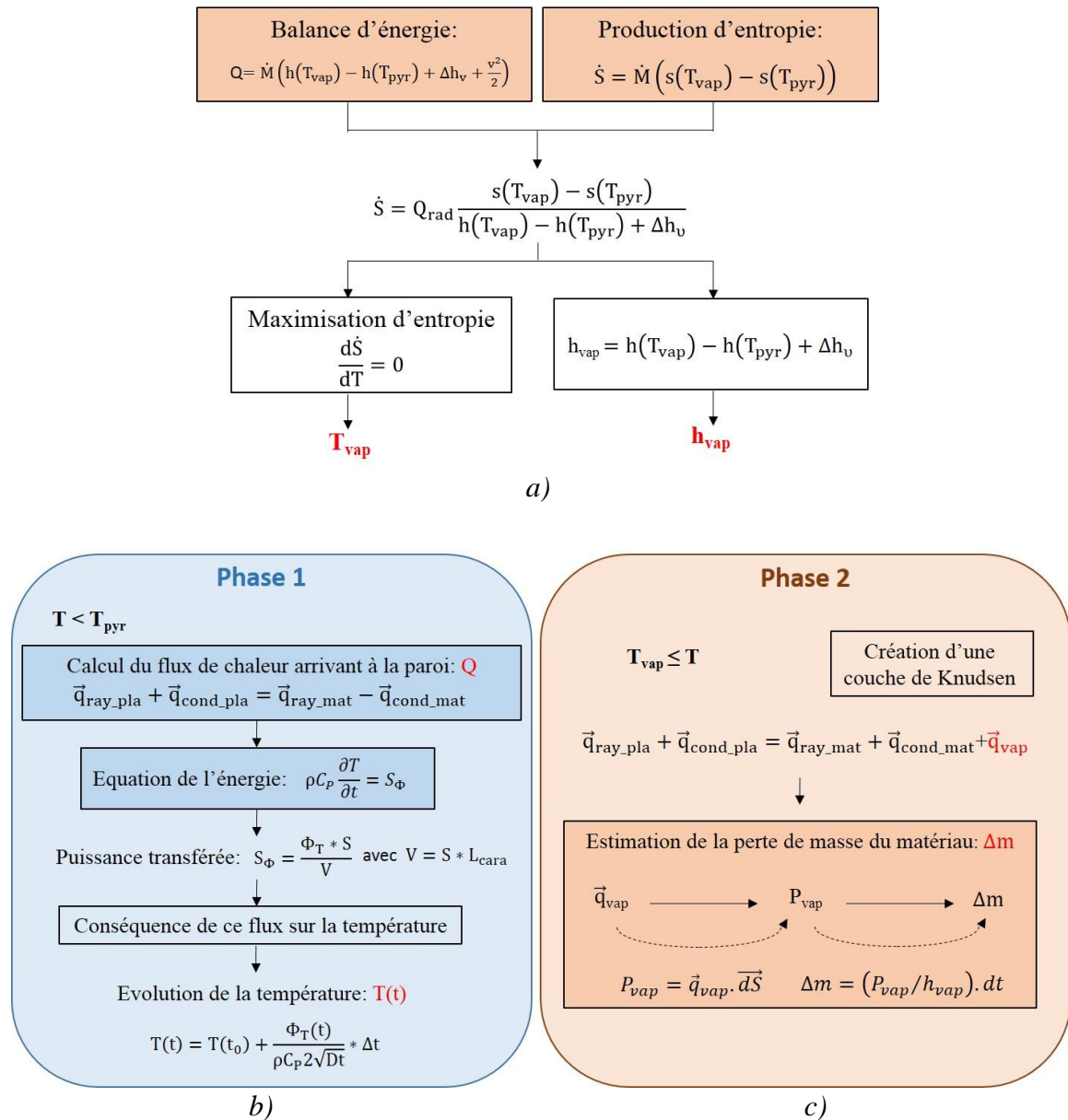


Figure 4.5: Schéma récapitulatif du modèle d'ablation des parois en téflon

a) Méthode MEP

b) Phase 1 du modèle d'ablation du PTFE

c) Phases 2 du modèle d'ablation du PTFE

Les résultats de ce modèle [Gon_03], ont démontré que l'ablation des parois en PTFE avait une influence majeure sur la montée en pression dans les volumes de chauffage. L'ablation des tuyères en téflon dans notre modèle est donc prise en considération à partir de l'approche de T. Christen [Chr_02]. Quant à l'ablation de l'électrode mobile, des modèles permettant d'appréhender ce phénomène, vont être présentés dans la suite de ce chapitre.

4.2 Ablation d'électrode : Modèle de Benilov

Le flux net d'énergie d'un plasma arrivant sur la surface d'une électrode, est régit par différents mécanismes impliqués dans la balance d'énergie à l'interface cathode/arc : le chauffage de la cathode par les ions arrivant du plasma, le refroidissement de celle-ci provoqué par l'émission d'électrons thermo émis de la cathode, et le refroidissement dû à la vaporisation du matériau. Ce dernier processus, peu étudié, fait l'objet des travaux de M. Benilov [Ben_09], basés sur l'analyse du flux net de vapeur à la surface de la cathode dans un gaz ambiant. Ce flux correspond aux particules vaporisées en direction du plasma auquel est retranché le flux de ces particules vaporisées retournant vers la surface.

A des instants très courts, les particules vaporisées n'ont en majorité pas encore subi de collision car elles se situent à des distances de la cathode inférieures au libre parcours moyen. Le phénomène de rétro diffusion des particules vaporisées est négligé pour ces instants. De ce fait, M. Benilov établit une distribution des particules vaporisées proche de la surface à partir de l'expression de la densité de flux de particules vaporisées quittant la surface, sans collision.

A des temps plus grands, les particules vaporisées se sont dispersées dans le volume à des distances supérieures au libre parcours moyen. Les particules entrent alors en collision avec les molécules du gaz ambiant, et donnent naissance au phénomène de rétro diffusion. Certaines particules vaporisées continueront à s'éloigner de la surface, alors que d'autres retourneront vers la surface de la cathode. A ces instants avancés, deux cas peuvent être distingués suivant la valeur de β , rapport de la pression de vapeur du métal P_v sur la pression du gaz ambiant P_∞ :

$$\beta = \frac{P_v}{P_\infty} \quad (4.18)$$

Ici, la pression de vaporisation correspond à la pression à laquelle le cuivre passe de l'état solide à l'état gazeux pour une température. Lorsque l'on étudie la vaporisation d'un matériau constitué d'un métal pur, alors celui-ci peut être caractérisé par la pression de vapeur saturante (cf. équation 4.19).

4.2.1 Cas $\beta < 1$ (soit $P_v < P_\infty$)

Le premier cas considéré se réfère aux instants où la pression de vaporisation est inférieure à la pression du gaz ambiant (ou que la température de surface de l'électrode est inférieure à la température de vaporisation), autrement dit que β est inférieure à l'unité. Dans ce cas, le modèle de M. Benilov permet de déterminer la fraction massique ω_m de vapeurs présentes à proximité de l'électrode. Cette fraction massique de cuivre ω_{Cu} (4.20), est obtenue après avoir déterminé la pression de vapeur saturante P_v à partir de la formule de Clausius Clapeyron (4.19) :

$$P_v = P_\infty \exp\left(\frac{L_v M_{Cu}}{N_a k_B} \cdot \left[\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_s}\right]\right) \quad (4.19)$$

$$\omega_{Cu} = \frac{M_{Cu}}{M_{Cu} + \left(1 - \frac{P_v}{P_\infty}\right) \cdot M_{pl}} \quad (4.20)$$

Où L_v est la chaleur latente de vaporisation du matériau, M_{Cu} la masse molaire de cuivre, k_B la constante de Boltzmann, N_a le nombre d'Avogadro et T_v , T_s correspondent respectivement à la température de vaporisation et de surface de l'électrode. M_{Cu} et M_{pl} sont les masses molaires du cuivre et du plasma.

Néanmoins, la détermination de la fraction massique de cuivre ne permet pas de connaître la quantité de vapeurs présente dans le plasma suite au processus d'évaporation. Il faut donc, pour cela, déterminer le taux de masse de cuivre ablatée (4.21). Ce taux est obtenue en faisant le produit du flux massique ablaté \vec{J}_m par l'aire A de la surface de l'électrode, avec dV le volume de la cellule.

$$\dot{m}_{abl} = \vec{J}_m \cdot \vec{A} = \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_m \cdot dV \quad (4.21)$$

L'expression du taux de masse ablatée, nécessite donc, de déterminer au préalable le flux massique ablaté \vec{J}_m . Il peut être obtenu à partir de l'équation de conservation de la fraction massique de cuivre (4.22) :

$$\frac{\partial \rho \omega_{Cu}}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{v} \omega_{Cu}) = \vec{\nabla}(\rho D \vec{\nabla} \omega_{Cu}) + S_{\omega_{Cu}} \quad (4.22)$$

Où ρ est la densité de masse du fluide et D le coefficient de diffusion déduit de l'équation: $\rho D = \eta$, avec η la viscosité. Sur un volume proche de la paroi, la production de vapeurs à la surface de l'électrode $\vec{\nabla} \omega_{Cu}$, peut être vue comme le terme source $S_{\omega_{Cu}}$. Si, de plus, les termes de convection et de diffusion dans l'expression (4.22) sont négligés devant la production, l'équation de conservation peut prendre la forme suivante (4.23) :

$$\frac{\partial \rho \omega_{Cu}}{\partial t} = \vec{\nabla} \omega_{Cu} \quad (4.23)$$

On peut alors estimer la divergence du flux (4.24) ainsi que le taux de masse ablatée (4.25) :

$$\vec{\nabla} \omega_{Cu} = \frac{\rho(\omega_{Cu}(t) - \omega_{Cu}(t - \Delta t))}{\Delta t} \quad (4.24)$$

$$\dot{m}_{abl} = \vec{\nabla} \omega_{Cu} \cdot dV = \frac{\rho(\omega_{Cu}(t) - \omega_{Cu}(t - \Delta t))}{\Delta t} \cdot dV \quad (4.25)$$

4.2.2 Cas $\beta > 1$ (soit $P_v > P_\infty$)

Lorsque la pression de vaporisation devient supérieure à la pression du gaz ambiant, ou que la température de surface dépasse la température de vaporisation du matériau, une couche de matériau ablaté se forme à proximité directe de l'électrode. Cette couche fine (de l'ordre du libre parcours moyen), appelée couche de Knudsen, présente des déséquilibres tels, qu'une approche cinétique devient indispensable pour décrire les phénomènes. Néanmoins, dans le but de s'affranchir de cette description cinétique complexe, M. Benilov utilise une approche simplifiée qui consiste à considérer les phénomènes aux bornes de cette couche, sans résoudre l'intégralité de celle-ci. Son modèle permet alors de déterminer la densité, la température et la vitesse à la sortie de la couche de Knudsen.

A la surface de l'électrode, M. Benilov fait l'hypothèse que les distributions de particules vaporisées, quels que soient leurs sens de déplacement, sont semi-maxwelliennes. Il s'appuie alors sur l'expression de la densité de flux de masse ablatée (4.26) déduite de la formule de Langmuir (Hertz-Knudsen) :

$$\vec{J}_{em} = \frac{P_v M_{Cu}}{\sqrt{2\pi k_B T_s}} \quad (4.26)$$

A partir de cette formule valable dans le vide, l'auteur propose d'estimer le flux net de masse ablatée à la surface \vec{J}_m en introduisant un paramètre α :

$$\vec{J}_m = \alpha \cdot \vec{J}_{em} \quad (4.27)$$

Pour lier les deux extrémités de la couche, des balances sont effectuées entre la surface de l'électrode et la sortie de la couche de Knudsen, et permettent d'obtenir l'équation suivante pour α :

$$\alpha = \frac{\sqrt{\pi(25\pi + 16\gamma\beta^2 + 48\gamma\beta - 64\gamma)} - \pi(2\beta + 3)}{\beta(4\gamma - \pi)} \quad (4.28)$$

γ est une constante égale à 5/2. De la même façon que le cas précédent, le taux de masse ablatée (4.29) peut alors être exprimée en fonction de l'aire de la surface A:

$$\dot{m}_{abl} = \vec{J}_m \cdot \vec{A} = \alpha \cdot \vec{J}_{em} \cdot \vec{A} \quad (4.29)$$

Ce modèle a été élaboré par M. Benilov [Ben_09], pour prendre en compte l'ablation des électrodes en cuivre pur, dans une configuration de disjoncteur haute tension. Néanmoins, celui-ci n'a pas été testé et appliqué aux études menées sur l'ablation d'électrodes constituées d'un mélange de métaux. Or, les disjoncteurs haute tension conçus par Siemens, et faisant l'objet de ces travaux de thèse, sont essentiellement composés d'électrodes constituées d'un mélange de cuivre et de tungstène. De ce fait, un autre modèle, pouvant être qualifié de « modèle analytique », approprié aux matériaux constitués de plusieurs métaux, est présenté ci-dessous.

4.3 Ablation d'électrode : Modèle analytique

C. J. Knight [Kni_01], H. Zhao [Zha_02] ou encore M. Benilov [Ben_09], ont étudié l'ablation d'électrode. Néanmoins, ces études ont été menées sur des électrodes composées d'un unique métal. Il a donc fallu adapter le modèle d'ablation pour une électrode constituée d'un assemblage de deux métaux, soit dans notre cas 20% massique de cuivre et 80% de tungstène. Cette information a toute son importance notamment lorsque l'on souhaite calculer la pression de vapeur saturante de chaque espèce ainsi que les flux massiques résultants.

Ce modèle issu des travaux d'I. Semenov [Sem_01] et adapté par P. Freton [Fre_02] pour le « cutène », est lui aussi divisé en deux régimes. On distingue dans un premier temps, un régime diffusif. Cela signifie que la température de surface de l'électrode est inférieure à sa température de vaporisation. Lorsque celle-ci devient supérieure, un régime d'ablation prend le relais. Durant la première phase, l'évaporation est donc gouvernée par des effets diffusifs, quant à la seconde, les effets convectifs sont prépondérants dans le processus d'évaporation.

En revanche, à la différence du modèle d'ablation des parois en PTFE, la valeur de la température de vaporisation n'est plus obtenue à partir d'une maximisation de production d'entropie. La résolution couplée de la formule de Clausius Clapeyron, des lois de Saha et Dalton ainsi que la neutralité électrique, nous permet de déterminer cette température de vaporisation ainsi que toutes les densités d'espèces. Cet algorithme de résolution va être détaillé ci-dessous.

4.3.1 Régime diffusif

Le régime diffusif se caractérise par: $T_s < T_{vap}$, où T_s est la température de la surface de l'électrode, et T_{vap} , la température de vaporisation.

Concernant l'électrode, nous connaissons sa constitution en cuivre et en tungstène, ainsi que sa température de surface. Les espèces présentes dans le plasma à proximité de l'électrode, à la pression P_∞ , sont elles aussi connues. A cet endroit, la température électronique est égale à la température du plasma, tandis que la température des particules

lourdes correspond à la température de surface de la cathode. Les paramètres d'entrées maintenant décrits, nous souhaitons, au travers ce modèle d'ablation, définir la température de vaporisation de l'électrode ainsi que la masse ablatée.

Nous pouvons aussi caractériser ce régime par : $P_v < P_\infty$, à partir de l'expression de la pression de vaporisation, donnée par la formule de Clausius Clapeyron (cf. équation 4.19). Cette expression ne concerne que les électrodes constituées d'un matériau pur. Or comme évoqué précédemment, le modèle d'ablation doit être adapté à une électrode constituée de différents métaux.

La première étape consiste à déterminer la pression de vaporisation à partir de la formule de Clausius Clapeyron (4.19) pour un matériau composé de plusieurs métaux:

$$P_{v,i} = \chi_i \cdot P_\infty \exp\left(\frac{L_{v,i} M_i}{N_a k_B} \cdot \left[\frac{1}{T_{v,i}} - \frac{1}{T_s}\right]\right) \quad (4.30)$$

Où $L_{v,i}$ correspond aux enthalpies de vaporisation de chaque métal du matériau, M_i , les masses molaires; et χ_i , les fractions volumiques dans l'électrode. L'indice « i » représente le cuivre (Cu) ou le tungstène (W).

Durant ce régime, le flux d'énergie arrivant du plasma chauffe l'électrode. Un processus de diffusion se met alors en place et devient responsable de l'ensemencement de vapeurs métalliques dans le plasma. Ces particules de métal sont éjectées de l'électrode et entrent en collision avec celles présentes dans le plasma.

Les vapeurs métalliques sont donc en équilibre avec le gaz plasmagène durant cette phase diffusive. La résolution couplée de l'équation (4.30) et des équations d'équilibre (lois de saha, loi de Dalton et neutralité électrique) forme un système permettant d'aboutir à la température de vaporisation recherchée.

La pression de vaporisation $P_{v,i}$ étant déterminée, la loi de Dalton (4.31) permet de déduire la densité totale de métal (espèce neutre, une ou deux fois ionisées) à partir des densités d'espèces :

$$P_{v,i} = (n_i + n_{i+} + n_{i++}) \cdot k_b \cdot T_s \quad (4.31)$$

$$N_i = (n_i + n_{i+} + n_{i++}) = \chi_i \cdot \frac{P_0}{k_b \cdot T_s} \cdot \exp\left(\frac{\lambda_i \cdot m_i}{k_b} \cdot \left[\frac{1}{T_{vap,i}} - \frac{1}{T_s}\right]\right)$$

Les lois de Saha (4.32) servent quant à elle à définir ces densités d'espèces à proximité de la surface. Les espèces en question, neutres, une ou deux fois ionisées, respectivement n_i , n_{i+} et n_{i++} , sont : celles du plasma d'argon, du cuivre et du tungstène.

$$\frac{n_e \cdot n_{i+}}{n_i} = \frac{2 \cdot Z_{i+}(T_s)}{Z_i(T_s)} \cdot \frac{(2 \cdot \pi \cdot k_b \cdot m_e \cdot T_e)^{3/2}}{h_p^3} \cdot \exp\left(\frac{-(E_{i+} - \Delta E_{i+})}{k_b \cdot T_e}\right) \quad (4.32)$$

Où h_p est la constante de Planck, Z_i est la fonction de partition, E_i l'énergie de formation, et ΔE_{i+} l'abaissement de l'énergie potentielle de l'espèce.

Pour boucler le système, une dernière équation permet de mettre directement en relation ces densités d'espèces : la neutralité électrique (4.33). On peut donc établir l'égalité suivante :

$$n_e = \sum_{i=pl,W,Cu} (n_i + 2 \cdot n_{i++}) \quad (4.33)$$

Ce système d'équations étant non linéaire, nous nous sommes appuyés sur la méthode de Newton-Raphson pour parvenir à le résoudre, toujours dans l'objectif final de déterminer la température de vaporisation. La connaissance des densités d'espèces déduites de cette résolution, nous permet de définir le pourcentage de vapeurs métalliques présentes dans le plasma à proximité de l'électrode (4.34) :

$$\gamma = \frac{\sum_{i=W,Cu} (n_i + n_{i+} + n_{i++})}{\sum_{i=pl,W,Cu} (n_i + n_{i+} + n_{i++})} \quad (4.34)$$

Le pourcentage d'espèces métalliques présentes dans le plasma est primordial dans le processus de détermination de la température de vaporisation. En effet, lorsque ce coefficient atteint la valeur de 1 cela signifie que le plasma est uniquement constitué de

vapeurs métalliques, que le matériau de l'électrode s'est donc érodé et que la température de vaporisation est atteinte. En traçant ce coefficient en fonction de la température de surface de l'électrode, nous pourrions remonter à la valeur de la température à cet instant, et définir alors celle-ci comme étant notre température de vaporisation. Néanmoins, comme en témoigne la figure 4.6, l'évolution du pourcentage de vapeurs métalliques dans le plasma est fonction de la température du plasma, c'est-à-dire de la température électronique. Ces résultats ont été obtenus à partir d'une cathode en cutène (20% cuivre, 80% tungstène), dont les données thermodynamiques de ces métaux figurent dans le tableau 4.1.

	Chaleur de vaporisation (kJ/kg)	Température d'ébullition (K)	Masse atomique (ua)
Cuivre	4043	2843	63,35
Tungstène	4562	5860	184,84

Tableau 4.1: Données thermodynamiques du cuivre et du tungstène

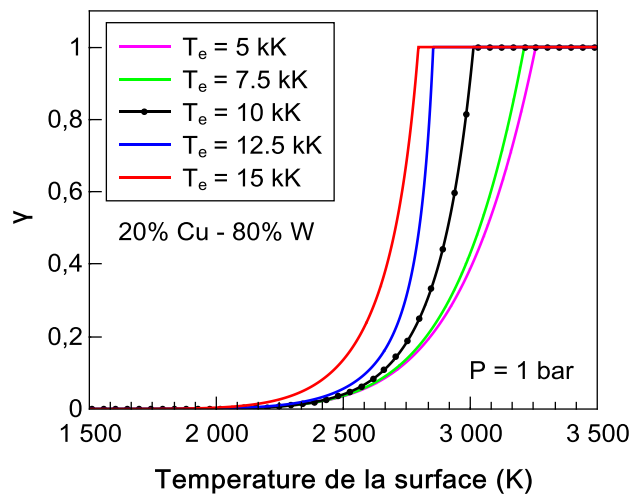


Figure 4.6: Evolution du pourcentage de vapeurs métalliques présentes dans le plasma à proximité de l'électrode

La proportion de vapeurs métalliques au voisinage de l'électrode mobile augmente avec la température de surface de l'électrode. Plus la surface est chauffée, plus elle est susceptible de s'ablater. Il est à noter que, lorsque la température du plasma (température électronique) est plus élevée, le coefficient γ atteint la valeur de 1 pour des températures de surface plus basses. Autrement dit, l'élévation de la température électronique permet

d'aboutir plus rapidement à un plasma 100% métallique. La valeur de la température de surface de l'électrode $T_{\gamma=1}$, sera d'autant plus petite que celle du plasma sera grande. Cette évolution est tracé figure 4.7.

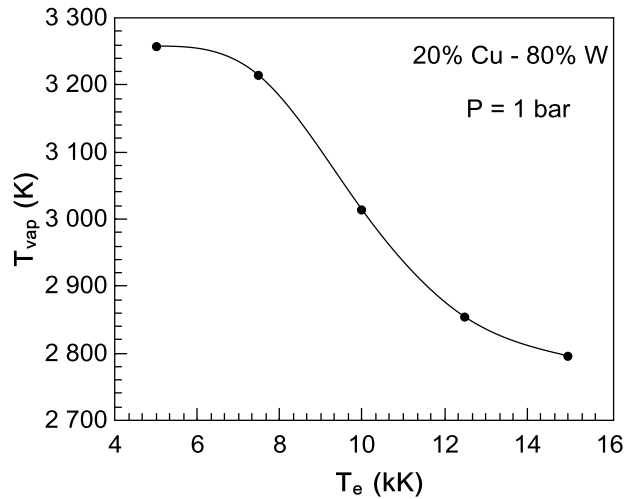


Figure 4.7: Evolution de la température de vaporisation du cutène en fonction de la température du plasma (soit la température électronique)

Il est à noter qu'une modification de la pression entraine aussi une variation de la température de vaporisation. En effet, l'expression de la pression statique s'écrit en fonction de la pression des particules lourdes, ainsi que celle des électrons :

$$P = n_e k_B T_e + \sum_{i=pl,W,Cu} P_h \quad (4.35)$$

Où n_e et T_e sont respectivement la densité et la température électronique, k_B est la constante de Boltzmann et P_h correspond à la pression des particules lourdes. Par conséquent, la pression partielle électronique (premier terme de la partie droite de l'équation) est fonction de la température électronique. Au vue de la dépendance de la température de vaporisation par rapport à la température électronique, la température de vaporisation sera aussi fonction de la pression. La figure 4.8 témoigne de cette observation.

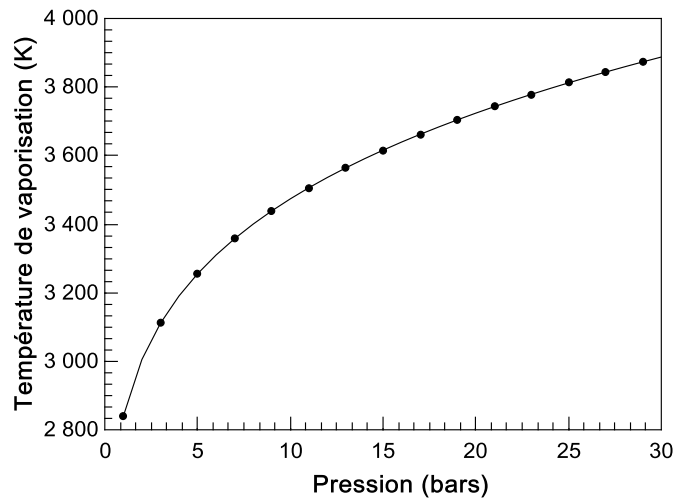


Figure 4.8: Evolution de la température de vaporisation du cutène en fonction de la pression

Avant même de traiter le régime ablatif, il est possible de déterminer à partir des masses molaires du cuivre M_{Cu} et du plasma M_{pla} , ainsi que de la pression de vaporisation (obtenue à partir de Clausius Clapeyron), la fraction massique de vapeurs de cuivre sur la surface de l'électrode (4.36). Seule la fraction de cuivre est calculée.

$$\omega_{Cu} = \frac{M_{Cu}}{M_{Cu} + \left(1 - \frac{P_{vap}}{P_0}\right) M_{Pla}} \quad (4.36)$$

Le flux d'énergie provenant du plasma et arrivant à la surface de l'électrode conduit à l'augmentation de la température de surface jusqu'à atteindre la température de vaporisation du matériau. A cet instant, les effets convectifs dominent alors les effets de diffusion.

