



**HAL**  
open science

# Etude d'un électrobrûleur industriel doté d'une torche à arc triphasée pour la valorisation énergétique de combustibles à faible pouvoir calorifique

Sabri Takali

► **To cite this version:**

Sabri Takali. Etude d'un électrobrûleur industriel doté d'une torche à arc triphasée pour la valorisation énergétique de combustibles à faible pouvoir calorifique. Génie chimique. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2015. Français. NNT : 2015ENMP0071 . tel-01315556

**HAL Id: tel-01315556**

**<https://pastel.hal.science/tel-01315556>**

Submitted on 13 May 2016

**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.

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

## **Doctorat ParisTech**

# **T H È S E**

pour obtenir le grade de docteur délivré par

**l'École nationale supérieure des mines de Paris**

**Spécialité "Énergétique et procédés"**

Présentée et soutenue publiquement par

**Sabri TAKALI**

Le 02 décembre 2015

## **Étude d'un électrobrûleur industriel doté d'une torche à arc triphasée pour la valorisation énergétique de combustibles à faible pouvoir calorifique**

Directeurs de thèse : **Laurent FULCHERI** et **François CAUNEAU**

Co-encadrement de la thèse : **Frédéric FABRY** et **Vandad ROHANI**

### **Jury**

**M. Jean-Jacques GONZALEZ**, Directeur de Recherche, CNRS

**M. Jean-Marie BARONNET**, Professeur émérite, Université de Limoges

**M. Yann Cressault**, Maître de conférences, Université de Toulouse

**M. Jean-Marie Chiocci**, Directeur division équipement, Tournaire S.A.

**M. Ange Nzihou**, Professeur, Mines Albi

**M. Laurent Fulcheri**, Directeur de recherche, Mines ParisTech

**M. François Cauneau**, Maître de recherche, Mines ParisTech

**M. Frédéric Fabry**, Ingénieur de recherche, Mines ParisTech

**M. Vandad Rohani**, Maître assistant, Mines ParisTech

Président

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

Examineur

Examineur

Invité

Invité

**MINES ParisTech**  
**PERSEE**

1, Rue Claude Daunesse, 06904 Sophia Antipolis



*A mes trois petites sœurs, Sabrina, Souhir, Farah*

*A mes parents Hbib et Dalila*

*A la femme de ma vie, Maysoun*

## *Remerciements*

Cette thèse de Doctorat a été réalisée dans le cadre d'un partenariat entre le centre PERSEE de Mines ParisTech et la société grasse Tournaire S.A. Par ces quelques lignes, je tiens à remercier ceux qui ont participé de près ou de loin au bon déroulement de cette thèse. Mon premier remerciement s'adresse naturellement à M. Jean-Marie Chiocci, Directeur de la division équipement chez Tournaire S.A., qui, malgré son emploi de temps chargé, n'a pas ménagé ses efforts pour apporter son expertise industrielle et faire réussir la partie expérimentale de ma thèse. Je lui remercie également pour sa présence dans mon jury.

Un grand merci à Messieurs les Professeurs Jean-Marie Baronnet et Jean-Jacques Gonzalez pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'examiner mon manuscrit de thèse. J'adresse également de chaleureux remerciements à M. Yann Cressault pour avoir évalué mon travail et pour le grand intérêt qu'il lui a porté. Merci aussi à M. Ange Nzihou d'avoir accepté d'être membre du jury.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à M. Laurent Fulcheri qui fut pour moi plus qu'un directeur de thèse. Je lui suis reconnaissant de m'avoir assuré un encadrement rigoureux tout au long de ces années de thèse. Il m'a toujours accordé le temps nécessaire pour discuter et il a su acheminé mon enthousiasme vers la bonne direction. Je tiens aussi à remercier M. François Cauneau de m'avoir fait bénéficier tout au long de ce travail de ses grandes compétences et sa grande clairvoyance. J'éprouve également mes sincères gratitude envers M. Vandad Rohani. Enfin, je suis redevable à M. Frederic Fabry « Fred » qui fut pour moi un ami plus qu'un maître de thèse, sans lui ce travail n'aurait pas été possible, je le remercie pour tout ce qu'il m'a appris, pour les discussions enrichissantes que j'ai eu avec lui, pour sa gentillesse, ...