4.3.2 Régime ablatif

Lorsque la pression de vaporisation du matériau devient supérieure à la pression du gaz ambiant, un processus d'évaporation prend le relais. Ce nouveau régime appelé « ablatif » se caractérise par la présence de vapeurs métalliques à proximité directe de l'électrode de l'ordre de quelques libre parcours moyen, mais celles-ci ne sont plus en équilibre translationnel avec le gaz, dû à un nombre trop important de particules qui entrent en collision avec les particules initialement présentes. Cette évaporation forme

ainsi une couche de Knudsen, hors d'équilibre. En revanche, à la sortie de cette couche, cet équilibre est rétabli. Le découpage spatial de la zone au voisinage de l'électrode, dû à l'ablation de l'électrode sous l'action du plasma est représenté sur la figure 4.9.

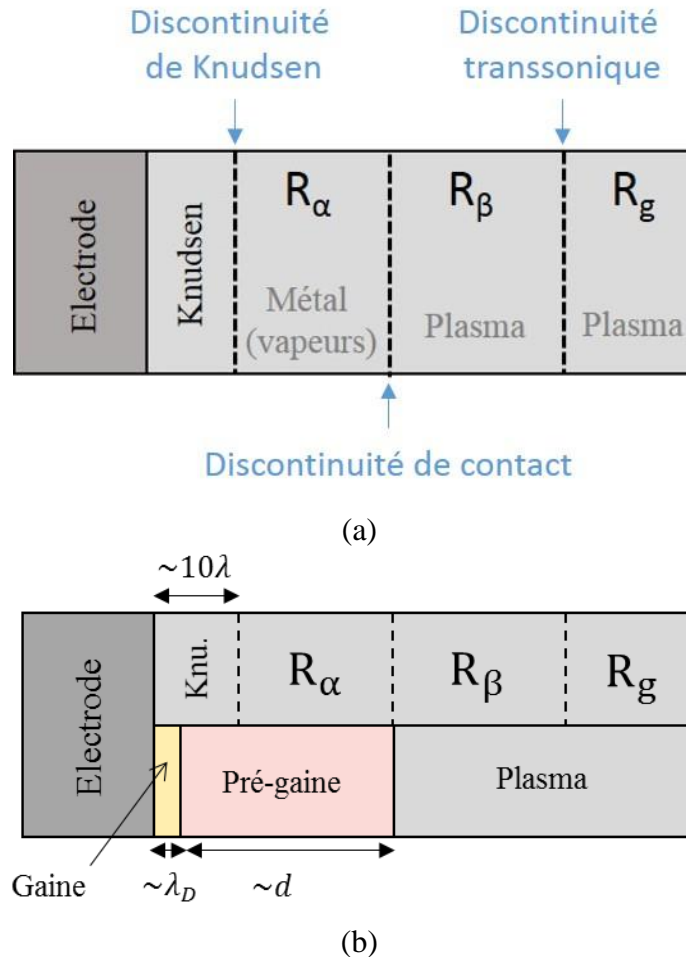


Figure 4.9: Découpage spatial de la zone à proximité de l'électrode dans notre régime ablatif du modèle d'érosion d'électrode

La structure de la zone à proximité de l'électrode, présentée figure 4.9 (a), a été proposée initialement par C. J. Knight [Kni_01]. Celle-ci a été reprise dans les travaux d'I. Semenov [Sem_01] dans lesquels il considère les caractéristiques de ces couches valables, uniquement pour des vitesses subsoniques.

Si nous devons superposer ces couches suite à l'ablation de l'électrode, avec les couches que nous considérons notamment dans notre modèle de cathode, nous obtiendrions la structure (b) représentée sur la figure 4.9.

Nous souhaitons déterminer les paramètres thermodynamiques: la température T_{knu} , la vitesse v_{knu} , la pression P_{knu} et la densité d'espèces métalliques $n_{i \text{ knu}}$ à la sortie de la couche de Knudsen. Pour ce faire, suivant l'état thermodynamique de chaque sous-couche, les équations d'équilibre ou hors d'équilibre seront résolues. L'objectif final étant d'estimer le flux total de métal ablaté de l'électrode.

4.3.2.1 Description des couches

La couche de Knudsen, adjacente à la surface de l'électrode, se forme dès lors que la température de surface de l'électrode dépasse la température de vaporisation du matériau. Les effets convectifs sont responsables de la présence de vapeurs métalliques dans cette couche, qui ne sont pas en équilibre avec le gaz. Dans le but de rétablir cet équilibre, les vapeurs vont se relaxer et mener à la structure des couches, présentée figure 4.9.

La couche R_α , positionnée juste après la couche de Knudsen correspond à une zone de vapeurs métalliques, mais à la pression P_α et différente de P_{knu} . Hormis la pression, les propriétés des flux sont identiques à celles de la couche de Knudsen. Il existe donc une région de forts gradients de pression entre ces deux couches. Nous assimilons alors cette interface, à une surface de discontinuité, que l'on nommera « discontinuité de Knudsen ».

La couche R_β , comprise entre la couche R_α et R_g , se compose du gaz ambiant (mélange $\text{SF}_6\text{-C}_2\text{F}_4\text{-Cu}$), à la pression P_β . Comme dit précédemment, la couche R_α , directement en contact avec R_β , est composée uniquement de vapeurs métalliques, par conséquent, il existe entre ces deux couches, une discontinuité de gaz. Les propriétés des flux sont quant à elles considérées uniformes. Cela signifie que la pression est identique à celle dans la couche R_α , d'où l'égalité $P_\alpha = P_\beta$, de même pour les températures et les vitesses.

Pour finir, la couche R_g , représente le plasma à la pression P_0 . Le gaz constituant cette couche est donc identique à la couche précédente, il n'y a donc pas ici de discontinuité de gaz. En revanche, les propriétés diffèrent entre ces couches. La pression P_0 est inférieure à la pression P_β , les températures et vitesses se verront aussi modifiées.

Une troisième discontinuité existe, témoignant ici d'une différence de propriétés entre les deux couches adjacentes, et assimilable à une onde de choc.

4.3.2.2 Détermination de la vitesse à la sortie de la couche de Knudsen

Les équations de Rankine-Hugoniot, provenant des équations de conservation, permettent d'établir un lien entre la densité, la température du gaz ou la vitesse, d'un côté et de l'autre du choc. La surface de discontinuité entre les couches R_β et R_g étant assimilée à une onde de choc, nous pouvons déterminer la vitesse v_β dans la région R_β à partir de ces équations de Rankine-Hugoniot (4.36) en se limitant au régime d'évaporation subsonique. De plus, H. W. Liepmann et A. Roshko [Lie_01] proposent de déterminer la vitesse à la sortie de la couche de Knudsen à partir de celle connue dans le plasma en corrélant cette application à une force exercée par un piston. Le mouvement d'un piston dans un fluide entraîne l'apparition d'une onde de choc. Il considère alors deux côtés de part et d'autre de l'onde de choc, et suppose qu'en connaissant la vitesse à l'extrémité du système, il est possible de remonter à la vitesse du piston.

$$v_\beta = \frac{c_{\text{pla}} \cdot \left(\frac{P_\beta}{P_0} - 1 \right)}{\gamma_{\text{pla}} \sqrt{1 + \left(\frac{P_\beta}{P_0} - 1 \right) \cdot \frac{\gamma_{\text{pla}} + 1}{2 \cdot \gamma_{\text{pla}}}}} \quad (4.37)$$

Le plasma est caractérisé par sa vitesse du son c_{pla} , par γ_{pla} , rapport de sa chaleur massique à pression constante sur sa chaleur massique à volume constant ($\gamma_{\text{pla}} = c_p/c_v$), ainsi que sa pression P_0 . Cette détermination de la vitesse dans la région R_β permet de déduire directement celle dans la région adjacente R_α , car seule une discontinuité de gaz les sépare. Par conséquent $v_\alpha = v_\beta$. La vitesse au niveau de l'interface entre la couche de Knudsen et la région R_α , est donc identique elle aussi à v_α .

Nous avons donc déterminé un premier paramètre au niveau de la discontinuité de Knudsen, la vitesse v_{knu} qui s'exprime de la façon suivante :

$$v_{\text{knu}} = v_{\beta} = \frac{c_{\text{pla}} \cdot \left(\frac{P_{\beta}}{P_0} - 1 \right)}{\gamma_{\text{pla}} \sqrt{1 + \left(\frac{P_{\beta}}{P_0} - 1 \right) \cdot \frac{\gamma_{\text{pla}} + 1}{2 \cdot \gamma_{\text{pla}}}}} \quad (4.38)$$

L'objectif principal de ce régime est de déterminer les propriétés à la sortie de la couche de Knudsen. La vitesse a été déduite des vitesses dans les couches adjacentes. En ce qui concerne les autres paramètres, la température, la pression et la densité d'espèces métalliques au niveau de cette interface, ils vont être obtenus à partir de la résolution des équations d'équilibre et hors d'équilibre.

4.3.2.3 Distributions de particules aux bornes de la couche de Knudsen

Lorsque l'on souhaite décrire un plasma, deux types d'approches peuvent être envisagés. L'approche fluide (ou hydrodynamique) considère les particules non pas individuellement, mais comme un ensemble de particules dont la vitesse est représentée par une distribution maxwellienne. La résolution des équations de Navier Stokes, basées sur les lois de conservation, permet de déterminer les paramètres thermodynamiques tels que la température ou la pression. En revanche, cette description fluide nécessite que le plasma soit à l'équilibre thermodynamique. Par conséquent, une seconde approche dite « cinétique » semble être l'alternative pour caractériser la couche de Knudsen, hors d'équilibre. Avec la théorie cinétique, la modélisation d'un plasma passe par la résolution de l'équation de Boltzmann, permettant de décrire l'évolution temporelle de la fonction de distribution d'une particule. Cette description cinétique est à envisager uniquement si le plasma considéré est hors d'équilibre. En effet, l'approche cinétique est plus élaborée que la théorie fluide, mais engendre néanmoins une complexité dans la résolution et une élévation du temps de calcul.

Par conséquent, hormis la couche de Knudsen hors d'équilibre, nécessitant la résolution des équations de la cinétique des gaz, les autres couches, R_{α} , R_{β} et R_g , sont résolues à partir des équations d'équilibre (Saha, Dalton, neutralité).

a) *Interface entre la couche de Knudsen et la couche R_α*

L'interface entre la couche de Knudsen et la couche R_α forme une discontinuité de gaz. Les particules dans la région R_α sont en équilibre, par conséquent nous pouvons supposer que la fonction de distribution des espèces métalliques est maxwellienne au niveau de cette interface. Une première fonction de distribution des particules est déterminée à la sortie de la couche de Knudsen de la façon suivante :

$$f_{i \text{ knu}} = N_{i \text{ knu}} \cdot (2\pi \cdot R_i \cdot T_{\text{knu}})^{1,5} \cdot \exp \left[-\frac{(\xi - v_{\text{knu}})^2 + \eta^2 + \zeta^2}{2 \cdot R_i \cdot T_{\text{knu}}} \right] \quad (4.39)$$

Avec :

ξ, η et ζ : Les composantes de la vitesse (ξ , composante normale à la surface)

$N_{i \text{ knu}}$: La densité totale de métal « i » à l'interface entre la couche de Knudsen et R_α .

$$R_i : R_i = \frac{k_b}{m_i}$$

b) *Interface entre l'électrode et la couche de Knudsen*

En revanche, à la surface de la cathode, la distribution des vitesses des particules éjectées est moins triviale. Elles ne se trouvent pas en équilibre, et certaines particules vont être rétrodiffusées vers l'électrode. Cette distribution va donc être divisée en deux parties, suivant le signe de la composante normale à la surface ξ :

Pour $\xi > 0$:

Lorsque la composante normale à la surface est positive, cela signifie que l'on considère les vapeurs métalliques dont la vitesse est dirigée vers la région R_α . La couche de Knudsen étant hors d'équilibre, le mouvement des particules métalliques à la surface de l'électrode, dirigé vers la région R_α , s'exprime par une distribution « semi-maxwellienne ».

Pour $\xi < 0$:

Lorsque la composante normale à la surface est négative, cela signifie que l'on considère les vapeurs métalliques rétrodiffusées vers la surface de l'électrode. Il est difficile d'exprimer la vitesse de ces particules rétrodiffusées. Par conséquent, nous considérons en première approximation que cette fonction de distribution est proportionnelle à celle calculée précédemment à la sortie de la couche de Knudsen.

A l'interface entre l'électrode et la couche de Knudsen, la fonction de distribution est la suivante :

$$\xi > 0: f_{i\ sur} = N_{i\ sur} \cdot (2\pi \cdot R_i \cdot T_{sur}) \cdot \exp \left[-\frac{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}{2 \cdot R_i \cdot T_{sur}} \right] \quad (4.40)$$

$$\xi < 0: f_{i\ sur} = \beta f_{i\ knu}$$

Ces fonctions de distributions aux bornes de la couche de Knudsen sont représentées figure 4.10 :

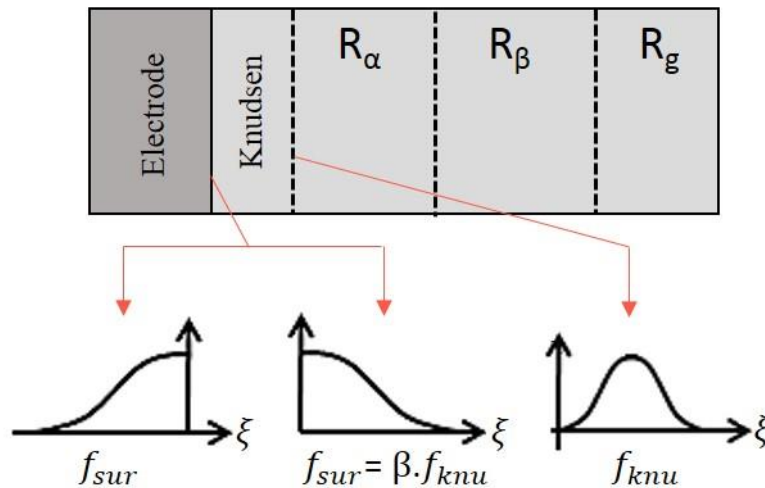


Figure 4.10: Représentation des fonctions de distribution aux bornes de la couche de Knudsen

4.3.2.4 Résolution des équations

a) Dans la couche de Knudsen

L'état hors équilibre de cette région, nous contraint de résoudre l'équation de Boltzmann. A l'interface entre cette couche et la région R_a , nous pouvons résoudre les équations de conservation de la masse (4.40), des moments (4.41) et de l'énergie (4.42) avec e_{int} , l'énergie interne.

$$\text{flux massique} = \int \xi \cdot f \cdot dV \text{ avec } dV = d\xi \cdot d\eta \cdot d\zeta \quad (4.41)$$

$$\text{flux de quantité de mouvement} = \int \xi^2 \cdot f \cdot dV \quad (4.42)$$

$$\text{flux d'énergie} = \int \left[\frac{1}{2} \cdot (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) + e_{int} \right] \xi \cdot f \cdot dV \quad (4.43)$$

Ces équations doivent en revanche tenir compte de l'existence des deux métaux constituant l'électrode, c'est-à-dire le cuivre et le tungstène. Les équations prennent alors les formes suivantes :

- Conservation de la masse :

$$2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \left(\frac{N_{i \text{ knu}}}{N_{i \text{ sur}}} \right) \cdot \left(\frac{v_{\text{knu}}}{\sqrt{R_i \cdot T_{\text{knu}}}} \right) = \sqrt{\frac{T_{\text{sur}}}{T_{\text{knu}}}} + \delta \cdot \left(\frac{N_{i \text{ knu}}}{N_{i \text{ sur}}} \right) \cdot \varphi \left(\frac{v_{\text{knu}}}{\sqrt{R_i \cdot T_{\text{knu}}}} \right) \quad (4.44)$$

En posant : $x_i = \frac{N_{i \text{ knu}}}{N_{i \text{ sur}}}$, $s_i = \frac{v_{\text{knu}}}{\sqrt{R_i \cdot T_{\text{knu}}}}$, $z_i = x_i \cdot \delta$, $y = \sqrt{\frac{T_{\text{sur}}}{T_{\text{knu}}}}$, on obtient une expression simplifiée de la conservation de la masse pour chaque métal « i » :

$$2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot x_i \cdot s_i = y + z_i \cdot \varphi(s_i) \quad (4.45)$$

Avec :

$$\varphi(x) = -e^{(-x^2)} - x \cdot \sqrt{\pi} \cdot \text{erf}(x) + x \cdot \sqrt{\pi} \quad (4.46)$$

▪ Conservation de la quantité de mouvement :

De la même façon, en posant : $\bar{m} = \frac{m_1}{m_2}$, $\bar{\rho} = \frac{N_{2\text{sur}}}{N_{1\text{sur}}}$, l'équation de conservation des moments devient:

$$\begin{aligned} x_1 \cdot \left(s_1^2 + \frac{1}{2} \right) + x_2 \cdot \bar{\rho} \cdot \left(s_1^2 + \frac{\bar{m}}{2} \right) \\ = \frac{1}{4} \cdot y^2 \cdot (1 + \bar{\rho} \cdot \bar{m}) + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \cdot z_1 \cdot \psi(s_1) + \frac{\bar{\rho} \cdot \bar{m}}{2\sqrt{\pi}} \cdot z_1 \cdot \psi(s_1) \end{aligned} \quad (4.47)$$

Avec :

$$\psi(x) = -x \cdot e^{(-x^2)} - x^2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \text{erf}(x) - \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\pi} \cdot \text{erf}(x) + x^2 \cdot \sqrt{\pi} + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\pi} \quad (4.48)$$

▪ Conservation de l'énergie :

Pour finir, l'équation de conservation de l'énergie prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{x_1}{2} \cdot \left(s_1^3 + \frac{5}{2} s_1 \right) + \frac{x_2}{2} \cdot \bar{\rho} \cdot \left(s_1^3 + \frac{5}{2} s_1 \right) \\ = \frac{y^3}{2\sqrt{\pi}} \cdot \left(1 + \bar{\rho} \cdot \bar{m}^{3/2} \right) - \frac{1}{8\sqrt{\pi}} \cdot z_1 \cdot \theta(s_1) - \frac{\bar{\rho} \cdot \bar{m}^{3/2}}{8\sqrt{\pi}} \cdot z_2 \cdot \theta(s_2) \end{aligned} \quad (4.49)$$

Avec :

$$\begin{aligned} \theta(x) = 2x^2 \cdot e^{(-x^2)} + 2x^3 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \text{erf}(x) + 5x \cdot \sqrt{\pi} \cdot \text{erf}(x) + 4 \cdot e^{(-x^2)} \\ - 5x \cdot \sqrt{\pi} - 2x^3 \cdot \sqrt{\pi} \end{aligned} \quad (4.50)$$

Une dernière équation, basée sur l'expression de s_i , permet de déterminer s_2 en fonction de s_1 :

$$s_2 = \frac{V_{knu}}{\sqrt{R_2 \cdot T_{knu}}} = s_1 \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \quad (4.51)$$

La couche de Knudsen témoigne d'un déséquilibre. Néanmoins, dès lors que l'on sort de cette couche, autrement dit à l'interface entre la couche de Knudsen et la couche R_α , l'équilibre est atteint, et le milieu se compose uniquement de vapeurs métalliques. La partie suivante est consacrée à la résolution des équations au niveau de cette discontinuité de Knudsen.

b) Au niveau de la discontinuité de Knudsen

La discontinuité de Knudsen est en équilibre, tout autant que la couche R_α . Nous pouvons donc utiliser et résoudre les équations correspondantes à cet état d'équilibre au niveau de cette interface: les équations de Dalton (4.31), de Saha (4.32) et la neutralité électrique (4.33).

La résolution couplée de ces équations, formant ici aussi un système non linéaire, permet d'obtenir à partir de la méthode de Newton Raphson, les paramètres de sorties suivants : T_{knu} , P_{knu} , β et toutes les densités d'espèces. En s'appuyant sur l'équation de conservation de la masse (4.43), on peut alors déduire le flux massique de vapeurs métalliques entrant dans le plasma, qui n'est autre que la somme de chaque flux massique métallique Φ_i (un pour le cuivre, un autre pour le tungstène) :

$$\Phi_i = N_{i \text{ knu}} \cdot m_i \cdot v_{\text{knu}} \quad (4.52)$$

De la même façon que pour le modèle de M. Benilov, un schéma récapitulatif est représenté figures 4.11 et 4.12 et permet de mieux comprendre la résolution du modèle analytique dans son ensemble à partir des deux régimes diffusif et ablatif.

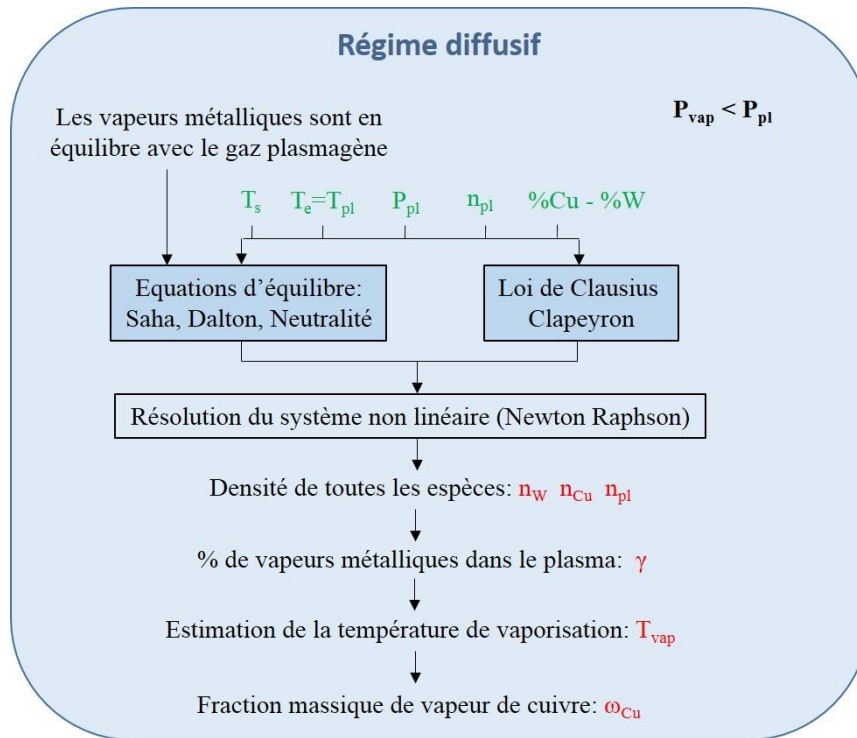


Figure 4.11: Schéma récapitulatif du régime de diffusion du modèle analytique d'érosion d'électrode

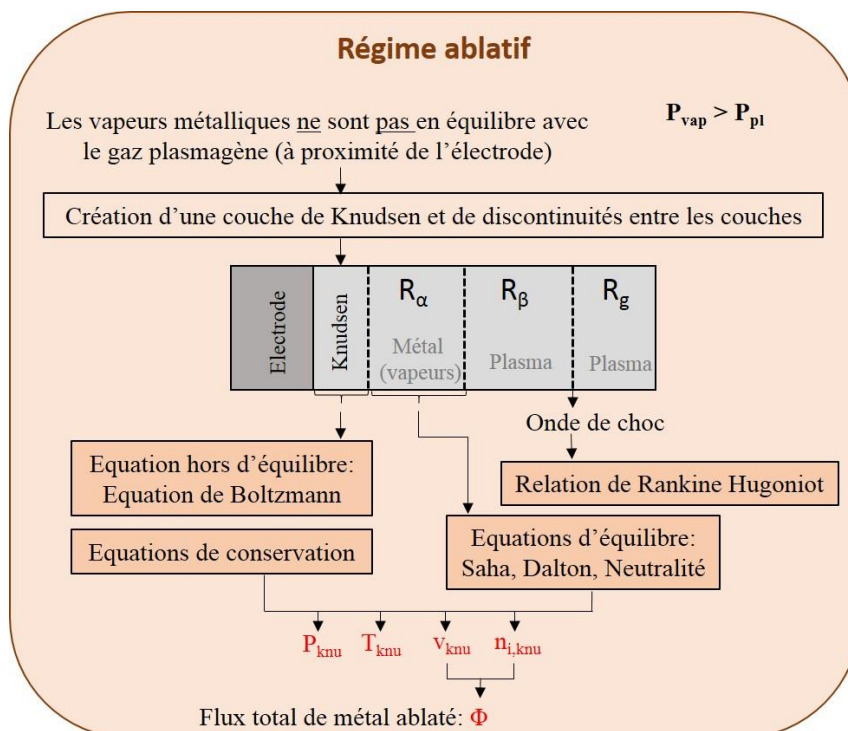


Figure 4.12: Schéma récapitulatif du régime d'ablation du modèle analytique d'érosion d'électrode

4.4 Choix du modèle d'ablation d'électrode

Les chapitres 4 et 5 sont consacrés à l'analyse de l'influence des vapeurs métalliques au sein du plasma dans un disjoncteur haute tension. Nous souhaitons implémenter dans notre simulation, un modèle permettant de tenir compte de l'ablation de l'électrode mobile. Dans un premier temps, nous considérerons une électrode constituée en cuivre pur, pour analyser l'impact de ces vapeurs. Dans un second temps, pour se rapprocher de la configuration réelle des disjoncteurs confectionnés par Siemens, nous étudierons l'influence des vapeurs issues de l'érosion d'électrode composée d'un assemblage de cuivre et de tungstène. Afin de déterminer quel sera le modèle d'ablation de l'électrode le plus adapté à nos recherches, nous avons souhaité comparer les résultats obtenus à partir des deux modèles présentés ci-dessus : le modèle de M. Benilov dans le cas d'électrode en cuivre pur et le modèle analytique dans le cas d'électrode en cuivre pur et en cuivre/tungstène (20% de cuivre et 80% de tungstène).

Pour réaliser cette comparaison, nous nous sommes appuyés sur un modèle 1D, en fixant la pression P à 1 bar et la température du plasma à 5 000 K. Le paramètre γ_{pla} (dans l'expression (4.37) de la vitesse à la sortie de la couche de Knudsen, v_{knu}) est déterminé à partir de l'expression suivante :

$$\gamma_{\text{pla}} = \frac{C_p}{C_p - R} \quad (4.53)$$

$$\text{avec } R = \frac{P}{\rho * T} \quad (4.54)$$

En supposant que le plasma est entièrement métallique à proximité de l'électrode, les propriétés C_p et ρ correspondent respectivement à la chaleur spécifique et la densité volumique des vapeurs de cuivre. L'évolution du paramètre γ_{pla} en fonction de la température est tracée sur la figure 4.13.

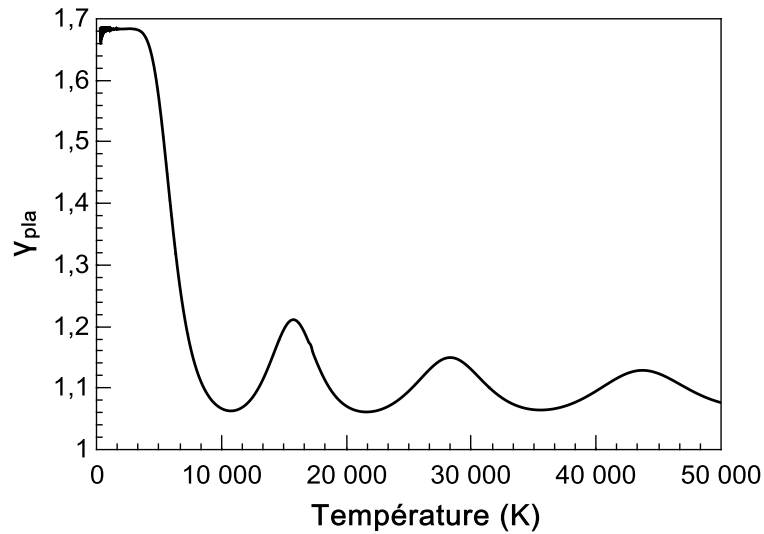


Figure 4.13: Evolution de γ_{pla} en fonction de la température

A partir de ces différents paramètres, une comparaison entre les modèles d'ablation peut être effectuée. La figure 4.14, représente l'évolution du flux massique de cuivre ablaté en fonction de la température de surface de l'électrode, pour différents modèles (Analytique ou Benilov) et suivant différentes compositions d'électrode.

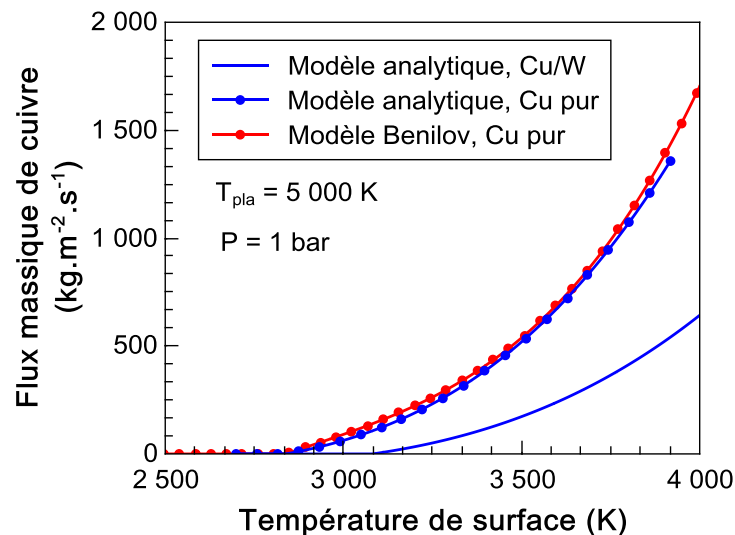


Figure 4.14: Comparaison du flux massique de cuivre en fonction de la température de surface de l'électrode, pour différents modèles d'ablation
Avec symbole : cuivre pur, sans symbole : cuivre/tungstène

Lorsque l'on considère une électrode en cuivre pur, les flux massiques de cuivre obtenus à partir des deux modèles d'ablation, sont semblables. En revanche, des différences sont remarquées lorsque l'on compare le flux massique de cuivre en considérant une électrode en cuivre pur ou en cuivre/tungstène à partir du modèle analytique. Le flux massique de cuivre ablaté dépend donc fortement de la composition de l'électrode. Afin d'envisager éventuellement d'utiliser le modèle de M. Benilov pour une électrode constituée d'un assemblage de deux métaux, une modification est apportée à l'expression de la pression de vaporisation dans le modèle d'ablation classique de M. Benilov. De la même façon que dans le modèle analytique, la pression de vaporisation initiale (4.53) va alors prendre une nouvelle forme (4.54) en introduisant le facteur « χ_i » pour tenir compte de la proportion de chaque métal. Celui-ci correspond à la fraction volumique de l'espèce i .

$$P_{\text{vap}} = P_0 \cdot \exp\left(\frac{L_v M}{N_a k_B} \cdot \left[\frac{1}{T_{\text{vap}}} - \frac{1}{T_s}\right]\right) \quad (4.55)$$

$$P_{v,i} = \chi_i \cdot P_0 \cdot \exp\left(\frac{L_{v,i} M_i}{N_a k_B} \cdot \left[\frac{1}{T_{\text{vap},i}} - \frac{1}{T_s}\right]\right) \quad (4.56)$$

Une seconde comparaison est réalisée entre le modèle de M. Benilov, le modèle analytique, et le modèle de M. Benilov modifié. Elle est illustrée sur la figure 4.15.

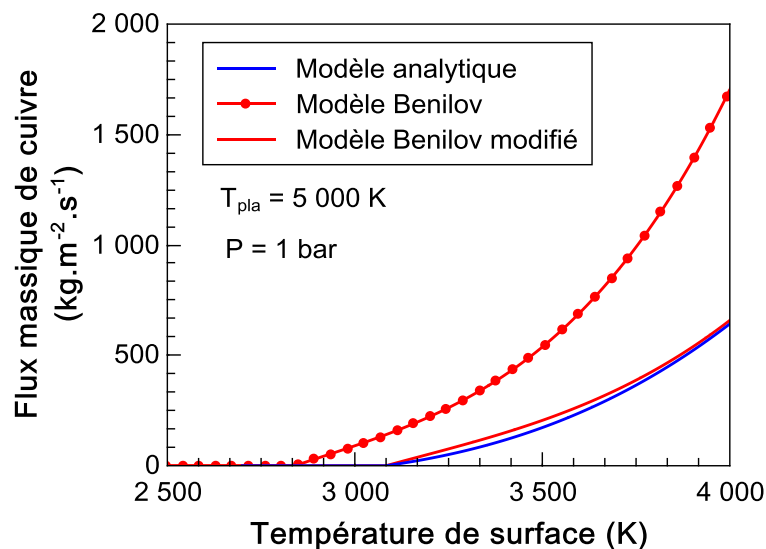


Figure 4.15: Comparaison du flux massique de cuivre en fonction de la température de surface de l'électrode, pour différents modèles d'ablation
Avec symbole : cuivre pur, sans symbole : cuivre/tungstène

On constate que les résultats obtenus à partir du « modèle de M. Benilov modifié » sont en bon accord avec les résultats obtenus à partir du modèle analytique dans le cas d'électrode en cuivre/tungstène. De ce fait, en modifiant uniquement l'expression de la pression de vaporisation, autrement dit en ajoutant la fraction volumique des métaux dans cette expression, il est possible de modéliser l'ablation d'électrode constituée de deux métaux, à partir du modèle de M. Benilov.

L'influence de la pression et de la température du plasma sur l'évolution du flux massique de cuivre est représentée figures 4.16 et 4.17, à partir du modèle analytique, en considérant des électrodes constituées de 20% de cuivre et 80% de tungstène.

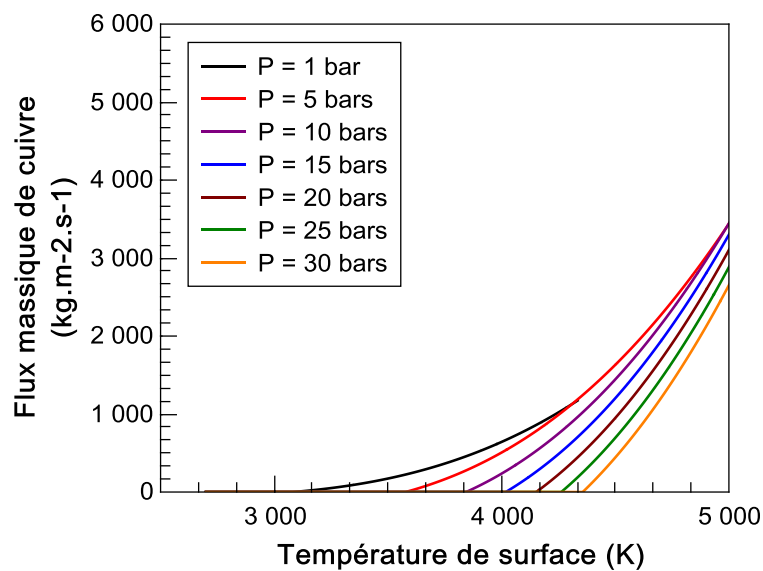


Figure 4.16: Comparaison du flux massique de cuivre en fonction de la température de surface de l'électrode, pour différentes pressions

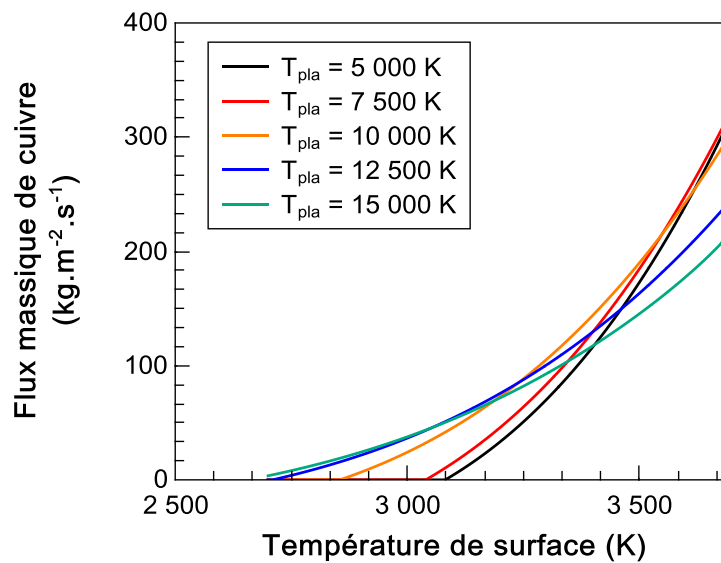


Figure 4.17: Comparaison du flux massique de cuivre en fonction de la température de surface de l'électrode, pour différentes températures de plasma, à $P = 1 \text{ bar}$

Les figures 4.16 et 4.17 témoignent de la forte dépendance du flux massique de cuivre par rapport à la pression et la température du plasma. En effet, on constate figure 4.17, que lorsque la pression du milieu augmente, le flux de masse de cuivre ablaté apparaît à des températures de surface de l'électrode plus basses. L'évolution reste tout de même semblable. De la même façon, lorsque la température du plasma augmente, des vapeurs de cuivre sont remarquées dans le plasma, à des températures de surface inférieures. De plus, l'évolution en fonction de la température de surface est modifiée lorsque la température du plasma s'élève.

Cette analyse, nous permet donc de nous orienter, dans la suite de nos travaux, vers l'utilisation du modèle de M. Benilov modifié, car celui-ci est moins contraignant à mettre en place et permettra de considérer tous nos cas d'étude avec le même modèle d'ablation : ablation d'électrode en cuivre pur et ablation d'électrode en cuivre/tungstène. Cette étude a permis de mettre en évidence les nombreux facteurs influant sur le flux massique de cuivre mis en jeu lors de l'ablation d'électrode dans les disjoncteurs haute tension.

4.5 Conclusion du chapitre 4

Un modèle d'ablation des parois en téflon, basé sur le principe de maximisation de production d'entropie, est utilisé dans notre étude théorique. Dans les travaux de T. Christen [Chr_02], ce principe MEP est présenté comme étant une bonne alternative pour traiter les phénomènes d'ablation des tuyères dans les disjoncteurs.

L'ablation de l'électrode mobile était quant à elle, jusqu'alors, ignorée dans notre modélisation des plasmas thermiques dans les disjoncteurs. Pour implémenter cet aspect, nous avons présenté dans ce chapitre, deux modèles susceptibles d'être utilisés pour traiter l'ablation du contact électrique. Un premier, élaboré par M. Benilov [Ben_09], permet de déterminer le flux net de masse ablatée, et la masse totale perdue par l'électrode. En revanche, la théorie présentée, considère une électrode constituée d'un unique métal. Un second modèle a donc été exposé dans ce chapitre, pour décrire cette ablation tout en considérant une électrode constituée de plusieurs métaux. Néanmoins, au vu de la complexité de celui-ci, nous avons souhaité modifier le précédent modèle de M. Benilov pour l'adapter à une configuration d'électrode Cu/W. Pour ce faire, une nouvelle expression de la pression de vaporisation est énoncée en tenant compte de la fraction massique des différentes espèces qui composent l'électrode.

La comparaison, effectuée dans ce chapitre pour une électrode Cu/W, témoigne d'une bonne similitude entre les résultats obtenus à partir du modèle de M. Benilov adapté et ceux obtenus avec le modèle « analytique » complexe, conçu pour ce type d'électrode.

En conclusion, l'ablation de l'électrode mobile supérieure est prise maintenant en considération dans notre modélisation des plasmas thermiques au sein des disjoncteurs haute tension, au travers du modèle d'ablation de M. Benilov, adapté et testé.

Chapitre 5

Simulation et Résultats

Les propriétés du plasma sont modifiées en présence de vapeurs métalliques comme le dénote la littérature par des travaux expérimentaux [Ter_01][Raz_01] et théoriques [Gon_02][Lag_01]. Certaines de ces recherches ont été menées dans une configuration d'arc transféré dans de l'argon avec une anode en cuivre pur [Raz_01] ou en fer [Gon_02]. Ces études révèlent une augmentation de la conductivité électrique et des pertes radiatives, provoquant un refroidissement de l'arc. Une étude expérimentale [Tep_01] a été menée concernant l'ablation d'électrode en Cu/W dans un HVCB à auto-soufflage contenant du SF₆, avec un courant de 45 kA RMS et un temps d'arc de 17ms. Cette étude met en évidence l'impact de l'érosion sur la durée de vie du disjoncteur.

L'influence des vapeurs métalliques sur les propriétés d'un arc électrique, et l'incidence que celles-ci peuvent avoir sur la durée de vie d'un disjoncteur haute tension sont donc connues. En revanche, peu d'éléments existent à propos des conséquences de la présence des vapeurs sur le fonctionnement d'un disjoncteur haute tension. Nous souhaitons avec cette étude améliorer la compréhension du comportement du HVCB en présence de ces vapeurs. Dans un premier temps, nous exposerons les méthodes employées pour déterminer les propriétés de l'assemblage cuivre/tungstène, en nous appuyant sur les travaux réalisés par R. M. German [Ger_01]. Puis, à partir du modèle d'ablation d'électrode, mis en place dans le chapitre précédent, nous exposerons les résultats obtenus avec et sans prise en compte de l'ablation de l'électrode mobile, constituée de différents métaux. Finalement après une confrontation avec des données expérimentales nous concluons sur l'influence de la prise en compte des vapeurs métalliques dans le HVCB, issues de l'ablation de l'électrode mobile supérieure.

5.1 Assemblage Cu/W

Pour obtenir les propriétés du matériau couramment utilisé dans les configurations de disjoncteurs, autrement dit, l'assemblage cuivre/tungstène, nous nous sommes basés sur les propriétés de ces deux métaux purs en phase solide et liquide. Les données nécessaires sont donc : les densités volumiques de masse du cuivre pur et du tungstène pur, ρ_{Cu} et ρ_W , les capacités calorifiques, $C_{p_{Cu}}$ et C_{p_W} , et les conductivités thermiques et électriques des métaux purs, respectivement, κ_{Cu} , κ_W , σ_{Cu} et σ_W . Ces données de base sont fonction de la température dans une gamme allant de 300 K à 5 875 K.

5.1.1 Détermination de la fraction volumique

Nous considérons dans notre étude que l'électrode mobile est constituée de 20% de cuivre et 80% de tungstène (pourcentage massique). La fraction massique de cuivre, notée ω_{Cu} , s'exprime de la façon suivante :

$$\omega_{Cu} = \frac{m_{Cu}}{m_{Cu} + m_W} = 0.2 \quad (5.1)$$

Où m_{Cu} et m_W sont les masses respectives du cuivre et du tungstène. La relation liant la masse m au volume V , avec ρ la densité volumique, s'écrit (5.2),:

$$m = \rho V \quad (5.2)$$

En substituant l'équation (5.2) dans l'équation (5.1), et en négligeant la dilatation du matériau, il est possible de déterminer la fraction volumique de cuivre χ_{Cu} en fonction de la fraction massique de cuivre ω_{Cu} :

$$\chi_{Cu} = \frac{\omega_{Cu}}{\omega_{Cu} + \left(\frac{\rho_{Cu}}{\rho_W}\right) * (1 - \omega_{Cu})} \quad (5.3)$$

En posant $\omega_{Cu} = 0.2$, la fraction volumique de cuivre, dépendante des densités de cuivre et de tungstène, s'écrit alors:

$$\chi_{\text{Cu}} = \frac{0.2}{0.2 + \left(\frac{\rho_{\text{Cu}}}{\rho_{\text{W}}}\right) * 0.8} \quad (5.4)$$

5.1.2 Détermination des propriétés Cu/W

La fraction volumique de cuivre étant maintenant définie, nous pouvons exprimer la densité volumique ρ_{tot} de l'assemblage Cu/W :

$$\rho_{\text{tot}} = \chi_{\text{Cu}} * \rho_{\text{Cu}} + (1 - \chi_{\text{Cu}}) * \rho_{\text{W}} \quad (5.5)$$

De la même façon, il est possible de définir la chaleur spécifique $C_{p_{\text{tot}}}$ du matériau constitué de cuivre et de tungstène :

$$C_{p_{\text{tot}}} = \chi_{\text{Cu}} * C_{p_{\text{Cu}}} + (1 - \chi_{\text{Cu}}) * C_{p_{\text{W}}} \quad (5.6)$$

En revanche, les calculs des conductivités thermique et électrique se complexifient. Pour les déterminer, nous nous sommes appuyés sur les travaux de R. M. German [Ger_01] qui assimilent le matériau en une juxtaposition de cellules composites élémentaires. Une cellule est illustrée figure 5.2, à partir de la structure du matériau fritté, représentée figure 5.1.

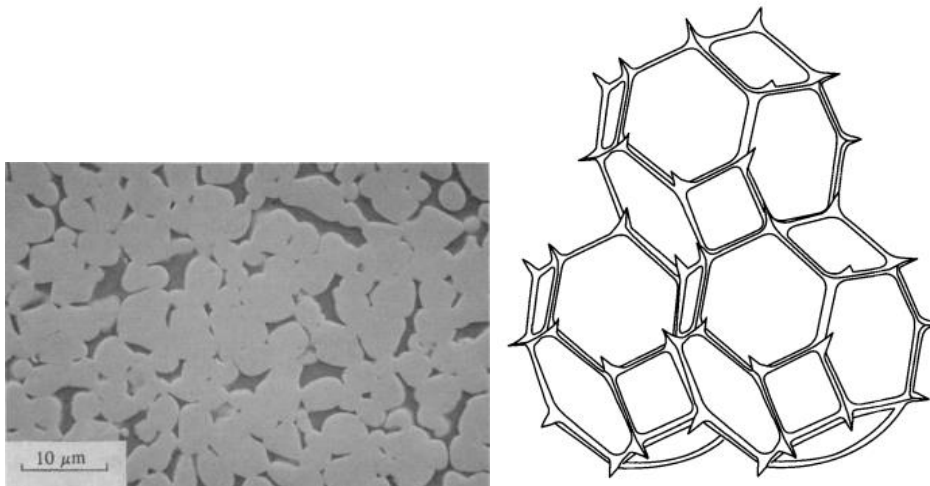


Figure 5.1: Structure des cellules Cu/W suite au frittage [Ger_01]

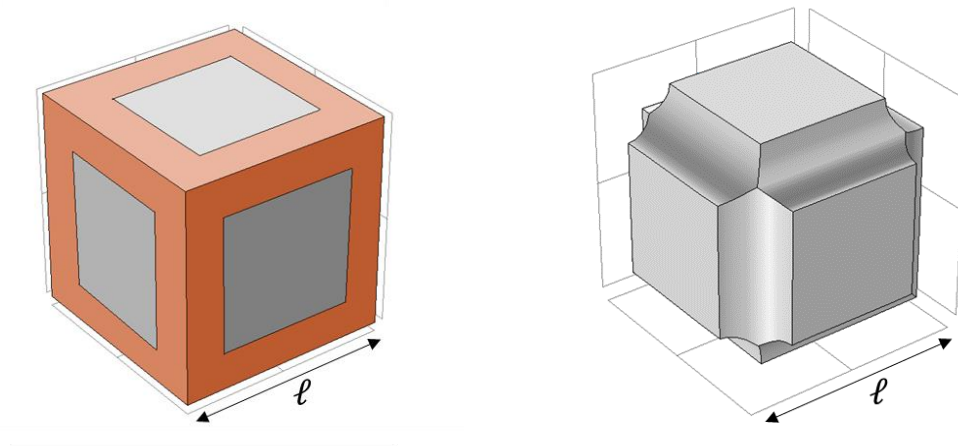


Figure 5.2: Représentation géométrique d'une cellule de calcul Cu/W,
Partie gauche : La zone de tungstène en gris et de cuivre en orangée
Partie droite : uniquement la zone de tungstène

La cellule se compose dans la partie centrale de tungstène, repéré par la couleur grise, et de cuivre aux extrémités (zone orangée). Le cube de côté « l » est considéré comme unitaire. Pour définir les différentes aires des métaux constituant le matériau, des coupes sont présentées (cf. figures 5.3, 5.4 et 5.5).

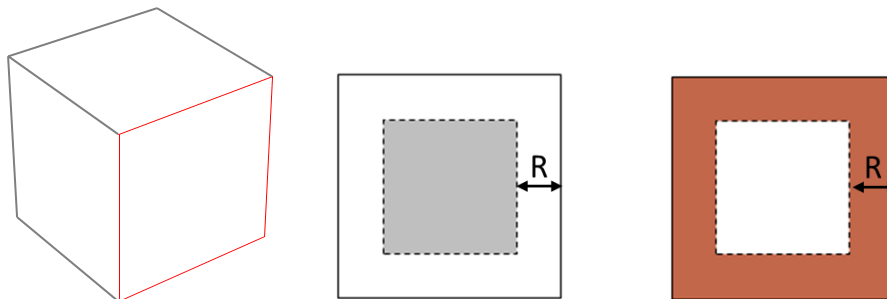


Figure 5.3: Coupe sur la face extérieure de la cellule, en gris l'aire du tungstène, en orangée celle du cuivre

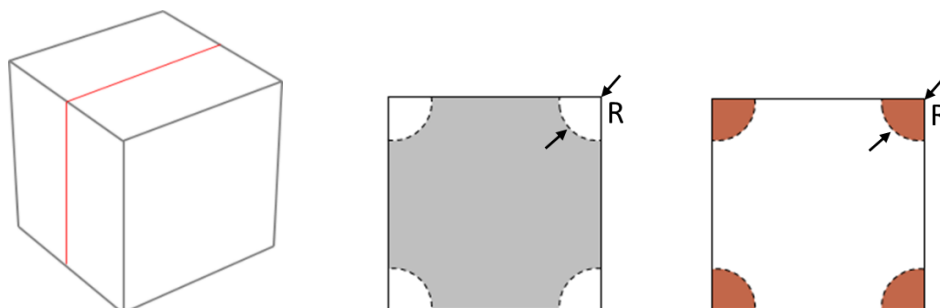


Figure 5.4: Coupe dans la partie centrale de la cellule, en gris l'aire du tungstène, en orangée celle du cuivre

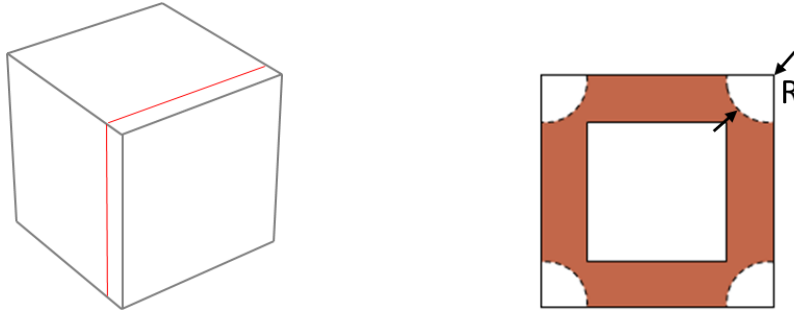


Figure 5.5: Coupe à proximité de la face extérieure, en orangée l'aire du cuivre A_L

Sur la figure 5.3, les aires de tungstène A_W (en gris) et de cuivre A_{Cu} (en orangée) correspondantes à la face extérieure, peuvent être définies en fonction du paramètre R , représenté sur les figures :

$$A_W = (1 - 2R)^2 \quad (5.7)$$

$$A_{Cu} = 1 - (1 - 2R)^2 = 4R(1 - R) \quad (5.8)$$

De la même façon, les aires du cuivre et du tungstène obtenues pour une coupe effectuée dans la partie centrale du cube (cf. figure 5.4), sont les suivantes :

$$A_W = 1 - \pi R^2 \quad (5.9)$$

$$A_{Cu} = \pi R^2 \quad (5.10)$$

Pour finir, l'aire des couches de cuivre à proximité de la face extérieure est définie comme suit :

$$A_L = 4R(1 - R) - \pi R^2 \quad (5.11)$$

Le paramètre R (facteur géométrique) est quant à lui obtenu à partir d'une régression non linéaire des moindres carrés [Ger_01], et dépend de la fraction volumique de cuivre, définie précédemment :

$$R = 0.0113 + 1.58\chi_{Cu} + 1.83\chi_{Cu}^{3/2} + 1.06\chi_{Cu}^3 \quad (5.12)$$

A partir de la structure de la cellule, des différentes aires définies et de l'expression de R , la conductivité thermique κ_{tot} du composite Cu/W peut être déduite. Nous avons étendu cette démarche pour le calcul de la conductivité électrique σ_{tot} :

$$\kappa_{\text{tot}} = A_{\text{Cu}} * \kappa_{\text{Cu}} + (1 - 2R)^2 * \kappa_{\text{W}} + \frac{\kappa_{\text{Cu}} * \kappa_{\text{W}} * A_{\text{L}}}{1.5R * \kappa_{\text{W}} + (1 - 1.5R) * \kappa_{\text{Cu}}} \quad (5.13)$$

$$\sigma_{\text{tot}} = A_{\text{Cu}} * \sigma_{\text{Cu}} + (1 - 2R)^2 * \sigma_{\text{W}} + \frac{\sigma_{\text{Cu}} * \sigma_{\text{W}} * A_{\text{L}}}{1.5R * \kappa_{\text{W}} + (1 - 1.5R) * \kappa_{\text{Cu}}} \quad (5.14)$$

Avec $A_{\text{Cu}} = 1 - A_{\text{W}}$, $A_{\text{W}} = 1 - \pi R^2$, $A_{\text{L}} = 4R(1 - R) - \pi R^2$, et R définie par l'équation (5.12).

La détermination des propriétés du « cutène », formé par l'assemblage de cuivre et de tungstène, permettra de considérer la bonne propagation de la chaleur au sein du matériau. La température de surface obtenue permettra alors de déterminer l'ablation d'électrode Cu/W. L'ablation du contact électrique, dépendante de la nature du matériau le constituant, va donc être modifiée. Toutefois, que l'électrode soit en cuivre pur ou en cuivre/tungstène, seules les vapeurs de cuivre seront considérées dans le milieu plasmagène (cf. chapitre 4).

La suite de ce chapitre est consacrée à l'analyse de la présence de vapeurs métalliques au sein du plasma, dues à l'ablation d'électrode en cuivre pur et en cutène.

5.2 Simulation

Le modèle développé est basé sur le logiciel Fluent qui utilise la méthode des volumes finis. Celui-ci propose une description 2D du plasma transitoire turbulent en s'appuyant sur la géométrie complexe du disjoncteur, prenant en compte le mouvement de l'électrode supérieure et de la valve. Ce modèle, présenté en détails dans le chapitre 2, se base sur le modèle « κ - ϵ réalisable » pour traiter les phénomènes de turbulence. L'ablation des parois en téflon est traitée au travers du modèle de T. Christen [Chr_01]. La modélisation du plasma thermique créé par l'arc électrique au sein du disjoncteur, est divisée en différentes zones. Des modèles d'électrode (anode et cathode) ont été implémentés pour considérer les zones de déséquilibres à proximité de l'électrode mobile. Concernant le rayonnement, le modèle hybride, combinant à la fois l'utilisation des modèles P1 et DOM, a été employé. Celui-ci convient parfaitement à l'étude du plasma

dans les disjoncteurs haute tension, lorsque l'ablation de l'électrode n'est pas prise en compte. Cependant, les propriétés du plasma vont être modifiées par la présence de vapeurs métalliques. De ce fait, les bandes considérées comme optiquement épaisses précédemment, ne le sont plus en présence de vapeurs métalliques et ne peuvent donc plus être traitées à partir du modèle P1. En présence de vapeurs métalliques le rayonnement ne sera plus déterminé à partir de la méthode « hybride » et l'ensemble des bandes sera traité par la méthode DOM.

Les modifications apportées au modèle, outre les nouvelles propriétés du mélange cuivre/tungstène et le modèle de rayonnement, pour tenir compte de l'ablation de l'électrode mobile sont présentées ci-dessous :

○ Le modèle d'ablation

Le modèle d'ablation choisi pour prendre en compte l'érosion d'électrode et l'ensemencement du plasma en vapeurs métalliques est le modèle de Benilov, auquel une modification a été apportée à l'expression de la pression de vaporisation :

$$P_{v,Cu} = \chi_{Cu} \cdot P_0 \cdot \exp\left(\frac{L_{vCu} M_{Cu}}{N_a k_B} \cdot \left[\frac{1}{T_{vap}} - \frac{1}{T_s}\right]\right) \quad (5.15)$$

Le paramètre χ_{Cu} correspond à la fraction volumique de cuivre au sein de l'électrode, lorsqu'un assemblage de cuivre et de tungstène est considéré comme matériau constituant l'électrode. T_{vap} est la température de vaporisation du mélange cuivre/tungstène et vaut $T_{vap,Cu/W} = 2\,843\text{ K}$, T_s étant la température de surface de l'électrode.

○ Enthalpie des particules de cuivre

L'ablation de l'électrode mobile dans les disjoncteurs haute tension, conduit à l'apparition de vapeurs métalliques dans le plasma. Néanmoins, en considérant qu'elles sont évaporées à la température de vaporisation du cuivre, ces particules se trouvent à des températures bien plus froides que le milieu plasmagène. Il s'avère qu'étant injectées proche de l'électrode, on peut considérer qu'elles sont chauffées par collision avec les particules lourdes et les électrons dans les pré-gaines cathodiques et anodiques. Pour la cathode, un terme source S_{abl} (5.16) est donc ajouté

au bilan d'énergie à l'interface gaine/pré gaine (cf. chapitre 2, équation 2.33), pour tenir compte de l'énergie cédée par les électrons aux vapeurs métalliques pour les amener à la température du plasma de la pré-gaine.

$$S_{abl} = [h_{moy} - h(T_{vap})] * \Phi_{vap} \quad (5.16)$$

Où h_{moy} est l'enthalpie moyenne des espèces dans la pré-gaine et $h(T_{vap})$ est l'enthalpie qu'elles avaient en sortant du matériau.

La zone anodique n'est en revanche pas modélisée aussi finement, par conséquent nous avons fait le choix de modifier directement le flux d'énergie dû à l'évaporation Φ_{evap} à la surface de l'électrode.

$$\Phi_{evap} = [\mathcal{L}_{mat} + h(T_{pla}) - h(T_{vap})] \Phi_{vap} \quad (5.17)$$

Où $h(T_{pla})$ correspond à l'enthalpie du plasma proche anode, que possèdent maintenant les vapeurs injectées dans cette zone, et $h(T_{vap})$ est l'enthalpie qu'elles avaient en sortant à la surface du matériau.

○ Vapeurs à $T < T_{vap}$

Afin de rendre le modèle le plus physique possible, nous avons souhaité supprimer les vapeurs de cuivre présentes dans l'enceinte du disjoncteur à des températures inférieures à celle de vaporisation du cuivre. Pour cela, des modifications ont été apportées aux équations de la masse et de l'énergie. Un premier terme source S_m a alors été ajouté à l'équation de la masse pour retirer ces vapeurs qui étaient à basse température.

$$S_m = - \frac{\alpha * \omega_{Cu} * \rho}{\Delta t} \quad (5.18)$$

Avec ω_{Cu} et ρ respectivement la fraction massique et la densité de masse du plasma. Le paramètre α est défini numériquement pour créer une relaxation suivant la température T des vapeurs :

- Si $T > T_{\text{vap}}$: $\alpha=0$, les vapeurs se trouvent effectivement à une température supérieure à celle de la température de vaporisation du cuivre, par conséquent elles ne sont pas supprimées,
- Si $T_{\text{vap}} - 300 < T < T_{\text{vap}}$: $0 < \alpha < 1$, α suit une loi linéaire au prorata de la température T ,
- Si $T < T_{\text{vap}}$: $\alpha=1$, la masse de ces vapeurs est entièrement déduite de l'équation de la masse.

De la même façon, l'énergie que possédaient ces vapeurs, doit être enlevée au travers d'un terme source dans l'équation de l'énergie. L'hypothèse réalisée est que le cuivre repasse en phase solide directement à 300 K et ne participe plus aux équations fluides et électriques. Le terme source S_h de l'équation

$$S_h = h_{\text{vap}} * \Phi_{\text{vap}} - [h(T) - h(T_{300})] * S_m \quad (5.19)$$

Cette prise en considération engendre l'apparition du second terme de la partie droite de l'équation 5.19. Celui-ci est calculé à partir de l'enthalpie des vapeurs se trouvant à une température T inférieure à la température de vaporisation du cuivre T_{vap} , à laquelle est retranchée l'enthalpie qu'elles auront à 300 K. S_m s'apparente à la masse des vapeurs de cuivre supprimées (cf. équation 5.18).

A partir de ce modèle, nous avons souhaité analyser l'influence de la présence de vapeurs métalliques. Nous avons simulé différents cas : le premier, (CAS 1) s'apparente à l'étude du plasma au sein du disjoncteur, sans prendre en compte le phénomène d'ablation de l'électrode mobile. Le second, (CAS 2) prend en compte l'ablation d'électrode constituée uniquement de cuivre pur. Un troisième cas, (CAS 3) est étudié pour traiter l'ablation d'électrode, en injectant l'énergie injectée dans le CAS 1:

CAS 1 : SF₆-C₂F₄, électrode en Cu, $E_{\text{CAS 1}}$

CAS 2 : SF₆-C₂F₄-Cu, électrode en Cu, $E_{\text{CAS 2}}$

CAS 3 : SF₆-C₂F₄-Cu, électrode en Cu, $E_{\text{CAS 1}}$

5.3 Résultats

5.3.1 Prise en compte de l'ensemencement de vapeurs métalliques

La mise en place d'un modèle d'ablation au niveau de l'électrode supérieure, dont la théorie a été présentée dans les chapitres précédents, permet de prendre en considération les vapeurs métalliques issues de l'érosion du matériau. Nous allons maintenant pouvoir déterminer les conséquences de cet ensemencement en vapeurs.

La présence des vapeurs métalliques modifie les propriétés du plasma. Il a été montré dans les travaux de la littérature [Ess_01][Gon_02][Raz_01], sur d'autres types de configurations, que les pertes radiatives sont considérablement augmentées en présence de vapeurs métalliques dans le plasma, ce qui engendre un abaissement de sa température.

La suite de cette section est donc consacrée à la mise en place du modèle d'ablation proposé par Benilov, repris dans le chapitre précédent (cf. partie 4.2 chapitre 4), afin d'analyser les conséquences liées à l'ablation de l'électrode.

Dans un premier temps, nous nous sommes basés sur la géométrie simplifiée du disjoncteur, présentée dans le chapitre 2 (section 2.1.2). Le courant appliqué s'apparente à une demi-alternance du courant sur 10 ms, avec un courant RMS de 5 kA. La pression de remplissage initiale est de 1 bar. Une étude paramétrique sera effectuée afin de voir l'influence de ces deux critères initialement choisis.

L'électrode est considérée comme étant une cathode en cuivre pur. Une étude relative à l'influence de la nature de cette électrode sera réalisée afin de s'approcher de la configuration réelle des disjoncteurs. En effet, les disjoncteurs haute tension conçus par Siemens sont principalement constitués d'électrodes composites, assemblage de cuivre et de tungstène. Les banques de données radiatives sont des banques réduites limitées à 16 bars, ce qui est bien suffisant dans le cadre de cette étude paramétrique. Les banques complètes (1-100 bars) mises à disposition dans le cadre du projet, ne sont arrivées que plus tardivement et seront utilisées dans le cadre de la géométrie réelle.

5.3.2 Influence du cuivre sur le comportement de l'arc

5.3.2.1 Ablation du cuivre

Dans un premier temps, nous avons souhaité analyser l'ensemencement du plasma en vapeurs métalliques. Sur la figure 5.6, est représentée la masse totale de cuivre ablatée au cours d'une simulation.

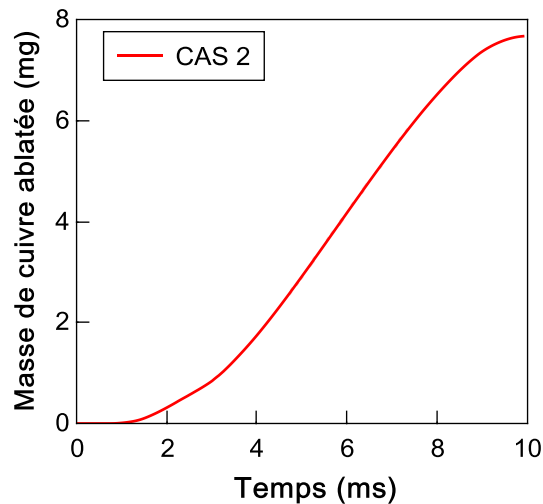


Figure 5.6: Masse totale de cuivre ablatée au cours d'une simulation en considérant l'ablation de l'électrode mobile (CASE 2)

On constate que la quantité de masse de cuivre ablatée totale avoisine 8mg. Nous nous sommes maintenant intéressés à la fraction volumique de cuivre présente dans le plasma. Sur la figure 5.7 sont présentés les champs de vapeurs de cuivre obtenus à fort courant, soit à 5ms. De la même façon, la figure 5.8 donne les résultats de la simulation obtenus au zéro du courant (à $t=10\text{ms}$). Ces figures permettent de visualiser le champ de cuivre dans le cas 2 (représenté en bas), avec vapeurs métalliques.

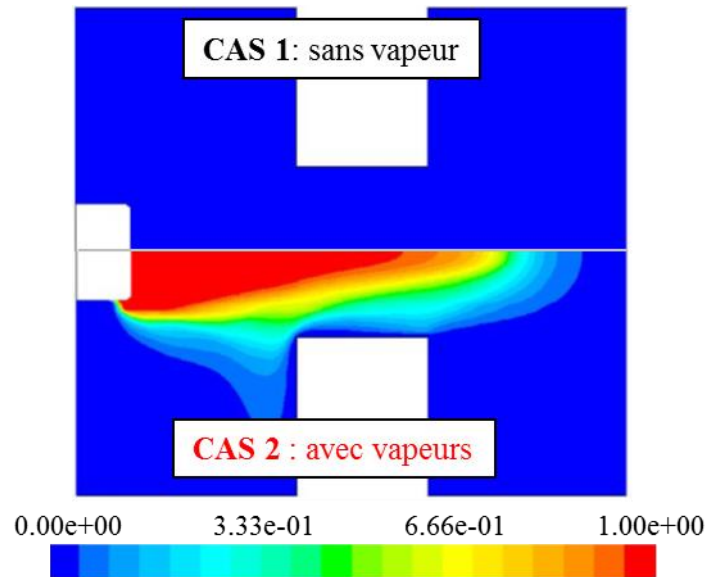


Figure 5.7: Champs de cuivre à $t=5\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)

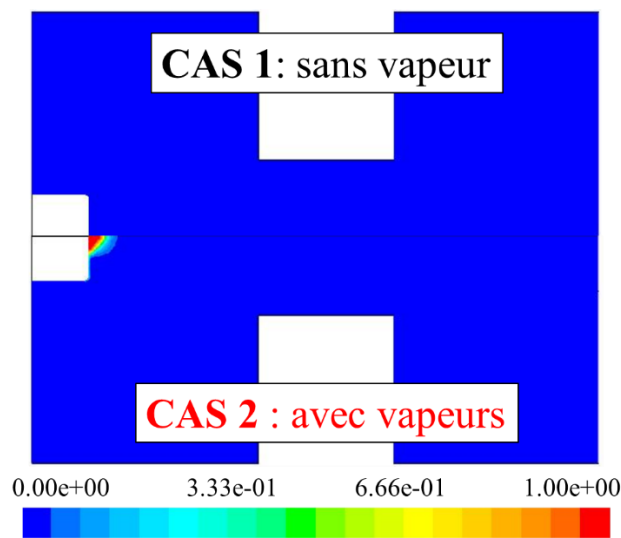


Figure 5.8: Champs de cuivre à $t=10\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)

A fort courant (figure 5.7), le plasma peut être assimilé à un milieu purement métallique. On constate en revanche, que la présence de vapeurs diminue fortement à bas courant (figure 5.8). Différents paramètres, tels que la température de l'arc, son accrochage sur l'électrode ainsi que l'ablation du cuivre et des parois en PTFE vont être analysés afin de déterminer l'influence de cette présence de vapeurs métalliques.

5.3.2.2 Influence du cuivre sur la température de l'arc

Nous avons souhaité analyser l'influence de la présence des vapeurs métalliques sur le comportement de l'arc électrique. Les figures 5.9 et 5.10 permettent de comparer les champs de température obtenus à fort courant : 5ms en présence (CAS 2) ou non (CAS 1) de vapeurs métalliques pour une gamme de température comprise entre 5 kK et 22 kK.

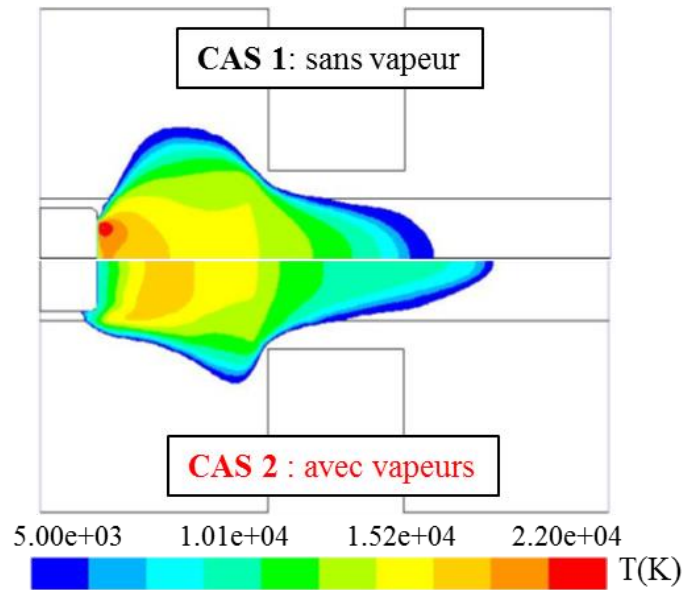


Figure 5.9: Champs de température en Kelvin à $t=5\text{ms}$, sans vapeur de cuivre (CAS 1) et avec présence de vapeurs métalliques (Cas 2)

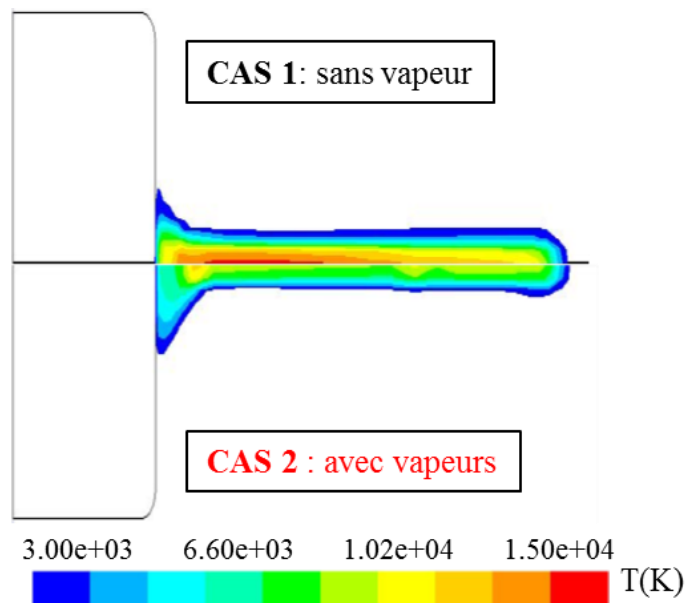


Figure 5.10: Champs de température en Kelvin à $t=10\text{ms}$, sans vapeur de cuivre (CAS 1) et en présence de vapeurs métalliques (CAS 2)

A fort courant (figure 5.9), on constate un refroidissement du plasma à proximité de l'électrode en présence de vapeurs métalliques (CAS 2). Ce refroidissement du plasma est dû à la quantité importante de vapeurs métalliques issues de l'électrode à des températures plus froides que celles du plasma et qui progressivement vont être amenées à la température du milieu. Ainsi, un refroidissement est remarqué à proximité de l'électrode due à l'énergie cédée par le plasma aux vapeurs métalliques pour les chauffer et les amener à la température du milieu.

On constate que la taille d'accrochage de l'arc sur l'électrode en présence de vapeurs métalliques, est différente de celle obtenue sans la prise en considération de l'ablation de l'électrode. Cette observation nous conforte dans l'idée qu'il était important d'implémenter des modèles d'électrode afin de s'abstenir de la définition d'un profil de densité de courant auparavant appliqué à la surface de l'électrode, afin d'avoir une auto-détermination de la taille d'accrochage de l'arc.

Pour comprendre cette variation de la taille d'accrochage de l'arc en présence de vapeurs métalliques, nous avons choisi de représenter les conductivités électriques du plasma le long de l'électrode (cf. figure 5.11).

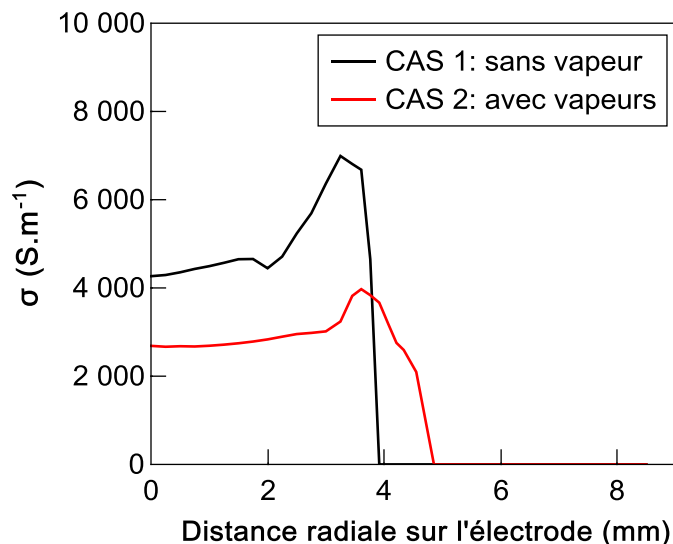


Figure 5.11: Conductivité électrique à la surface de l'électrode, à $t=5ms$, sans (CAS 1) et avec vapeurs métalliques (CAS 2)

On constate sur la figure 5.11, que la conductivité électrique en présence de vapeurs métalliques (CAS 2) est nettement inférieure à celle relevée sans la prise en

compte de l'ablation de l'électrode (CAS 1). Nous aurions pu penser que celle-ci serait augmentée par la présence des vapeurs métalliques. Néanmoins, nous avons observé précédemment que ces vapeurs engendraient une forte diminution de la température à proximité de l'électrode. Cette diminution de conductivité électrique en présence de vapeurs est responsable d'un étalement de l'accrochage de l'arc sur l'électrode afin de permettre le passage de courant de l'électrode au plasma. En effet, nous pouvons remarquer sur les figures 5.9 et 5.11, que l'accrochage de l'arc est plus étendu lorsque l'on tient compte de l'ablation de l'électrode.

Après avoir déterminé l'influence des vapeurs métalliques sur le comportement de l'arc électrique, nous avons souhaité connaître quelles pouvaient être les conséquences de leur présence sur l'ablation des parois en PTFE.

5.3.2.3 Influence du cuivre sur l'ablation des parois en PTFE

La quantité de masse de PTFE ablatée joue un rôle fondamental sur la montée en pression dans les volumes de chauffage du disjoncteur. Cette montée en pression est significative de la qualité du soufflage de l'arc pour parvenir à son extinction. De ce fait, nous avons comparé, figure 5.12, la masse totale de PTFE ablatée au cours d'une simulation avec et sans présence de vapeurs métalliques au sein de l'arc.

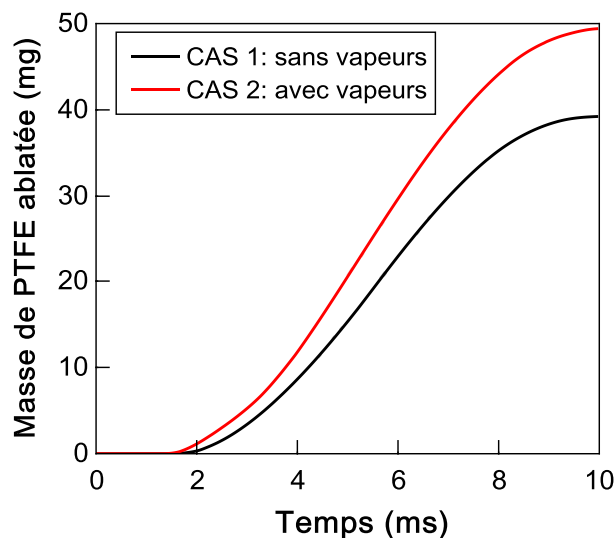


Figure 5.12: Masse totale de PTFE ablatée, sans vapeurs métalliques (CAS 1) et avec vapeurs de cuivre (CAS 2)

Les résultats obtenus, figure 5.12, à partir du « CAS 1 » sans vapeurs métalliques témoignent d'une quantité de PTFE totale ablatée, au cours d'une simulation, qui avoisine 40 mg. Une augmentation de la quantité de masse de PTFE ablatée est observée, en présence de vapeurs de cuivre, avec une masse calculée ablatée de 50 mg.

Pour comprendre cette hausse de masse de PTFE ablatée, nous avons tracé, figure 5.13, les différentes contributions du flux d'énergie en provenance du plasma, arrivant à la paroi en PTFE. En trait plein est représentée la contribution par rayonnement et avec les symboles, le flux d'énergie par conduction arrivant à la paroi.

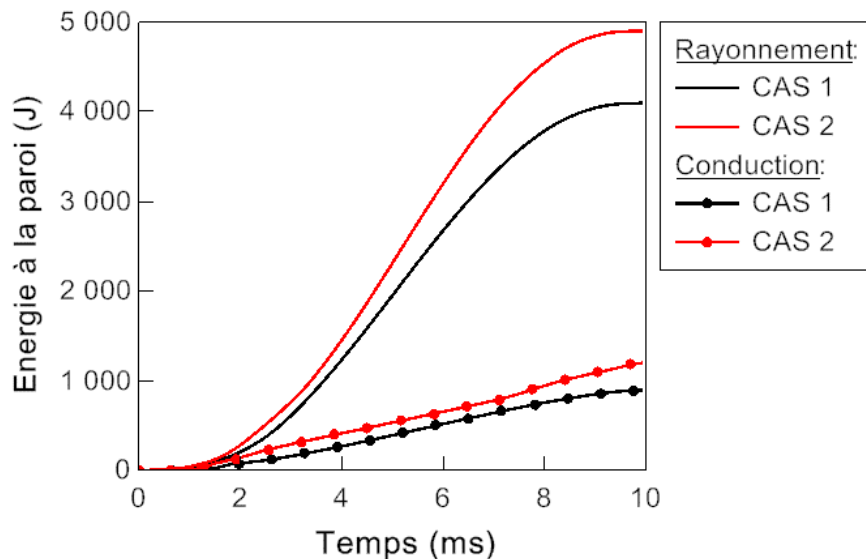


Figure 5.13: Contributions du flux d'énergie arrivant à la paroi en PTFE, avec (CAS 2) et sans présence de vapeur métallique (CAS 1)

Une première analyse de ces résultats permet de constater que la part par rayonnement contribue majoritairement à l'ablation des parois en PTFE. En effet, la part par rayonnement représente 80% de l'énergie totale arrivant à la paroi. On constate qu'en présence de vapeurs métalliques, repérés en rouge sur la figure 5.13, le part d'énergie arrivant à la paroi, par rayonnement augmente de 19%.

Intuitivement, nous pourrions apparenter cette augmentation de la part rayonnée directement à la présence de vapeurs métalliques, et conclure que la présence de vapeurs métalliques dans l'arc entraîne une augmentation des pertes par rayonnement.

Néanmoins, nous avons voulu connaître réellement l'origine de cette hausse de contribution par rayonnement en présence de vapeurs, afin de s'assurer que celle-ci n'est pas liée à une éventuelle augmentation de l'énergie injectée dans notre système.

5.3.2.4 Energie totale injectée dans le système

Pour comprendre l'élévation de la part d'énergie rayonnée à la paroi, nous avons tracé figure 5.14, l'énergie totale injectée dans nos deux cas d'étude; CAS 1 sans vapeur métallique, et CAS 2 en tenant compte de la présence de ces vapeurs dans le plasma.

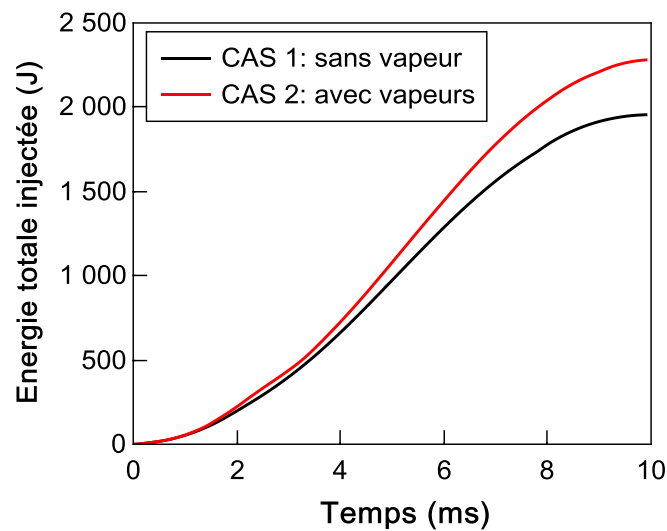


Figure 5.14: Energie totale injectée dans la simulation dans le CAS 1 sans vapeur, et dans le CAS 2, avec vapeurs métalliques

Pour appliquer la variation sinusoïdale du courant électrique dans notre simulation, nous imposons un profil I/S à la base de l'électrode (cf. chapitre 2, section 2.2.3). Le courant appliqué dans les CAS 1 et 2 est donc identique et s'apparente à un courant alternatif de 5kA RMS. Néanmoins, le couplage des différentes équations avec et sans la prise en considération des vapeurs métalliques mène à des tensions d'arc différentes et par conséquent modifie les énergies totales injectées. En effet, on constate figure 5.14, que l'énergie totale injectée dans notre système est supérieure lorsque l'on prend en considération l'ablation de l'électrode : $E_{CAS\ 1} = 1\ 955\ J$ et $E_{CAS\ 2} = 2\ 280\ J$. L'énergie totale injectée augmente de 17% lorsque l'on prend en considération les vapeurs métalliques.

De ce fait, l'augmentation de la part d'énergie par rayonnement arrivant à la paroi en PTFE, constatée précédemment, n'est en réalité pas directement due à la présence des vapeurs métalliques, mais au fait que nous injectons une énergie plus importante dans notre système lorsque l'on prend en compte les vapeurs métalliques. Pour conforter cette interprétation, nous avons souhaité comparer deux cas, non pas à courant égal, mais à énergie égale.

Un nouveau CAS 3 a été simulé. Celui-ci tient compte de l'ablation de l'électrode mobile, néanmoins une énergie totale équivalente à celle du CAS 1 sans vapeur a été injectée dans le système. La figure 5.15 permet de visualiser les différentes énergies injectées pour les trois cas.

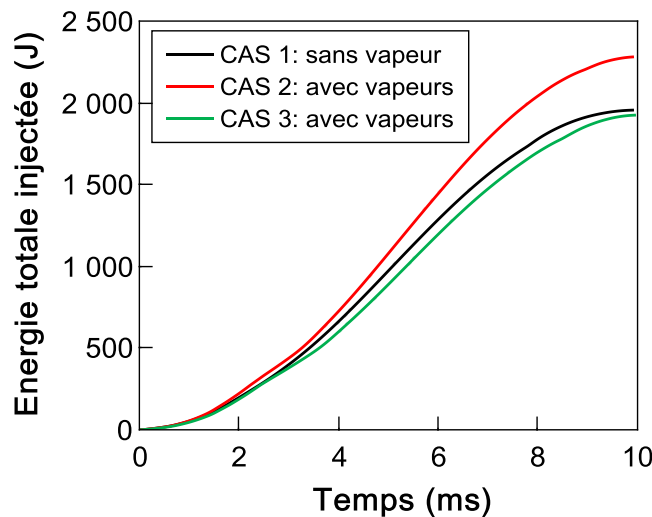


Figure 5.15: Energie totale injectée dans la simulation, sans vapeur CAS 1, et avec vapeurs CAS 2 et CAS 3

Pour parvenir à cette énergie, nous avons modifié l'intensité du courant appliqué dans le CAS 3. La nouvelle valeur de courant est la suivante :

$$I_{CAS\ 3} = I * \frac{E_{CAS\ 1}}{E_{CAS\ 2}} \quad (5.20)$$

Où I correspond au courant de 5kA RMS appliqué dans les CAS 1 et 2. Les énergies respectives injectées dans les CAS 1 et 2 sont : $E_{CAS\ 1}$ et $E_{CAS\ 2}$. Cette expression permet d'obtenir une similitude entre l'énergie injectée dans le CAS 1 sans vapeurs, et dans le CAS 3 avec vapeurs métalliques. Nous allons donc pouvoir analyser réellement, à puissance égale, l'influence de la présence des vapeurs métalliques.

Pour cela, nous avons à nouveau tracé, figure 5.16, les différentes contributions du flux d'énergie arrivant à la surface de la paroi, et figure 5.17, la masse totale de PTFE ablatée.

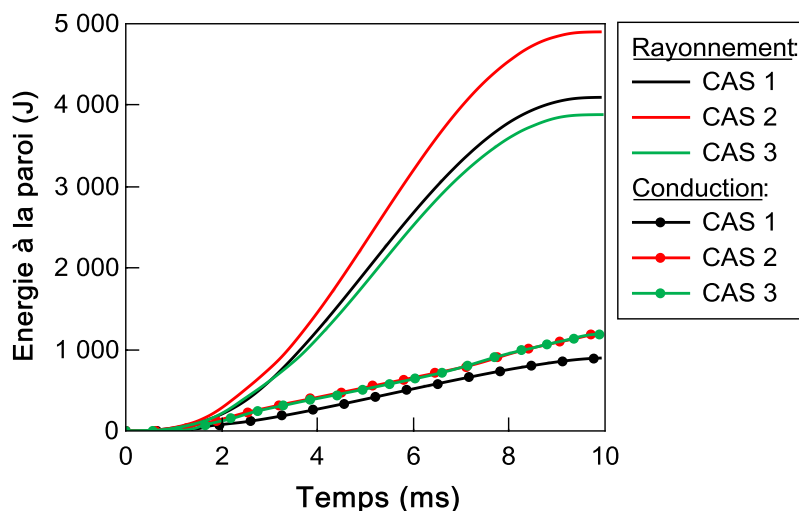


Figure 5.16: Contributions du flux d'énergie arrivant à la paroi en PTFE, sans présence de vapeur métallique (CAS 1) et avec (CAS 2 et CAS 3)

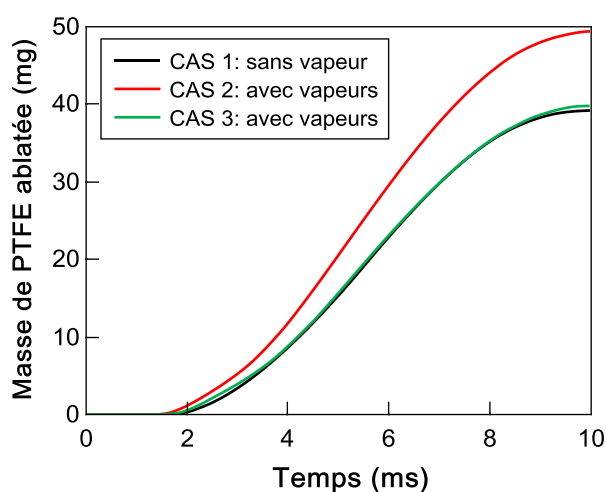


Figure 5.17: Masse totale de PTFE ablatée, sans vapeurs métalliques (CAS 1) et avec vapeurs de cuivre (CAS 2 et CAS 3)

La figure 5.16 témoigne d'une diminution très importante de la part d'énergie perdu par rayonnement arrivant à la surface de la paroi en PTFE dans le CAS 3. Or, dans ce cas, nous prenions en considération la présence de vapeurs métalliques dans le milieu, néanmoins l'énergie injectée dans le système a été réduite, et est approximativement égale

à celle du CAS 1. La masse de PTFE ablatée, figure 5.17, dans le CAS 3 (avec vapeurs métalliques) est quant à elle semblable à celle ablatée dans le CAS 1 (sans vapeurs). De ce fait, la présence de vapeurs métalliques n'influence pas directement le rayonnement du plasma ni même la masse de PTFE ablatée. L'augmentation de la part d'énergie rayonnée à la paroi est en réalité due à l'augmentation d'énergie injectée dans le système lorsque l'on considère les vapeurs métalliques.

Cette conclusion ne permet tout de même pas, de négliger l'augmentation de cette part rayonnée et l'augmentation de la masse de PTFE ablatée en présence de vapeurs, à intensité égale. En effet, même si cette augmentation est due à une augmentation de l'énergie injectée, les disjoncteurs sont conçus pour interrompre un courant. Celui-ci constitue donc le paramètre d'entrée, à la différence de l'énergie injectée qui est une résultante du système.

Les résultats de simulation ont permis d'analyser dans un premier temps, l'influence des vapeurs métalliques sur le comportement de l'arc. Celles-ci engendrent un refroidissement de l'arc à proximité de l'électrode, et un accrochage plus diffus de l'arc sur l'électrode. Nous avons constaté qu'à courant égal, la masse de PTFE ablatée augmente en présence de vapeurs. Or, il a été démontré que l'ablation des parois en PTFE jouait un rôle décisif sur la montée en pression dans les volumes de chauffage [Gon_01][Pet_01].

Pour connaître l'influence de la présence des vapeurs sur la montée en pression dans les volumes de chauffage nous devons donc tester notre modèle sur la géométrie réelle du disjoncteur présentée dans le chapitre 2 (section 2.1.2). Néanmoins, avant d'étudier l'influence des vapeurs dans le disjoncteur haute tension à partir de la géométrie réelle, une étude paramétrique est réalisée dans le but de tester plus amplement notre modèle et de voir les conséquences directes de ces paramètres sur l'arc en présence de vapeurs métalliques. Cette étude concerne notamment l'influence de la pression initiale, de la valeur de courant ainsi que la nature de l'électrode, ceci dans le but de répondre aux exigences des industriels désireux notamment d'étendre la gamme d'utilisation des disjoncteurs qu'ils conçoivent.

5.3.2.5 Etude paramétrique

- *Pression initiale*

Afin de connaître l'influence des paramètres d'entrée initialement imposés dans notre simulation, nous avons réalisé une étude paramétrique. Tout d'abord, nous avons souhaité connaître l'influence de la pression initiale de remplissage. En effet, dans la configuration réelle des disjoncteurs, une pression initiale de 6 bars est imposée dans l'enceinte du disjoncteur. Pour se rapprocher de ces conditions expérimentales de Siemens, nous avons comparé les résultats de simulation obtenus concernant la masse de cuivre ablatée et la quantité de PTFE ablatée, pour deux valeurs de pression de remplissage : 1 et 6 bars. Ces résultats sont respectivement tracés sur les figures 5.18 et 5.19.

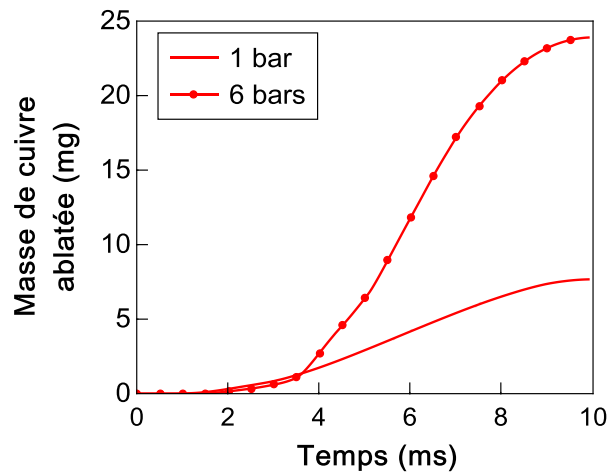


Figure 5.18: Masse de cuivre ablatée pour différentes valeurs de pression de remplissage

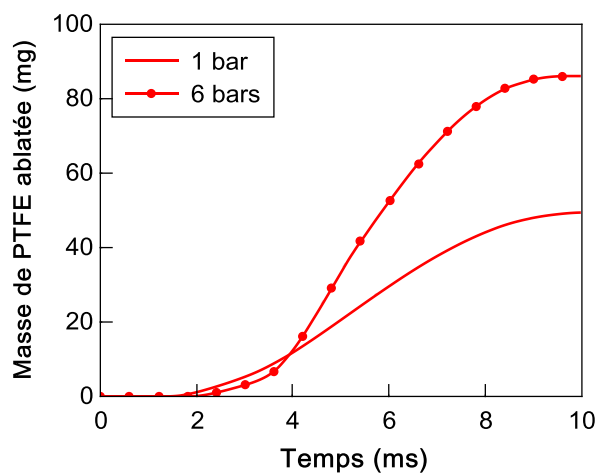


Figure 5.19: Masse de PTFE ablatée pour différentes valeurs de pression de remplissage

On constate que l'augmentation de la pression de remplissage entraîne une forte augmentation de la masse de cuivre ablatée ainsi que de la masse de PTFE ablatée. Pour analyser ces évolutions, nous avons tracé figures 5.20 et 5.21, les champs de température et de la divergence du flux radiatif obtenus pour les pressions de 1 bar et 6 bars, à 5 ms.

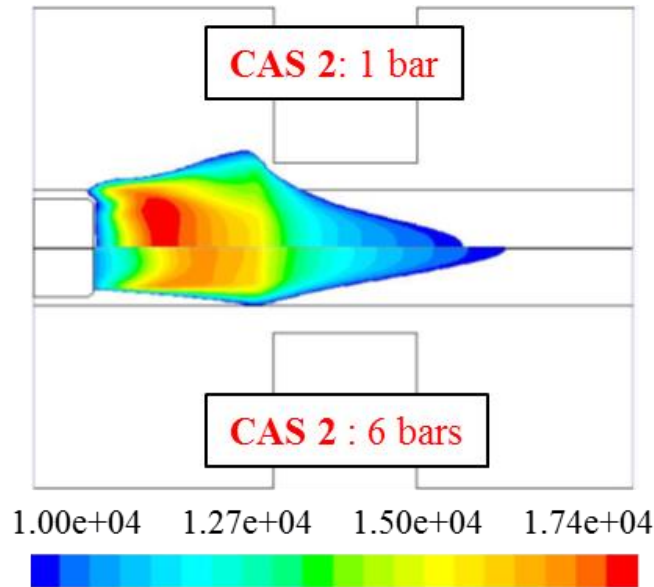


Figure 5.20: Champs de température obtenus en Kelvin pour différentes valeurs de pression de remplissage à $t=5$ ms

L'augmentation de la pression de remplissage est responsable d'un fort refroidissement du plasma dans la zone centrale de celui-ci. Pour comprendre cet abaissement conséquent de température, nous avons représenté, figure 5.21, les champs obtenus de la divergence du flux radiatif, toujours au maximum de la demi-alternance du courant (5 ms), pour les pressions de 1 bar (en haut) et 6 bars (en bas).

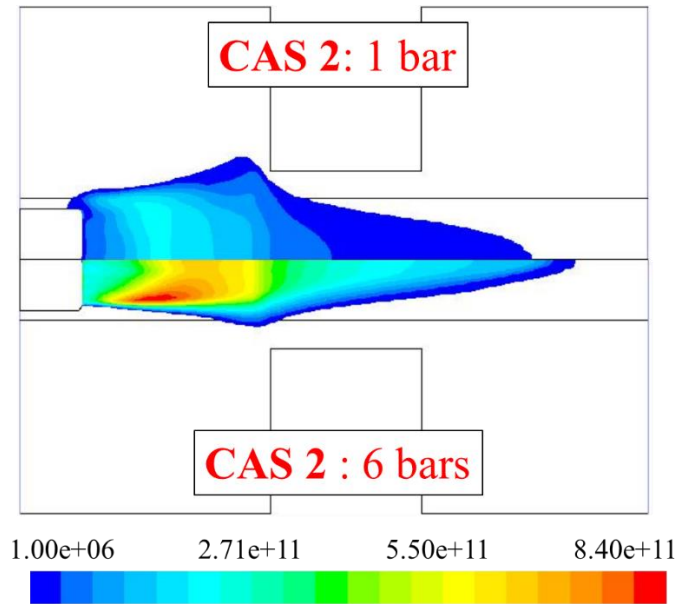


Figure 5.21: Champs de la divergence du flux radiatif obtenus en $W/m^3/Sr$ pour différentes valeurs de pression de remplissage à $t=5ms$

On constate que l'augmentation de la pression, entraîne une forte augmentation de la divergence du flux radiatif, notamment dans la partie centrale du plasma, qui est la plus émissive. Cela s'explique par le fait qu'une hausse de pression est responsable d'une augmentation de la densité électronique, et par conséquent de l'émissivité locale.

Le fort refroidissement du plasma remarqué, figure 5.20, s'explique donc par le fait que les pertes radiatives sont elles aussi plus importantes, pour des pressions plus élevées. L'augmentation de la part d'énergie rayonnée contribue donc à une quantité de PTFE ablatée plus importante, car nous avons vu précédemment que la contribution par rayonnement était majoritaire devant la contribution par conduction dans le processus d'ablation des parois en téflon.

- *Valeur de courant*

De la même façon, nous avons testé notre modèle pour différentes valeurs de courant : 500 A, 5 kA et 10 kA. Les figures 5.22 et 5.23 permettent de visualiser respectivement les masses de cuivre et de PTFE ablatée au cours de la simulation (10ms).

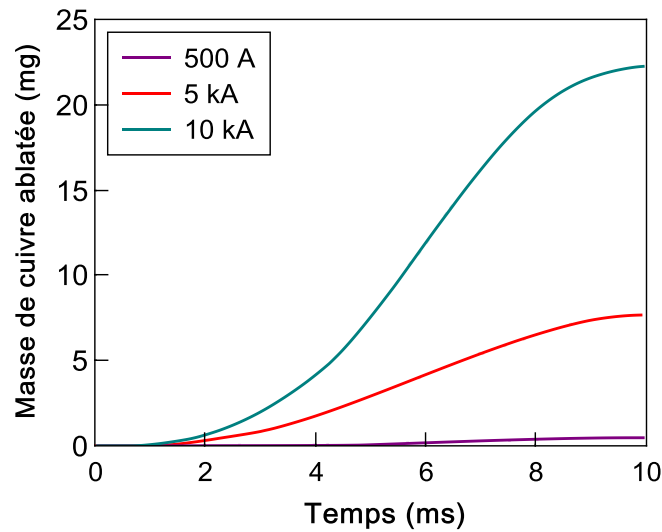


Figure 5.22: Masse de cuivre ablatée pour différentes valeurs de courant appliquées

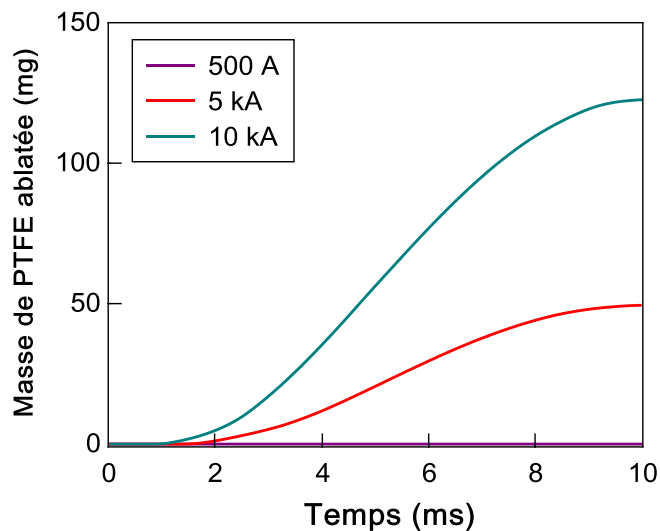


Figure 5.23: Masse de PTFE ablatée pour différentes valeurs de courant appliquées

On constate sur les figures 5.22 et 5.23, que l'augmentation du courant appliqué entraîne une hausse conséquente des masses de cuivre et de PTFE ablatées. Néanmoins, on remarque que, lorsque le courant appliqué est de 500A, seule une faible masse de cuivre ablatée apparaît. En revanche, la masse de PTFE ablatée est nulle lorsque le courant est de 500 A. En effet, l'énergie injectée dans notre système est trop faible. Le rayonnement et les phénomènes de conduction ne sont donc pas suffisamment importants pour éroder la paroi en PTFE, comme on peut le constater sur la figure 5.24, qui représente les contributions d'énergie arrivant à la paroi en téflon.

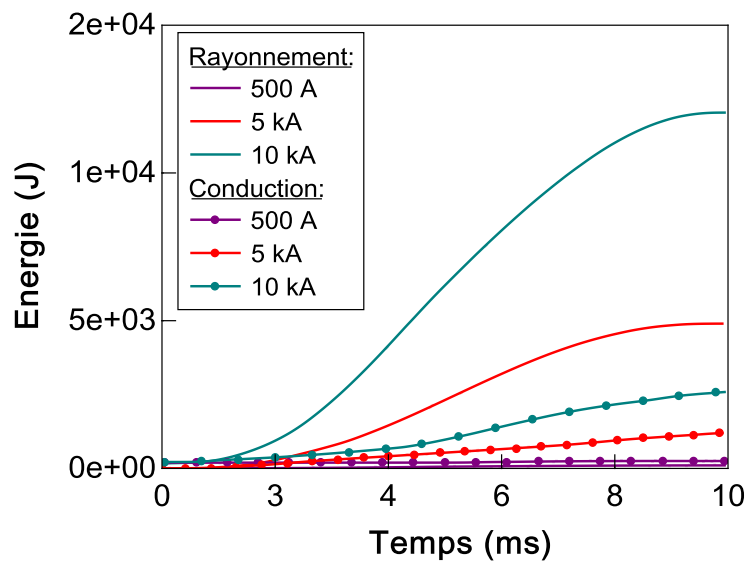


Figure 5.24: Contributions du flux d'énergie arrivant à la paroi en PTFE, sans présence de vapeur métallique pour différentes valeurs de courant

A 500 A, ni la part par rayonnement, ni celle par conduction ne sont suffisantes pour parvenir à ablater la paroi en PTFE.

5.3.2.6 Influence de la nature de l'électrode

Afin de se rapprocher de la configuration des disjoncteurs haute tension conçus par Siemens, nous étudierons dans cette section, l'ablation de l'électrode constituée d'un mélange de cuivre et de tungstène. Les propriétés de ce matériau ont été précédemment calculées pour un assemblage à 20% de cuivre et 80% de tungstène (pourcentage massique). Les résultats obtenus à partir de ces nouveaux paramètres seront comparés aux résultats précédemment obtenus avec et sans vapeurs métalliques dans le plasma en considérant une électrode en cuivre pur.

Néanmoins, pour les deux matériaux d'électrode, seules les vapeurs de cuivre seront considérées dans le plasma. En effet, prendre en compte les vapeurs de tungstène susciterait de nouveaux calculs de composition et de nouveaux calculs de propriétés. L'hypothèse de considérer uniquement les vapeurs de cuivre pur reste tout de même raisonnable car la température de vaporisation du tungstène est bien plus élevée que celle du cuivre ($T_{v,Cu}=2843$ K, $T_{v,W}=5860$ K). Par conséquent, nous pouvons considérer en première approximation que seules les vapeurs de cuivre seront présentes dans le plasma.

- *Ablation du cuivre*

A partir des propriétés de l'assemblage cuivre/tungstène calculées dans la section 5.2, un nouveau cas d'étude a été mis en place. Nous considérons dans notre modélisation, un mélange SF₆-C₂F₄-Cu, autrement dit en tenant compte de l'ablation de l'électrode, en supposant que celles-ci sont maintenant constituées d'un assemblage 20% de cuivre (Cu) et 80% de tungstène (W).

Les résultats obtenus à partir de ce nouveau cas sont comparés à ceux obtenus avec une électrode en cuivre pur, en présence de vapeurs métalliques (CAS 2).

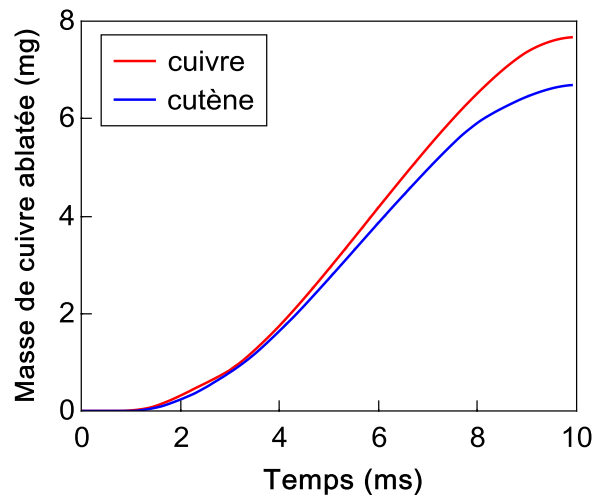


Figure 5.25: Masse totale de cuivre ablatée en présence de vapeurs métalliques dans le cas d'électrode en cuivre pur et en cuivre/tungstène

La figure 5.25 permet de mettre en confrontation la masse totale de cuivre ablatée au cours d'une simulation, suivant la nature de l'électrode. On constate que la quantité de cuivre ablatée est légèrement supérieure lorsque l'on considère une électrode en cuivre pur.

- *Ablation du PTFE*

Au vue de l'importance de l'ablation des parois en PTFE sur la montée en pression dans les volumes de chauffage, nous avons comparé, figure 5.26, la quantité de masse de PTFE ablatée en fonction de la nature de l'électrode, sujette à l'érosion.

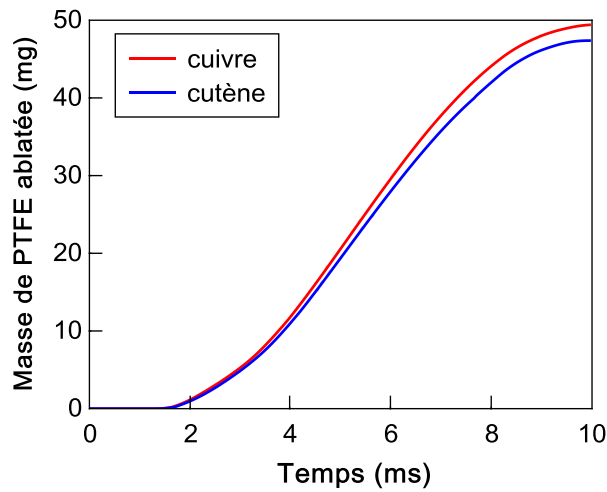


Figure 5.26: Masse totale de PTFE ablatée, avec vapeurs de cuivre dans le cas d'électrode en cuivre pur et en cuivre/tungstène

Que l'électrode soit en cuivre pur ou en cuivre/tungstène, la quantité de PTFE ablatée est semblable et ne présente que très peu de différences.

- *Température au sein de l'électrode*

Afin d'appréhender les phénomènes mis en jeu dans l'électrode et analyser l'influence des matériaux utilisés, nous avons comparé l'évolution de la température dans l'électrode suivant sa profondeur (cf. figure 5.27).

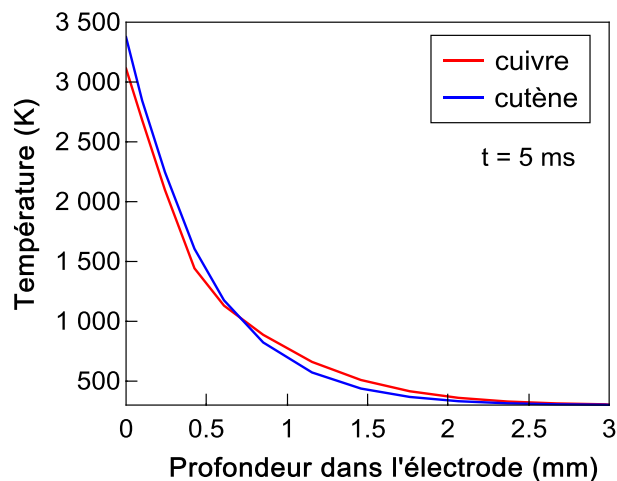


Figure 5.27: Evolution de la température au sein du matériau, dans le cas d'électrode en cuivre pur et en cuivre/tungstène à t=5ms

La figure 5.27 permet de remarquer quelques légères différences concernant l'évolution de la température au sein de l'électrode suivant sa nature. On constate que dans les premiers millimètres du matériau, la température est plus élevée lorsque l'on considère une électrode en cuivre/tungstène, en revanche, au-delà d'une distance de 1mm de la surface de l'électrode, la température du matériau est plus importante lorsque l'électrode est en cuivre pur. Ceci s'explique par le fait, que la conductivité thermique et la chaleur spécifique du tungstène sont moins importantes que pour le cuivre. Ces propriétés thermodynamiques et de transport sont représentées, figures 5.28 et 5.29, pour le cuivre pur, le tungstène pur, et l'assemblage de ces deux métaux (20% cuivre / 80% tungstène).

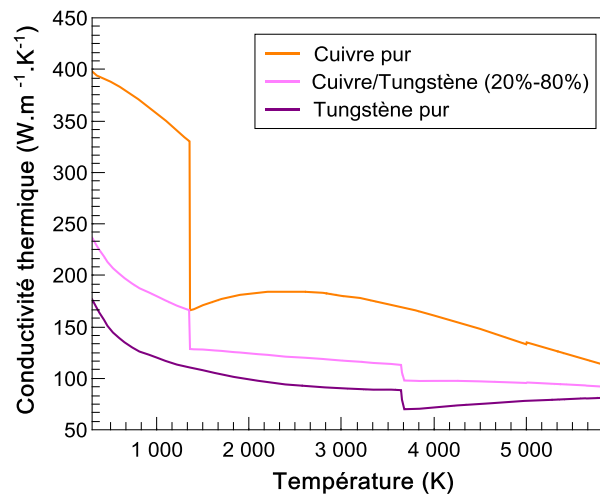


Figure 5.28: Conductivités thermiques du cuivre, du tungstène et de l'assemblage 20% cuivre/80% tungstène

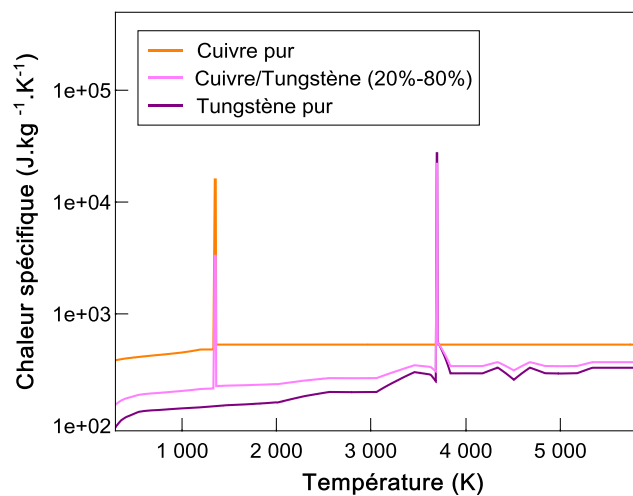


Figure 5.29: Chaleurs spécifiques du cuivre, du tungstène et de l'assemblage 20% cuivre/80% tungstène

La chaleur se propage plus facilement au sein de l'électrode en cuivre pur, c'est pourquoi la température au sein du matériau est supérieure au-delà d'une certaine distance ($d=1\text{mm}$) de sa surface. En revanche, dans la zone à l'entrée de l'électrode (entre 0mm et 1mm), la température de celle-ci est plus élevée dans le cas d'électrode en cuivre/tungstène, car les propriétés thermodynamiques et de transport ne permettent pas de dissiper le flux de chaleur, provenant du plasma, autant que le cuivre pur.

Nous constatons néanmoins que ces écarts sont faibles (inférieurs à 200K) et que la nature de l'électrode ne semble pas jouer un rôle décisif sur la masse de cuivre ablatée, la masse de PTFE ablatée ou encore sur la montée en pression dans les volumes de chauffage.

Une étude paramétrique concernant la pression initiale, la valeur de courant appliquée ainsi que la nature de l'électrode, a été réalisée. L'influence des vapeurs sur le comportement de l'arc électrique ainsi que sur l'ablation des parois en PTFE est maintenant connue. Nous allons donc tester notre modèle sur la géométrie réelle du disjoncteur haute tension, afin d'étudier l'influence des vapeurs de cuivre sur la montée en pression dans les volumes de chauffage car celle-ci détermine la réussite ou non de la coupure de courant.

5.3.3 Influence du cuivre dans le DHT

5.3.3.1 Masse de PTFE ablatée

La quantité de masse de PTFE ablatée joue un rôle fondamental sur la montée en pression dans les volumes de chauffage. Cette montée en pression est significative de la qualité du soufflage pour parvenir à l'extinction de l'arc. De ce fait, nous avons comparé, figure 5.30, la masse totale de PTFE ablatée au cours d'une simulation avec et sans présence de vapeurs métalliques au sein de l'arc.

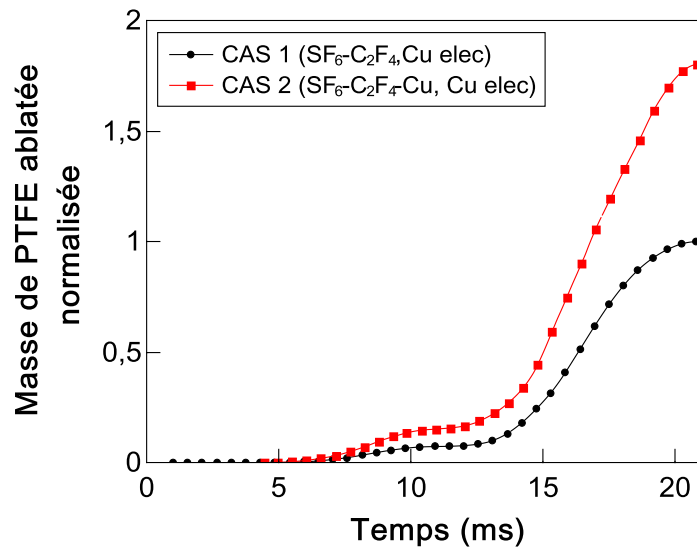


Figure 5.30: Masse totale de PTFE ablatée, sans vapeurs métalliques (CAS 1) et avec vapeurs de cuivre (CAS 2)

Les résultats obtenus, figure 5.30, à partir du « CAS 1 » sans vapeurs métalliques, sont en accord avec les travaux antérieurs [Gon_01]. De la même façon que dans la géométrie simplifiée du disjoncteur (cf. section 5.3.2.5), une augmentation de la quantité de masse de PTFE ablatée est observée, en présence de vapeurs de cuivre. Ceci pourrait alors modifier la montée en pression dans les volumes de chauffage.

5.3.3.2 Pression dans les volumes de chauffage

Après avoir constaté que la quantité de masse de PTFE ablatée était plus importante en présence de vapeurs métalliques, nous avons souhaité analyser l'évolution de cette pression.

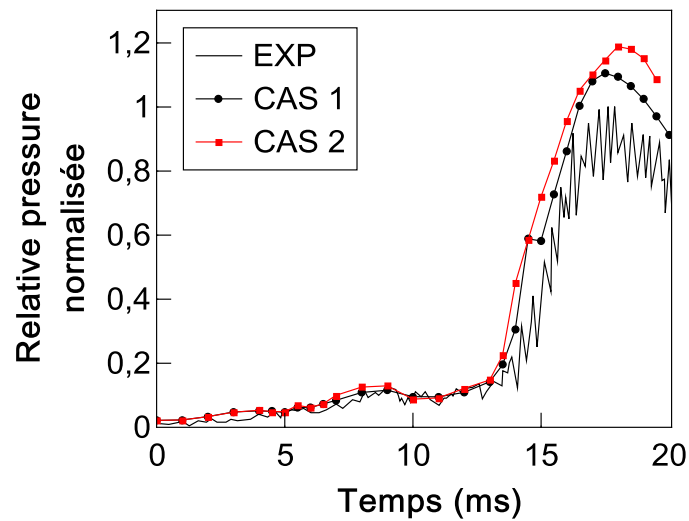


Figure 5.31: Evolution temporelle de la pression relative normalisée dans les volumes de chauffage, sans vapeurs métalliques (CAS 1) et avec vapeurs de cuivre (CAS 2)

Nous constatons, sur la figure 5.31, que la pression dans les volumes de chauffage en prenant en compte les vapeurs métalliques est légèrement plus élevée que lorsque l'on ne considère pas l'ablation de l'électrode mobile. Ces résultats sont en accord avec les observations faites concernant l'ablation des parois en PTFE. En effet, en présence de vapeurs métalliques, la quantité de masse de PTFE ablatée augmente si l'on prend en considération la présence de ces vapeurs. Néanmoins, la montée en pression obtenue en tenant compte de l'ablation de l'électrode (CAS 2) reste proche des résultats obtenus à partir du CAS 1, sans ablation de celle-ci. En effet, la quantité de PTFE ablatée double en présence de vapeurs métalliques, et aurait pu avoir un impact plus important sur la montée en pression. Un refroidissement de l'arc, causé par la présence des vapeurs de cuivre, pourrait être responsable de cette augmentation modérée de la pression dans les volumes de chauffage. Nous allons donc comparer les champs de température en tenant compte ou non de l'ablation de l'électrode supérieure, pour constater ou non ce refroidissement de l'arc en présence de vapeurs.

5.3.3.3 Champs de température

Les figures 5.32 et 5.33 permettent de comparer les champs de température obtenus à fort courant : 5ms et 15ms en présence (CAS 2) ou non (CAS 1) de vapeurs métalliques pour une gamme de température comprise entre 10 kK et 35 kK.

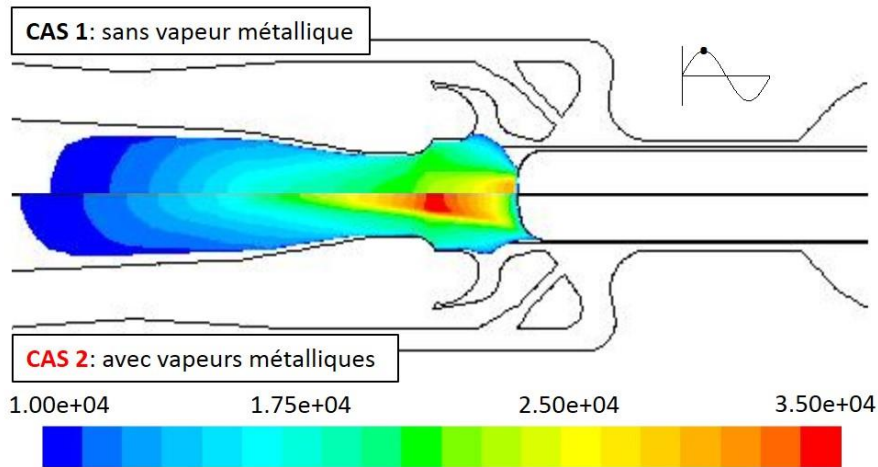


Figure 5.32: Champs de température en Kelvin à $t=5\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)

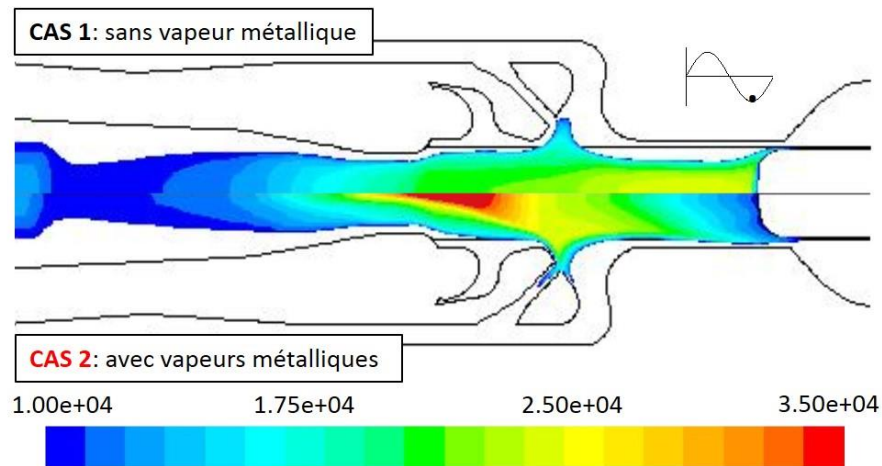


Figure 5.33: Champs de température en Kelvin à $t=15\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)

A fort courant, que ce soit à 5 ms ou à 15ms, on constate un refroidissement du plasma à proximité de l'électrode en présence de vapeurs métalliques (CAS 2). Celui-ci est dû à la quantité importante de vapeurs métalliques issues de l'électrode à des températures plus froides que celles du plasma. Le plasma va donc céder de l'énergie pour chauffer ces vapeurs.

La température au cœur du plasma (à des distances plus importantes de l'électrode) est plus élevée en présence des vapeurs. Ceci pourrait s'expliquer par la présence d'un important flux massique de cuivre à la sortie du matériau. Nous avons tracé,

sur la figure 5.34, le produit de la densité de masse par les vitesses axiales pour analyser la convection des flux.

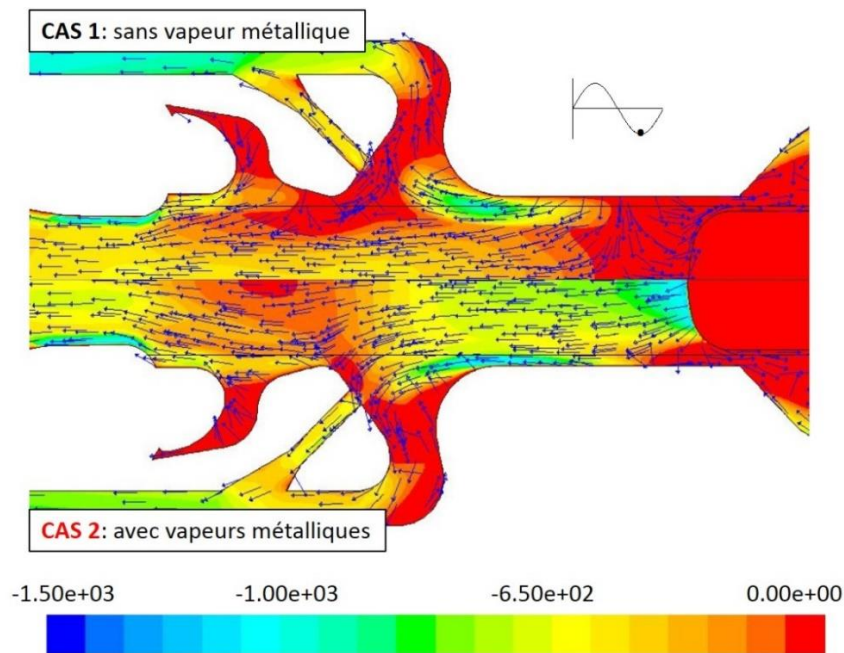


Figure 5.34: Champs de $\rho * v_z$ à $t=10\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)

On constate qu'en présence de vapeurs métalliques, le flux de cuivre sortant de l'électrode empêche la masse de PTFE ablatée de pénétrer dans le cœur du plasma. Les flux générés sur l'axe, sont nettement inférieurs à ceux constatés en présence de vapeurs métalliques. Par conséquent, la zone chaude observée à fort courant au cœur du plasma, semble être due à l'important flux massique de cuivre à l'électrode qui maintient le flux massique de PTFE dans la périphérie extérieure du plasma. La présence des vapeurs de cuivre engendre aussi une surpression au proche voisinage de la cathode qui conduit à une augmentation du flux de cuivre et chasse les hautes températures vers le cœur du plasma.

De la même façon, nous avons représenté au passage par zéro du courant l'impact de la présence de vapeurs métalliques dans le plasma sur la température. La figure 5.35 permet d'étudier les champs obtenus dans les CAS 1 et 2, à 10ms.

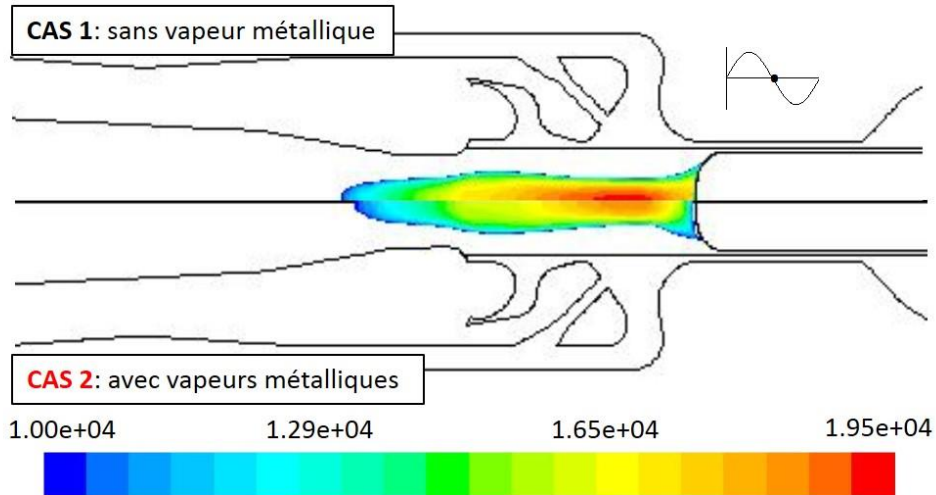


Figure 5.35: Champs de température en Kelvin à $t=10\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CAS 1) et avec la présence de vapeurs métalliques (CAS 2)

Les résultats à bas courant, figure 5.35, témoignent en présence de vapeurs métalliques (CAS 2) d'un refroidissement du plasma à proximité de l'électrode ainsi qu'en son cœur. Un élargissement de la zone de conduction à proximité de l'électrode est remarqué, lorsque l'on considère l'ablation de contact que ce soit à fort ou à bas courant (figures 5.32, 5.33 et 5.35).

Pour essayer de comprendre l'évolution de la température de l'arc à fort et à bas courant, nous allons analyser l'influence de la présence de vapeurs métalliques sur le potentiel électrique. Cette comparaison pourrait permettre de compléter les explications liées à la formation de la zone chaude au cœur du plasma, à fort courant en présence de vapeurs métalliques.

5.3.3.3 Prédiction du modèle

Dans le but de valider notre modèle et exploiter les résultats obtenus, nous avons confronté nos résultats de simulation à ceux obtenus expérimentalement par Siemens [Pet_01]. La montée en pression dans les volumes de chauffage, durant une alternance complète du courant, a été étudiée dans la section précédente. Les résultats théoriques et expérimentaux sont en assez bon accord concernant la montée en pression dans les volumes de chauffage. Une seconde confrontation avec les résultats expérimentaux de

Siemens a été effectuée et concerne la quantité de PTFE ablatée. Celle-ci semble aussi coïncider avec les mesures expérimentales.

A travers cette confrontation avec les résultats expérimentaux de Siemens, les accords concernant la montée en pression dans les volumes de chauffage et la quantité de masse de PTFE ablatée, nous permettaient de conforter notre modèle. En revanche, les derniers résultats obtenus concernant les champs de température au cœur de l'arc, présentent des profils anormaux et ont attirés notre attention.

5.3.2.7 Discussions

Pour mieux comprendre les observations faites, concernant l'évolution de la température en présence de vapeurs métalliques, nous avons comparé la distribution du potentiel électrique dans le plasma sur l'axe de l'électrode, à différents instants : 5ms, 10ms et 15ms.

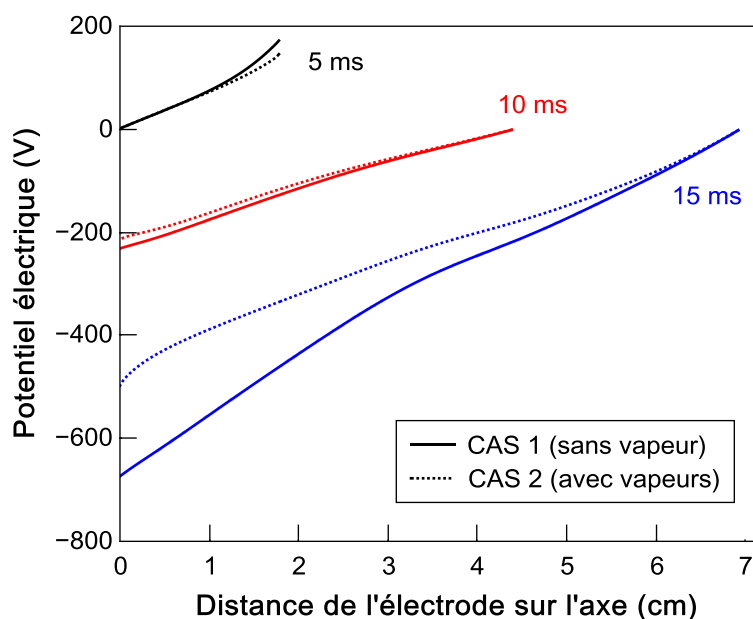


Figure 5.36: Potentiel électrique dans le plasma, sur l'axe (la surface de l'électrode mobile est repérée par la distance 0)

Sur la figure 5.36 à 5ms l'électrode mobile est considérée comme l'anode, son potentiel de référence est zéro contrairement aux deux autres temps pour lesquels le potentiel de référence est situé sur l'électrode poreuse (fixe). Ainsi à 10ms et 15ms l'électrode poreuse est localisée respectivement à 4cm et 7cm de l'électrode mobile. Avec

ou sans prise en compte des vapeurs de cuivre dans la simulation, l'évolution du potentiel converge vers la valeur de référence. On constate que le potentiel électrique en présence de vapeurs est toujours inférieur à celui observé sans vapeur métallique. Si on regarde le temps 15ms, on peut s'apercevoir que le gradient de potentiel est plus important lorsque les vapeurs de cuivre ne sont pas prises en compte. Le potentiel est le reflet des pertes, ainsi la présence de vapeurs semble indiquer que le courant circule plus facilement, probablement due à une meilleure conductivité électrique qui augmente avec la présence des vapeurs de cuivre. Cependant le gradient de potentiel dans le cas sans vapeur doit conduire d'après les valeurs obtenues à un plus grand terme source de chauffage par effet Joule. Or, nous savons qu'un plasma en présence de vapeurs métalliques, même avec un faible pourcentage, doit rayonner plus qu'un milieu gazeux sans vapeurs métalliques. Ainsi les températures dans le CAS 2 avec vapeurs ne peuvent être qu'inférieures au CAS 1 sans vapeurs. Ceci va à l'encontre de ce que nous observons sur les figures 5.32 et 5.33.

Afin de comprendre ces observations, nous avons analysé l'ensemble des mécanismes : convection, diffusion, effet de pression, conduction. L'observation des différentes bandes des coefficients moyens d'absorption calculées et mises à disposition dans le cadre du projet ne nous ont pas non plus permis d'interpréter les comportements observés. Ces données radiatives sont nécessaires à la prise en compte du rayonnement via les méthodes P1, DOM et hybride, utilisées dans notre étude.

Bien que la méthode du coefficient d'émission nette ne soit pas utilisée dans le cadre de ce projet car elle ne permettrait pas de calculer le flux rayonné à la paroi et donc ne permettrait pas d'en déduire la quantité de téflon ablatée, nous avons décidé de remonter à ce coefficient via les bandes afin de faciliter la discussion. Le coefficient d'émission nette peut être calculé directement par la contribution du continuum et des raies, mais il peut aussi être calculé en sommant la contribution de chacune des bandes pondérées par la loi de Planck. Ces résultats sont présentés sur la figure 5.37. Le coefficient d'émission nette du SF₆ et du C₂F₄ sont en accord avec ce qui peut être trouvé dans la littérature cependant ce n'est pas le cas pour le cuivre dont les résultats semblent pour le moins erronés. Si la proportion de cuivre dans notre simulation n'était pas trop élevée nous aurions pu calculer la perte radiative axiale via le coefficient d'émission nette et nous aurions pris en compte le flux rayonné vers les parois par la méthode DOM en

considérant le mélange SF₆-C₂F₄. Cependant les proportions trouvées figure 5.7 indique que nous avons un plasma constitué de 100% de vapeurs de cuivre, cette solution n'est donc pas envisageable. La forme du coefficient d'émission nette déduite des bandes du coefficient moyen d'absorption que nous possédions est discutable car le coefficient diminue considérablement à hautes températures, mais surtout, les valeurs trouvées se situent en dessous du SF₆ et du C₂F₄ ce qui n'est pas du tout en accord avec les résultats de la littérature.

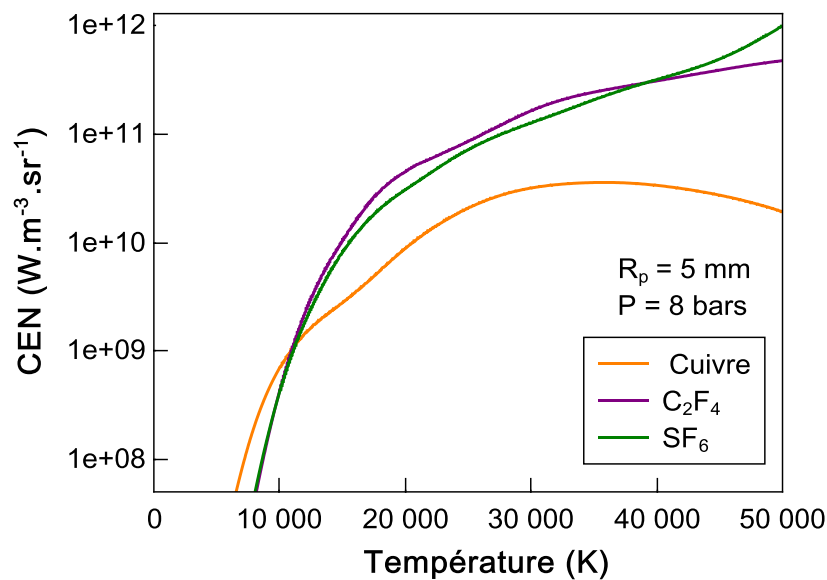


Figure 5.37: Calculs du coefficient d'émission nette à partir des bandes spectrales à P=8bars, pour SF₆, le C₂F₄, et le cuivre purs

Il est évident que le comportement sur l'axe serait affecté par la prise en compte d'une banque plus « réaliste » de rayonnement pour le cuivre.

Les banques utilisées dans la partie paramétrique bien que cohérentes sont limitées en pression et ne peuvent nous permettre de tourner dans la géométrie réelle du disjoncteur où les pressions locales peuvent dépasser les 50 bars. Néanmoins, le modèle est prêt à être employé dans la géométrie réelle des disjoncteurs.

5.4 Conclusion du chapitre 5

Nous avons souhaité, dans ce chapitre, identifier quelles pouvaient être les conséquences de l'ablation de l'électrode supérieure sur le comportement de l'arc électrique. En effet, de nombreuses études [Ess_01][Gon_02][Raz_01] ont été menées montrant l'influence des vapeurs métalliques sur les caractéristiques des plasmas principalement sur des arcs transférés de faible dimension (1cm) et de faible intensité (autour de 100 A).

Dans un premier temps, nous nous sommes basés sur une géométrie simplifiée du disjoncteur haute tension. A travers la modélisation et les comparaisons effectuées dans ce chapitre, nous avons pu observer un refroidissement du plasma en présence de vapeurs métalliques à proximité de l'électrode. En effet, en considérant l'ablation de l'électrode dans le disjoncteur, nous supposons que les vapeurs injectées sont froides. Par conséquent, la quantité de vapeurs métalliques est telle que le plasma est refroidi sur l'axe à proximité de l'électrode.

L'étude du plasmaensemencé en vapeurs métalliques, dans les disjoncteurs haute tension, a permis de mettre en évidence l'influence de celles-ci sur l'ablation des parois en téflon. Cette augmentation est liée à une hausse de la part d'énergie rayonnée arrivant à la paroi. En revanche, ce n'est pas directement la présence de vapeurs métalliques qui est à l'origine de l'augmentation du rayonnement du plasma. Cette dernière est une conséquence de l'élévation de l'énergie totale injectée dans notre système lorsque des vapeurs métalliques sont présentes dans le plasma.

Une étude paramétrique a ensuite été réalisée dans le but de connaître l'influence de la pression initiale de remplissage, de la valeur de courant appliquée ainsi que de la nature des électrodes. Cette dernière comparaison révèle une très faible dépendance de la composition des électrodes. Qu'elles soient en cuivre pur ou en cuivre/tungstène, les masses ablatées de cuivre et de PTFE présentent que de très faibles différences. Une légère disparité a tout de même été remarquée concernant l'évolution de la température au sein de l'électrode. Concernant l'étude théorique menée sur la valeur de courant

appliqué dans la simulation, celle-ci peut en revanche être d'une aide précieuse aux industriels afin d'élargir leur gamme d'utilisation.

Nous pouvons conclure que la présence de vapeurs métalliques au sein du plasma dans un disjoncteur haute tension, modifie ses propriétés et a une influence sur la masse de PTFE ablatée. La nature de l'électrode, quant à elle, ne semble pas avoir d'influence majeure sur les propriétés du plasma ainsi que sur le fonctionnement du disjoncteur haute tension.

En termes de perspectives, il serait intéressant d'envisager de prendre aussi en compte les vapeurs de tungstène. En effet, nous considérons dans notre étude, uniquement la présence de vapeurs de cuivre dans le plasma or les électrodes sont constituées en grande partie de tungstène. De plus, seule l'ablation de l'électrode mobile supérieure a été étudiée car celle-ci est en contact direct avec l'arc. Même si l'hypothèse de ne pas considérer l'ablation de l'électrode fixe semble justifiée, il pourrait être intéressant par la suite de la prendre en compte. Ceci pourrait conforter cette hypothèse.

Conclusion générale

Ce travail a été consacré à la mise en place d'un modèle numérique permettant de caractériser au mieux l'interaction plasma/matériaux dans les disjoncteurs haute tension. Nous nous sommes appuyés sur le logiciel commercial Ansys Fluent 15 pour simuler le plasma au sein du disjoncteur en transitoire, en utilisant une géométrie mobile, et en implémentant divers modèles pour prendre en compte le rayonnement, la turbulence ou encore les électrodes.

Cette démarche a nécessité, en amont, d'établir un état de l'art des connaissances relatives à ces interactions. De cette étude bibliographique, en sort principalement les travaux menés par M. Benilov sur la physique des plasmas au proche voisinage des électrodes. Ceux-ci ont alors été discutés et confrontés avec nos recherches, afin d'optimiser notre modèle. Différents aspects ont été abordés, tels que le calcul du flux d'électrons thermo émis à la cathode, l'épaisseur de la pré-gaine, l'hypothèse d'équilibre d'ionisation dans la zone cathodique ou encore le calcul de composition à l'interface gaine/pré-gaine. Parmi eux, et au vu des comparaisons effectuées, l'épaisseur de la pré-gaine et le calcul de composition dans la zone cathodique nécessitaient d'être modifiés afin d'améliorer le modèle déjà existant.

Un intérêt particulier a ensuite été porté au phénomène d'ablation de l'électrode mobile dans les disjoncteurs haute tension, et constitue les chapitres 4 et 5. L'interaction entre l'arc électrique et l'électrode conduit au phénomène d'érosion, responsable de l'ensemencement du plasma en vapeurs métalliques. La modification des propriétés du plasma en présence de vapeurs métalliques est relativement bien connue. Les auteurs s'accordent à dire que la présence de vapeurs modifie principalement la température et le rayonnement émis par le plasma. En revanche, aucune étude n'avait été menée concernant la présence de ces vapeurs dans les disjoncteurs. Selon les contraintes liées à cette

application, nous avons donc souhaité appréhender quelles pouvaient être les conséquences de la présence de vapeurs métalliques dans le plasma, au sein d'un disjoncteur haute tension.

Pour répondre à ces exigences, des modèles d'électrodes (anode et cathode) ont été mis en place. De plus, nous nous sommes attachés à confronter différents modèles d'ablation afin de déterminer quel était le plus adapté à notre étude. Notre choix s'est porté sur le modèle d'ablation de M. Benilov, auquel une modification a été apportée pour tenir compte du caractère composite de l'électrode (assemblage cuivre/tungstène). Les résultats de simulation obtenus à partir de ce modèle ont alors été présentés, comparés et discutés dans le chapitre 5. La présence de vapeurs métalliques au sein du disjoncteur, modifie la température à proximité de l'électrode. De plus, ces vapeurs sembleraient avoir une influence sur l'ablation des tuyères en téflon.

Perspectives

La modélisation couplée de la colonne d'arc, de l'électrode mobile supérieure et de son ablation a permis de mettre en évidence l'influence de la présence des vapeurs métalliques dans le plasma au sein d'un disjoncteur et d'élucider certaines perspectives d'amélioration. Le modèle d'anode susciterait en effet d'être plus développé, afin de décrire en profondeur les mécanismes mis en jeu dans la zone anodique. De plus, l'optimisation du modèle de cathode (cf. chapitre 3) a permis de démontrer l'importance du calcul de composition à l'interface gaine/pré-gaine. Il serait intéressant par la suite, de considérer, un calcul de composition cinétique, à la différence d'un calcul à deux températures. Ceci permettrait de tenir compte des nombreuses réactions mises en jeu au niveau de cette interface.

Une nouvelle perspective pourrait être envisagée concernant les vapeurs de tungstène. En effet, nous considérons seulement les vapeurs de cuivre dans le plasma. Or, l'ablation d'électrode constituée d'un mélange cuivre/tungstène devrait conduire également à l'apparition de vapeurs de tungstène. Cette prise en considération susciterait, entre autre, d'élargir les calculs de composition à un mélange $\text{SF}_6\text{-C}_2\text{F}_4\text{-Cu-W}$.

En ce qui concerne la simulation à proprement parlé, il serait intéressant d'automatiser les différentes étapes de la procédure de mise en place dans le logiciel Fluent. En effet, la simulation de l'arc électrique au sein du disjoncteur en tenant compte maintenant de la zone à proximité de l'électrode, et de son ablation nécessite de nombreuses heures de mise en place.

Ces améliorations permettraient de se rapprocher encore un peu plus de la réalité et de reproduire au mieux les phénomènes observables dans les disjoncteurs haute tension. La complémentarité des études expérimentales et théoriques est une aide précieuse aux industriels.

Bibliographie

- [Alm_01] Almeida N. A., Benilov M. S. and Naidis G. V., "Unified modelling of near-cathode plasma layers in high-pressure arc discharges", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 41, no. 24, 245201 (26pp), 2008
- [Alm_02] Almeida N. A., Benilov M. S., Benilova L. G., Hartmann W. and Wenzel N., "Near-Cathode Plasma Layer on Cu Cr contacts of Vacuum Arcs", *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 41, no. 8, 1938-1949, 2013
- [Alm_03] Almeida N. A., Benilov M. S. and Naidis G. V., "Simulation of the layer of non-equilibrium ionization in a high-pressure argon plasma with multiply-charged ions", *J. Phys. D.*, vol. 33, no. 8, 960-967, 2000
- [Bau_01] Baudoin F., "Contribution à la modélisation d'un arc électrique dans les appareils de coupure basse tension," *Thèse de doctorat*, Université de Clermont II, 2004
- [Ben_01] Benilov M. S. and Marotta A., "A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 28, no. 9, pp. 1869-1882, 1995
- [Ben_02] Benilov M. S., "Analysis of ionization non-equilibrium in the near-cathode region of atmospheric-pressure arcs", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 32, no. 3, 257-262, 1999
- [Ben_03] Benilov M. S. and Naidis G. V., "Ionization layer at the edge of a fully ionized plasma," *Phys. Rev. E, Stat. Phys. Plasmas Fluids Relat. Interdiscip. Top.*, vol. 57, no. 2, pp. 2230-2241, 1998
- [Ben_04] Benilov M. S. and Cunha M. D., "Heating of refractory cathode by high-pressure arc plasmas: I," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 35, no. 14, pp. 1736-1750, 2002
- [Ben_05] Almeida N. A., Benilov M. S. and Naidis G. V., "Unified modelling of near-electrode non-equilibrium layers in high-pressure arc discharges," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 41, no. 24, pp. 245201, 2008
- [Ben_06] Almeida N. A., Benilov M. S. and Naidis G. V., "Account of near-cathode sheath in numerical models of high-pressure arc discharges," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 215201, 2016

- [Ben_07] Benilov M.S., Benilova J. G., "Field to thermos-field to thermionic electron emission: A practical guide to evaluation and electron emission from arc cathodes", *Journal of Applied Physics*, vol. 114, 063307(7pp), 2013
- [Ben_08] Benilov M.S., "Theory and modelling of arc cathodes", *Plasma Sources Science and Techn.*, vol. 11, A49-A54, 2002
- [Ben_09] Benilov M., Jacobsson S., Kaddani a. and Zahrai S., "Vaporization of a solid surface in an ambient gas," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 34, no. 13, 1993-1999, 2001
- [Bin_01] Bini R., Basse N.T. and Seeger M., "Arc induced turbulent mixing in an SF₆ circuit breaker model," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 44, 025203 (9pp), 2011
- [Cay_01] Cayla F., "Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une cathode," *Thèse de doctorat*, Université de Paul Sabatier, Toulouse, 2008
- [Che_01] Chevrier P., "Simulation numérique de l'interaction arc électrique – écoulements gazeux dans les disjoncteurs moyenne et haute tension," *Thèse de l'INPG*, 1990
- [Che_02] Chevrier P., Barrault M., Maftoul J. and Fremillon M., "Industrial applications of high-, medium- and low-voltage arc modelling," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 30, 1346-1355, 1997
- [Chr_01] Christen T., Kassubek F. and Gati R., "Radiative Heat Transfer and Effective Transport Coefficients," *Heat Transfer – Mathematical Modelling, Numerical Methods and Information Technology*, chap 4, 2010
- [Chr_02] Christen T., "A maximum entropy production model for teflon ablation by arc radiation," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 40, no. 18, 5719-5722, 2007
- [Chr_03] Christen T., "Application of the maximum entropy production principle to electrical systems," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 39, no. 20, 4497-4503, 2006
- [Cre_01] Crestetto A., "Optimisation de méthodes numériques pour la physique des plasmas. Application aux faisceaux de particules chargées," *Thèse de Doctorat*, Université de Strasbourg et C.N.R.S, 2012.
- [Cre_02] Y. Cressault, "Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges argon-hydrogène-cuivre", doctoral thesis (University Paul Sabatier, Toulouse), 2001.
- [Eby_01] Eby E., "Simulation numérique du transfert radiatif dans les arcs de disjoncteurs à SF₆," *Thèse de doctorat*, Université de Montréal, Ecole polytechnique de Montréal, 1997
- [Ess_01] Essoltani A., "Etude du rayonnement émis par un plasma d'argon en présence de vapeur métallique," *Thèse de doctorat*, Université de Sherbrooke, Québec, 1991
- [Flu_01] Fluent document, Release 15.0 @Ansys Inc. Nov. 2013.

- [Fre_01] Freton P., Gonzalez J.-J., Masquère M. and Reichert F., "Magnetic field approaches in dc thermal plasma modelling," *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44, 345202 (16pp), 2011
- [Fre_02] Freton P., "Proposition for a Cu/W Ablation Model for HVCB Electrodes", Conference on Gas Discharges and their application, 2016
- [Ger_01] German R. M., "A Model for the Thermal Properties of Liquid-Phase Sintered Composites," *Metallurgical Transactions A*, vol. 24A, 1745-1752, 1993
- [Gle_01] Gleizes A., Cressault Y. and Theulet P., "Mixing rules for thermal plasma properties in mixtures of argon, air and metallic vapours," *Plasma Sources Sci. Technol.*, 19, 055013 (13pp), 2010
- [Gle_02] Gleizes A., Gonzalez J.-J. and Freton P., "Thermal plasma modelling," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 38, no. 9, pp. R153-R183, 2005
- [God_01] Godin D., Trépanier J. Y., Reggio M., Zhang X. D. and Camarero R., "Modelling and simulation of nozzle ablation in high-voltage circuit-breakers," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 33, no. 20, 2583-2590, 2000
- [Gon_01] Gonzalez J.-J., Freton P., Reichert F. and Randrianarivao D., "Turbulence and Magnetic Field Calculations in High-Voltage Circuit Breakers," *IEEE transactions on plasma science*, 40, 3, 2012
- [Gon_02] Gonzalez J.-J., Cayla F., Freton P. and Teulet P., "Two-dimensional self-consistent modelling of the arc/cathode interaction," *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42, 145204 (14pp), 2009
- [Gon_03] Gonzalez J.-J., Freton P., Reichert F. and Petchanka A., "PTFE Vapor Contribution to Pressure Changes in High-Voltage Circuit Breakers," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 43, no. 8, 2703-2714, 2015
- [Gon_04] J.-J. Gonzalez, A. Gleizes, P. Proulx and M. Boulos, "Mathematical modelling of a free-burning arc in the presence of metal vapor", *Journal of Applied Physics*, vol 74, no. 5, 3065-3070, 1993.
- [Hin_01] Hingana H., Teulet Ph., Cressault Y. et Gleizes A., "Calcul de la composition d'un plasma d'air à deux températures", *CAE VIII*, 2007
- [Ins_01] <http://www.installations-electriques.net/Apelm/Mater/Disjoncteur.htm>
- [Ior_01] Iordanidis A. A. and Franck C. M., "Self-consistent radiation-based simulation of electric arcs : II. Application to gas circuit breakers," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 41, no. 13, 135206 (9pp), 2008
- [Jan_01] Jan C., "Etude du transfert radiatif dans les plasmas thermiques de mélanges SF₆-C₂F₄: Application à la simulation de disjoncteurs haute tension", *Thèse de Doctorat*, Université III de Toulouse, 2013.

- [Jan_02] Jan C., Cressault Y., Gleizes A. and Bousoltane K., "Calculation of radiative properties of SF₆-C₂F₄ thermal plasmas – application to radiative transfer in high-voltage circuit breakers modelling," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 47, no. 1, 015204 (14pp), 2014
- [Kiz_01] Kiziroglou M. E., Zhukov A. A., Li X., Gonzalez D. C., Groot P., Bartlett P. N. and Groot C. H., "Analysis of thermionic emission from electrodeposited Ni-Si Schottky barriers", *Solid-State com.*, vol. 140, 508-513, 2006
- [Kni_01] Knight C. J., "Theoretical Modeling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure," *AIAA Journal*, vol. 17, no. 5, 519-523, 1979
- [Kog_01] Kogan M. N. and Makashev N. K., "Role of the Knudsen layer in the theory of heterogeneous reactions and in flows with surface reactions," *Fluid Dyn.*, no. 6, 913-920, 1971
- [Kor_01] Kornhaas A., "Experimentelle Untersuchungen zur Druckentwicklung in einem SF₆-Selbstblusschalter beim Schalten grober Ströme", Thèse de doctorat, Université Ilmenau, Allemagne, 2014
- [Kov_01] Kovaleskis S., "Electron Emission", *Lect. 7 Univ of Missouri*, 1-12, 2016, <http://engineers.missouri.edu/kovaleskis/files/2016/02/Lecture-7.pdf>
- [Lag_01] F. Lago, J.-J. Gonzalez, P. Freton and A. Gleizes, "A numerical modelling of an arc electric arc and its interaction with the anode: Part I. The two-dimensional model", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol 37, no. 6, 883-897, 2004.
- [Lee_01] J.-C. Lee and Y. Kim, "Effects of nozzle shape on the interruption performance of thermal puffer-type gas circuit breakers", *Vacuum*, vol. 80, 599-603, 2006.
- [Lez_01] Lezama Calvo J. G. F., "Etude, modélisation et conception d'un système de détection de défauts d'arcs électriques pour l'habitat," *Thèse de doctorat*, Université de Lorraine, 2014
- [Lia_01] Liao V.K., Lee B.Y., Song K.D. and Park K.Y., "Computational Investigation of Arcing Phenomena in 245 kV Hybrid Circuit Breaker", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 46, no. 4A, 1674-1679, 2007
- [Lie_01] Liepmann H. W. and Roshko A., "Elements of Gas Dynamics", *courier Corporation*, 2013
- [Low_01] Lowke J. J. and Tanaka M., " "LTE-diffusion approximation" for arc calculations", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 39, no. 16, 3634-3643, 2006
- [Mar_01] Martyushev L. M. and Seleznev V. D., "Maximum entropy production principle in physics, chemistry and biology," *Physics Reports* 426, 1-45, 2006
- [Moh_01] Moh Djerdjer M., "Modélisation d'un arc de disjoncteur à SF₆ au passage à zero du courant," *Thèse de Doctorat*, Université III de Toulouse, 1988.

- [Mou_01] Mougenot J., "Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et un matériau : application au soudage TIG", *Thèse de Doctorat*, Université III de Toulouse, 2013.
- [Mur_01] Murphy E. L. and Good R. H., "Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region", *Phys. Rev.*, vol. 102, , no. 6, 1464-1473, 1956
- [Ome_01] <http://omexom.hu>
- [Pap_01] Papadopoulos S., "Etude d'un arc de disjoncteur à auto soufflage auto génère," *Thèse de Doctorat*, Université III de Toulouse, 1986.
- [Pet_01] A. Petchanka, F. Reichert, J.J. Gonzalez and P. Freton, "Modeling of deformation of PTFE-nozzles in high voltage circuit breaker due to multiple interruptions", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol 49, no. 13, 135201-135208, 2016.
- [Ran_01] Randrianarivao D., "Modélisation des écoulements dans un disjoncteur haute tension", *Thèse de Doctorat*, Université III de Toulouse, 2012.
- [Raz_01] M. Razafinimanana, L. E. Hamidi, A. Gleizes and S. Vacquié, "Experimental study of the influence of anode ablation on the characteristics of an argon transferred arc", *Plasma sources and science technology*, vol 4, no. 3, 501-510, 1995.
- [Rei_01] Reichert F., Gonzalez J-J. and Freton P., "Modelling and simulation of radiative energy transfert in high-voltage circuit breakers," *J. Phys. D: Appl. Phys.* 45, 375201 (11pp), 2012
- [Ric_01] Richardson W. O., "Thermionic phenomena and the laws which govern them", *Nobel Lecture.*, 224-236, 1929
- [San_01] Sansonnens L., Haidar J. and Lowke J. J., "Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 33, no. 2, 148-157, 2000
- [Sch_01] Schmitz H., Riemann K-U., "Analysis of the cathodic region of atmospheric pressure discharges," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 35, 1727-1735, 2002
- [Sea_01] Seaver A. E., "The Equilibrium Distribution for Free Electrons in a Real Gas," *IEEE transactions on plasma science*, vol. 3, 2, 1975
- [See_01] Seeger M., Tepper J., Christen T. and Abrahamson J., "Experimental study on PTFE ablation in high voltage circuit-breakers," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 39, no. 23, 5016-5024, 2006
- [Sem_01] Semenov I., Krivtsun I., Demchenko V., Semenov A., Reisinger U., Mokrov O. and Zabirow A., "Modelling of binary alloy (Al-Mg) anode evaporation in arc welding," *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, vol. 20, no. 5, 055009 (12pp), 2012

- [Sie_01] <http://www.directindustry.fr/prod/siemens-en-transmission-solutions/product-32878-184926.html>
- [Tep_01] Tepper J., Seeger M. and al., "Investigation on Erosion of Cu/W Contacts in High-Voltage Circuit Breakers," *IEEE transactions on components and packaging technologies*, vol. 29, no. 3, 658-665, 2006
- [Ter_01] H. Terasaki, M. Tanaka and M. Ushio, "Effects of metal vapor on electron temperature in helium gas tungsten arcs", *Metallurgical and materials transactions*, vol 33A, 1183-1188, 2002.
- [The_01] Theoleyre S., "Les techniques de coupure en MT," *Cahier Technique Schneider n°193*, pp. 1-32, 1998
- [Vac_01] Vacquié S., "L'arc électrique," collection « Sciences et techniques de l'ingénieur » Edition CNRS, ISBN 2-271-05698-5, 2000
- [Wil_01] Wilke C. R., "A Viscosity Equation for Gas Mixtures," *The Journal of Chemical Physics*, 18, 517, 1950
- [Wu_01] Wu Y., Chen Z., Yang f., Cressault Y., Murphy A., Guo A., Liu Z., Rong M. and Sun H., "Two-temperature thermodynamic and transport properties of SF₆-Cu plasmas", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 48, no. 41, 415205 (25pp), 2015
- [Yan_01] Yan J. D., Nuttall K. I. and Fang M. T. C., "A comparative study of turbulence models for SF₆ arcs in a supersonic nozzle," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 32, 1401-1406, 1999
- [Zen_01] <http://www.zensol.com/fr/courbes-de-deplacement-des-disjoncteurs-haute-tension>
- [Zha_01] Zhang J. L., Yan J. D., Murphy A. B., Hall W. and Fang T. C., "Computational Investigation of Arc Behavior in an Auto-Expansion Circuit Breaker Contaminated by Ablated Nozzle Vapor," *IEEE transactions on plasma science*, 30, 2, 2002
- [Zha_02] Zhao H. and Debroy T., "Weld Metal Composition Change during Conduction Mode Laser Welding of Aluminium Alloy 5182," *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 32B, 163-172, 2001
- [Zho_01] Zhong L., Wang X., Cressault Y., Teulet P. and Rong M., "Influence of metallic vapours on thermodynamic and transport properties of two-temperature air plasma," *Physics of Plasmas*, 30, 093514, 2016
- [Zhu_01] Zhu P. Y., Lowke J. J. and Morrow R., "A unified theory of free-burning arcs, cathode sheaths and cathodes", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 25, no. 8, 1221-1230, 1992

Liste des figures

- Figure 1.1: Les états de la matière
- Figure 1.2: Evolution des types de décharges jusqu'à la formation de l'arc électrique
- Figure 1.3: Réseau électrique et exemple d'un design de DHT SIEMENS
- Figure 1.4: Schéma du réseau électrique
- Figure 1.5: Exemple et coupe d'un disjoncteur basse tension
- Figure 1.6: Evolution des courants et des tensions du réseau et de l'arc électrique au cours du temps
- Figure 1.7: Schéma d'une coupe d'un disjoncteur haute tension à auto soufflage
- Figure 1.8: Différents types d'interaction au sein du disjoncteur haute tension
- Figure 1.9: Représentation des sous-couches et hypothèses associées
- Figure 1.10: Représentation schématique des trois zones du modèle
- Figure 1.11: Résolution du modèle de Benilov datant de 1995
- Figure 1.12: Densité de flux d'énergie arrivant à la surface de la cathode.
- Figure 1.13: Schéma représentatif des deux frontières du domaine de calcul
- Figure 1.14: Résolution du modèle de Benilov datant de 2008
- Figure 2.1: Répartition du potentiel électrique sur l'ensemble de la décharge électrique
- Figure 2.2: Représentation de la géométrie du disjoncteur haute tension a) géométrie complexe, b) géométrie simplifiée
- Figure 2.3: Ensemble des éléments présents dans la géométrie complexe du HVCB
- Figure 2.4: Variation temporelle du courant
- Figure 2.5: Epaisseurs optiques des bandes spectrales
- Figure 2.6: Condition limite du potentiel scalaire au niveau de l'électrode mobile a) sans modèle d'électrode, b) avec modèles d'électrodes
- Figure 2.7: Schéma récapitulatif de la résolution des équations
- Figure 2.8: Découpage spatiale de la zone anodique

- Figure 2.9: Découpage spatial de la zone anodique de notre modèle et bilan d'énergie à l'interface anode-plasma
- Figure 2.10: Découpage spatiale de la zone cathodique de notre modèle
- Figure 2.11: Représentation des calculs de composition aux interfaces
- Figure 2.12: Représentation des trois bilans énergétiques dans la zone cathodique
- Figure 2.13: Détermination des températures dans la pré-gaine
- Figure 2.14: Dimensionnement de la cathode
- Figure 3.1: Schéma de l'algorithme de résolution de la méthode de Murphy-Good
- Figure 3.2: Champ électrique en fonction de la nature du gaz avec $J_{\text{imposé}}=1e8 \text{ A.m}^{-2}$ et $T_{\text{plasma}}= 10\ 000 \text{ K}$
- Figure 3.3: Champ électrique en fonction de la température du plasma initialement fixée avec $J_{\text{imposé}}=1e8 \text{ A.m}^{-2}$
- Figure 3.4: Champ électrique en fonction de la densité de courant imposée avec $T_{\text{plasma}}= 10\ 000 \text{ K}$
- Figure 3.5: Densité de courant due aux électrons thermo émis à la cathode pour différentes valeurs de champ électrique
- Figure 3.6: Densité de courant due aux électrons thermo émis à la cathode
- Figure 3.7: Densité de courant obtenue avec la formule de Richardson-Schottky normalisée par celle calculée avec la méthode de Murphy-Good
- Figure 3.8: Densité de courant obtenue avec la formule de Richardson-Schottky normalisée par celle calculée avec la méthode de Murphy-Good
- Figure 3.9: Géométrie simplifiée du disjoncteur, dimensions en m
- Figure 3.10: Représentation de la variation temporelle du courant de 5 kA avec les instants t_1 t_2 et t_3 repérés respectivement en noir, bleu et rose
- Figure 3.11: Evolution de la tension dans la pré-gaine, le long de l'électrode à $t_1=0.1\text{ms}$
- Figure 3.12: Evolution de la tension dans la pré-gaine, le long de l'électrode à $t_2=2.5\text{ms}$
- Figure 3.13: Evolution de la tension dans la pré-gaine, le long de l'électrode à $t_3=5\text{ms}$
- Figure 3.14: Evolution de l'épaisseur de la pré-gaine le long de l'électrode, à différents instants
- Figure 3.15: Représentation des sous-couches selon notre modèle
- Figure 3.16: Représentation des sous-couches selon le modèle de M. S. Benilov
- Figure 3.17: Représentation des distributions de la température et de la densité électronique dans la gaine cathodique
- Figure 3.18: Distributions du potentiel de la cathode à l'anode
- Figure 3.19: Distribution de la température suivant la distance axiale
- Figure 3.20: Distribution de la température en fonction de la distance axiale

- Figure 3.21: Chute de tension en fonction de la distance axiale
- Figure 3.22: Calculs de composition aux interfaces gaine/pré-gaine et pré-gaine/plasma du modèle de M. S. Benilov 1995
- Figure 3.23: Calculs de composition aux interfaces gaine/pré-gaine et pré-gaine/plasma de notre modèle
- Figure 3.24: Densité de courant en fonction de la température électronique obtenue à partir des modèles basés sur un calcul de composition cinétique à l'interface gaine/pré-gaine pour $T_s = 3\ 000\ K$
- Figure 3.25: Chute de tension dans la gaine en fonction de la température électronique obtenue à partir des modèles basés sur un calcul de composition cinétique à l'interface gaine/pré-gaine pour $T_s = 3\ 000\ K$
- Figure 3.26: Densité de courant en fonction de la température électronique à l'interface gaine/pré-gaine pour $T_w = 3\ 000\ K$ et $T_w = 4\ 000\ K$
- Figure 3.27: Chute de tension en fonction de la température électronique à l'interface gaine/pré-gaine pour $T_w = 3\ 000\ K$ et $T_w = 4\ 000\ K$
- Figure 3.28: Densité de charges en fonction de la température électronique pour deux calculs de composition différents à l'interface gaine/pré-gaine pour $T_w = 4\ 000\ K$
- Figure 3.29: Densité de charges en fonction de la température électronique à l'interface gaine/pré-gaine pour $T_w = 4\ 000\ K$
- Figure 4.1: Evolution du courant en fonction du temps, et représentation du temps d'arc
- Figure 4.2: Schéma représentatif lors de l'ablation d'une paroi en PTFE
- Figure 4.3: Représentation des différents flux d'énergie à la paroi
- Figure 4.4: Représentation des différents flux d'énergie à la paroi
- Figure 4.5: Schéma récapitulatif du modèle d'ablation des parois en téflon
- Figure 4.6: Evolution du pourcentage de vapeurs métalliques présentes dans le plasma à proximité de l'électrode
- Figure 4.7: Evolution de la température de vaporisation du cutène en fonction de la température du plasma (soit la température électronique)
- Figure 4.8: Evolution de la température de vaporisation du cutène en fonction de la pression
- Figure 4.9: Découpage spatial de la zone à proximité de l'électrode dans notre régime ablatif du modèle d'ablation d'électrode
- Figure 4.10: Représentation des fonctions de distribution aux bornes de la couche de Knudsen
- Figure 4.11: Schéma récapitulatif du régime de diffusion du modèle analytique d'érosion d'électrode
- Figure 4.12: Schéma récapitulatif du régime d'ablation du modèle analytique d'érosion d'électrode
- Figure 4.13: Evolution de γ_{pla} en fonction de la température

- Figure 4.14: Comparaison du flux massique de cuivre en fonction de la température de surface de l'électrode, pour différents modèles d'ablation
- Figure 4.15: Comparaison du flux massique de cuivre en fonction de la température de surface de l'électrode, pour différents modèles d'ablation
- Figure 4.16: Comparaison du flux massique de cuivre en fonction de la température de surface de l'électrode, pour différentes pressions
- Figure 4.17: Comparaison du flux massique de cuivre en fonction de la température de surface de l'électrode, pour différentes températures de plasma, à P=1bar
- Figure 5.1: Structure des cellules Cu/W suite au frittage [Ger_01]
- Figure 5.2: Représentation géométrique d'une cellule de calcul Cu/W
- Figure 5.3: Coupe sur la face extérieure de la cellule, en gris l'aire du tungstène, en orangée celle du cuivre
- Figure 5.4: Coupe dans la partie centrale de la cellule, en gris l'aire du tungstène, en orangée celle du cuivre
- Figure 5.5: Coupe à proximité de la face extérieure, en orangée l'aire du cuivre A_L
- Figure 5.6: Masse totale de cuivre ablatée au cours d'une simulation en considérant l'ablation de l'électrode (CASE 2)
- Figure 5.7: Champs de cuivre à t=5ms, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)
- Figure 5.8: Champs de cuivre à t=10ms, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)
- Figure 5.9: Champs de température en Kelvin à t=5ms, sans vapeur de cuivre (CAS 1) et avec présence de vapeurs métalliques (Cas 2)
- Figure 5.10: Champs de température en Kelvin à t=10ms, sans vapeur de cuivre (CAS 1) et avec présence de vapeurs métalliques (Cas 2)
- Figure 5.11: Conductivité électrique à la surface de l'électrode, à t=5ms, sans (CAS 1) et avec vapeurs métalliques (CAS 2)
- Figure 5.12: Masse totale de PTFE ablatée, sans vapeurs métalliques (CAS 1) et avec vapeurs de cuivre (CAS 2)
- Figure 5.13: Contributions du flux d'énergie arrivant à la paroi en PTFE, avec (CAS 2) et sans présence de vapeur métallique (CAS 1)
- Figure 5.14: Energie totale injectée dans la simulation dans le CAS 1 sans vapeur, et dans le CAS 2, avec vapeurs métalliques
- Figure 5.15: Energie totale injectée dans la simulation, sans vapeur CAS 1, et avec vapeurs CAS 2 et CAS 3
- Figure 5.16: Contributions du flux d'énergie arrivant à la paroi en PTFE, sans présence de vapeur métallique (CAS 1) et avec (CAS 2 et CAS 3)
- Figure 5.17: Masse totale de PTFE ablatée, sans vapeurs métalliques (CAS 1) et avec vapeurs de cuivre (CAS 2 et CAS 3)

- Figure 5.18: Masse de cuivre ablatée pour différentes valeurs de pression de remplissage
- Figure 5.19: Masse de PTFE ablatée pour différentes valeurs de pression de remplissage
- Figure 5.20: Champs de température obtenus en Kelvin pour différentes valeurs de pression de remplissage à $t=5\text{ms}$
- Figure 5.21: Champs de la divergence du flux radiatif obtenus en $\text{W}/\text{m}^3/\text{Sr}$ pour différentes valeurs de pression de remplissage à $t=5\text{ms}$
- Figure 5.22: Masse de cuivre ablatée pour différentes valeurs de courant appliquées
- Figure 5.23: Masse de PTFE ablatée pour différentes valeurs de courant appliquées
- Figure 5.24: Contributions du flux d'énergie arrivant à la paroi en PTFE, sans présence de vapeur métallique pour différentes valeurs de courant
- Figure 5.25: Masse totale de cuivre ablatée en présence de vapeurs métalliques dans le cas d'électrode en cuivre pur et en cuivre/tungstène
- Figure 5.26: Masse totale de PTFE ablatée, avec vapeurs de cuivre dans le cas d'électrode en cuivre pur et en cuivre/tungstène
- Figure 5.27: Evolution de la température au sein du matériau, dans le cas d'électrode en cuivre pur et en cuivre/tungstène à $t=5\text{ms}$
- Figure 5.28: Conductivités thermiques du cuivre, du tungstène et de l'assemblage 20% cuivre/80% tungstène
- Figure 5.29: Chaleurs spécifiques du cuivre, du tungstène et de l'assemblage 20% cuivre/80% tungstène
- Figure 5.30: Masse totale de PTFE ablatée, sans vapeurs métalliques (CAS 1) et avec vapeurs de cuivre (CAS 2)
- Figure 5.31: Evolution temporelle de la pression relative normalisée dans les volumes de chauffage, sans vapeurs métalliques (CAS 1) et avec vapeurs de cuivre (CAS 2)
- Figure 5.32: Champs de température en Kelvin à $t=5\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)
- Figure 5.33: Champs de température en Kelvin à $t=15\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)
- Figure 5.34: Champs de $\rho * v_z$ à $t=10\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CASE 1) et avec présence de vapeurs métalliques (CASE 2)
- Figure 5.35: Champs de température en Kelvin à $t=10\text{ms}$, sans vapeurs de cuivre (CAS 1) et avec la présence de vapeurs métalliques (CAS 2)
- Figure 5.36: Potentiel électrique dans le plasma, sur l'axe (la surface de l'électrode mobile est repérée par la distance 0)
- Figure 5.37: Calculs du coefficient d'émission nette à partir des bandes spectrales à $P=8\text{bars}$, pour SF_6 , le C_2F_4 , et le cuivre purs

Annexe 1

Expression du champ électrique

L'expression initiale de l'équation de poisson dans la gaine est la suivante :

$$\epsilon_0 \frac{d^2\varphi}{dz^2} = e(n_e - Zn_i)$$

Une intégration de la partie gauche et droite de l'égalité permet de faire apparaître le potentiel électrostatique φ :

$$\begin{aligned} \int_0^{+\infty} \epsilon_0 \frac{d^2\varphi}{dz^2} dz &= \int_0^{+\infty} e(n_e - Zn_i) dz \\ \int_0^{+\infty} \epsilon_0 \frac{d^2\varphi}{dz^2} * \frac{d\varphi}{dz} dz &= \int_0^{+\infty} e(n_e - Zn_i) * \frac{d\varphi}{dz} dz \\ \epsilon_0 * \frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 &= \int_0^{+\infty} \underbrace{e(n_e)}_{\textcircled{1}} - \underbrace{Zn_i}_{\textcircled{2}} d\varphi \end{aligned}$$

La partie de droite est ensuite divisée en deux intégrales détaillées ci-dessous. Concernant la première intégrale :

$$\begin{aligned} \textcircled{1} \int_0^{+\infty} en_e d\varphi &= \int_0^{+\infty} e \left(n_{es} \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right) \right) d\varphi = \left[en_{es} * \left(\frac{kT_e}{e}\right) \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right) \right]_0^{+\infty} \\ &= n_{es}kT_e \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right) - n_{es}kT_e \\ &= n_{es}kT_e \left(1 - \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right) \right) \end{aligned}$$

En ce qui concerne la seconde intégrale, elle va être sous divisée en deux autres intégrales :

$$\begin{aligned} \textcircled{2} \int_0^{+\infty} -eZn_i d\varphi &= -eZ \int_0^{+\infty} n_i d\varphi = -eZ \int_0^{+\infty} n_{is} \frac{v_+ - v_-}{2u_i} d\varphi \\ &= -\frac{eZn_{is}}{2u_i} \int_0^{+\infty} v_+ d\varphi + \frac{eZn_{is}}{2u_i} \int_0^{+\infty} v_- d\varphi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \textcircled{3} \int_0^{+\infty} v_+ d\varphi &= \int_0^{+\infty} \sqrt{(v_s + u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i}} d\varphi \\ &= \int_0^{+\infty} \left(-\frac{2Ze}{m_i}\right) * \left(-\frac{m_i}{2Ze}\right) \sqrt{(v_s + u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i}} d\varphi \\ &= -\frac{m_i}{2Ze} \int_0^{+\infty} \left(-\frac{2Ze}{m_i}\right) \sqrt{(v_s + u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i}} d\varphi = -\frac{m_i}{2Ze} * \left[\frac{\left((v_s + u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i}\right)^{\frac{3}{2}}}{\frac{3}{2}} \right]_0^{+\infty} \\ &= -\frac{2}{3} \frac{m_i}{2Ze} * \left\{ \left((v_s + u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i} \right)^{\frac{3}{2}} - (v_s + u_i)^2 \right\} \\ &= -\frac{m_i}{3Ze} * \left\{ \left((v_s + u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i} \right)^{\frac{3}{2}} - (v_s + u_i)^3 \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \textcircled{4} \int_0^{+\infty} v_- d\varphi &= \int_0^{+\infty} \sqrt{(v_s - u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i}} d\varphi \\ &= -\frac{m_i}{3Ze} * \left\{ \left((v_s - u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i} \right)^{\frac{3}{2}} - (v_s - u_i)^3 \right\} \end{aligned}$$

Les deux intégrales maintenant résolues, on remplace ces expressions dans l'équation de la seconde intégrale ($\textcircled{2}$) :

$$\begin{aligned} \int_0^{+\infty} -eZn_i d\varphi &= -\frac{eZn_{is}}{2u_i} * -\frac{m_i}{3Ze} * \left\{ \left((v_s + u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i} \right)^{\frac{3}{2}} - (v_s + u_i)^3 \right\} + \frac{eZn_{is}}{2u_i} \\ &\quad * -\frac{m_i}{3Ze} * \left\{ \left((v_s - u_i)^2 - \frac{2Ze\varphi}{m_i} \right)^{\frac{3}{2}} - (v_s - u_i)^3 \right\} \\ &= \frac{n_{is}m_i}{6u_i} * \left\{ (v_+^2)^{\frac{3}{2}} - (v_s + u_i)^3 \right\} - \frac{n_{is}m_i}{6u_i} * \left\{ (v_-^2)^{\frac{3}{2}} - (v_s - u_i)^3 \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{n_{is}m_i}{6u_i} * \{v_+^3 - v_-^3 - (v_s + u_i)^3 + (v_s - u_i)^3\} \\
&= \frac{n_{is}m_i}{6u_i} * \{v_+^3 - v_-^3 - 6v_s^2u_i - 2u_i^3\} \\
&= n_{is}m_i * \left\{ \frac{v_+^3 - v_-^3}{6u_i} - v_s^2 - \frac{u_i^2}{3} \right\}
\end{aligned}$$

Les intégrales ① et ② maintenant déterminées, on peut résoudre l'équation de poisson initiale en substituant les expressions obtenues :

$$\begin{aligned}
&\varepsilon_0 * \frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 = \int_0^{+\infty} e(n_e - Zn_i) d\varphi \\
&= 2 \left\{ n_{is}m_i * \left\{ \frac{v_+^3 - v_-^3}{6u_i} - v_s^2 - \frac{u_i^2}{3} \right\} - n_{es}kT_e \left(1 - \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right) \right) \right\} \\
&= 2 \left\{ n_{is}m_i * \left\{ \frac{v_+^3 - v_-^3}{6u_i} - v_s^2 - \frac{u_i^2}{3} \right\} - Zn_{is}kT_e \left(1 - \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right) \right) \right\}
\end{aligned}$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = \left\{ \frac{2n_{is}}{\varepsilon_0} \left[m_i \left\{ \frac{v_+^3 - v_-^3}{6u_i} - v_s^2 - \frac{u_i^2}{3} \right\} - ZkT_e \left(1 - \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right) \right) \right] \right\}^{1/2}$$

... CQFD ...

Characterization of plasma/walls interactions in an high voltage circuit breaker

High-voltage circuit breakers, present in the power grid, ensure in safety the electricity distribution. When an error is detected, or for a maintenance operation, the opening of the electrical contacts within the circuit breaker causes the appearance of an electric arc at its terminals. Protection and cut-off will only be effective if the electrical arc cut off. Many parameters, geometric and physical, are involved in the breaking capacity of a circuit breaker. The aim of this work is to analyze the impact of plasma on the various materials making up the circuit breaker. A purely theoretical approach is tackled through the use of the commercial software ANSYS Fluent. This work is carried out in collaboration with Siemens, which provides the experimental data necessary for the discussion and validation of the model.

In this work, we first consider the ablation of C_2F_4 nozzles. This phenomenon is taken into account in our study, using an ablation model based on the theory of T. Christen. The ablation of the walls plays a fundamental role on the rise in pressure in the heating volumes, and has a direct effect on the cut-off realization. Thus, the role and quantification of C_2F_4 vapors are discussed and detailed.

The second plasma / material interaction that should be studied is that with the electrodes made of a tungsten copper mixture. This interaction is rarely studied in the literature. The implementation requires the development of sub-layer models in the vicinity of the electrodes, based on energy and flux balances, which make it possible to determine by non-equilibrium approaches the temperature of the electrodes and the rate of vapor production.

On a real circuit breaker configuration, the temporal characteristics of the physical (temperature, velocities, pressure) and electrical (current, voltage) quantities are presented and discussed in the high current phase. We conclude on the need to consider the ablation of C_2F_4 for a good description of the rise in pressure in the heating volumes because they condition the blowing at the moment of current-zero and on the need to take into account the copper vapors because these are present at the zero crossing of the current and then condition the breaking capacity of the circuit breaker.

Keywords:

Thermal plasma, Breaking arc, Numerical modelling, Ablation, Plasma/electrode interaction, Copper vapors.

Caractérisation des interactions plasma/parois dans un disjoncteur haute tension

Les disjoncteurs à haute tension, présents dans le réseau électrique, permettent d'assurer en toute sécurité la distribution de l'électricité. Lorsqu'un défaut est détecté, ou lors d'une intervention de maintenance, l'ouverture des contacts électriques au sein du disjoncteur entraîne l'apparition d'un arc électrique à ses bornes. La protection et la coupure ne seront effectives que lorsque l'arc électrique aura été coupé. De nombreux paramètres, géométriques et physiques entrent en jeu dans la capacité de coupure d'un disjoncteur. L'objectif de ces travaux de thèse consistait à analyser l'impact du plasma sur les différents matériaux constituant le disjoncteur. Une démarche purement théorique est abordée à travers l'utilisation du logiciel commercial ANSYS Fluent. Ces travaux sont menés en collaboration avec la société Siemens qui fournit les données expérimentales indispensables à la discussion et à la validation du modèle.

Dans ce travail nous considérons dans un premier temps l'ablation des tuyères en téflon. Ce phénomène est pris en compte dans notre étude, au travers d'un modèle d'ablation basé sur la théorie de T. Christen. L'ablation des parois joue un rôle fondamental sur la montée en pression dans les volumes de chauffage, et a une incidence directe sur la réalisation de la coupure. Ainsi le rôle et la quantification des vapeurs de C_2F_4 sont discutés et détaillés.

La deuxième interaction plasma/matériau qu'il convenait d'étudier est celle avec l'électrode mobile constituée d'un mélange tungstène cuivre. Cette interaction est rarement étudiée au niveau des travaux de la littérature. La mise en place nécessite le développement de modèles de sous couches, en proche voisinage de l'électrode, basés sur des balances d'énergie et de flux qui permettent de déterminer par des approches hors équilibre la température des électrodes et le taux de production de vapeurs.

Sur une configuration réelle de disjoncteur les caractéristiques temporelles des grandeurs physiques (température, vitesses, pression) et électriques (courant, tension) sont présentées et discutées dans la phase fort courant. Nous concluons sur la nécessité de considérer l'ablation du C_2F_4 pour une bonne description de la montée en pression dans les volumes de chauffage car ils conditionnent le soufflage au moment du passage par le zéro du courant, et sur la nécessité de prendre en compte les vapeurs de cuivre car celles-ci sont présentes au passage par zéro du courant et conditionnent alors le pouvoir de coupure du disjoncteur.

Mots-clés:

Plasma thermique, Arc de coupure, Modélisation numérique, Ablation, Interaction plasma/électrode, Vapeurs de cuivre.