Je remercie également tous les membres du centre PERSEE, en particulier, Monsieur le directeur Arnaud Rigacci, Laurent, Marie-Jeanne, Lyliane, Christine, Brigitte, Patrick et Pierre. Je remercie toutes les personnes formidables que j'ai pu rencontrer pendant mes années de thèse : Abbass, Massiel, Christophe, Papa, Guigui, Maxime ...

Pour mes premiers pas en France, merci à Dali et Rabi.

Pour ceux qui m'ont appuyé et encouragé de loin à effectuer ce travail de recherche, je dédie ce mémoire à mon Père Hbib qui avec ses exploits a su toujours me challenger, à ma Mère Dalila – toujours fière de moi- pour sa douceur et son amour éternel, à mes petites sœurs Sabine, Souhir et Farah pour leurs encouragements et leur amour inconditionnel. Finalement, je dédie ce travail à la femme avec laquelle je vais partager ma vie, à Mayssa ...



# Sommaire

Introduction Générale.....	14
Chapitre I.....	18
Etat de l'art.....	18
<b>1. La biomasse comme source d'énergie du futur .....</b>	<b>18</b>
<b>1.1. Contexte Mondial .....</b>	<b>18</b>
<b>1.2. Les différentes formes de biomasse .....</b>	<b>20</b>
1.2.1. Le biogaz .....	21
1.2.2. Les biocarburants de 1 <sup>ère</sup> génération.....	21
1.2.3. La biomasse solide .....	22
<b>1.3. Les différents procédés thermiques de valorisation de la biomasse .....</b>	<b>24</b>
1.3.1. La pyrolyse.....	24
1.3.2. La gazéification .....	25
1.3.3. La combustion .....	25
1.3.3.1. L'oxy-combustion .....	26
1.3.3.2. La co-combustion .....	27
1.3.3.3. La combustion assistée par plasma.....	27
<b>2. Les électrobrûleurs plasma dans les centrales thermiques .....</b>	<b>32</b>
<b>2.1. Situation mondiale.....</b>	<b>32</b>
<b>2.2. Les différents concepts d'électrobrûleur .....</b>	<b>36</b>
<b>2.3. Etude technico-économique.....</b>	<b>42</b>
2.3.1. Intérêts technologiques.....	42
2.3.2. Intérêts économiques.....	44
2.3.2.1. Premier cas d'étude .....	44
2.3.2.2. Deuxième cas d'étude.....	48
<b>3. Les Différentes technologies de torches plasma haute température .....</b>	<b>50</b>

<b>3.1.</b>	<b>Les différents types de torche plasma</b> .....	50
3.1.1.	Technologie Radiofréquence.....	50
3.1.2.	Technologie Micro-Ondes.....	51
3.1.3.	Technologie à arc .....	51
3.1.3.1.	Technologie à arc DC .....	53
3.1.3.2.	La technologie à arc triphasé et la torche plasma PERSEE.....	54
<b>3.2.</b>	<b>Autres applications des plasmas à arc de moyennes puissances dans l'industrie</b> .....	57
<b>4.</b>	<b>Conclusion</b> .....	60
	Chapitre II .....	64
	Développement et caractérisation expérimentale d'une torche plasma triphasée à électrodes en graphite fonctionnant à l'air .....	64
<b>1.</b>	<b>Problématique, objectifs de l'étude et démarche expérimentale</b> .....	64
<b>2.</b>	<b>Description du banc expérimental</b> .....	67
2.1.	La torche plasma triphasée .....	67
2.2.	Les sous-systèmes .....	69
2.3.	Les dispositifs d'analyse et de mesure .....	71
2.3.1.	Le Chromatographe en phase gazeuse .....	71
2.3.2.	Le détecteur NDIR .....	72
2.3.3.	Les caméras .....	72
2.3.4.	Autres moyens de mesures .....	73
<b>3.</b>	<b>Analyse du fonctionnement de la torche plasma actuelle dans des conditions oxydantes</b> .....	74
3.1.	Nature et géométrie des électrodes en graphite.....	74
3.2.	Processus d'érosion des électrodes.....	76
3.2.1.	L'érosion par ablation .....	76
3.2.2.	L'érosion chimique .....	78

<b>3.3. Comparaison et quantification de l'érosion en fonction des conditions expérimentales</b>	80
3.3.1. Nature du gaz plasma	80
3.3.1.1. Erosion à l'azote	80
3.3.1.2. Erosion à l'air	83
3.3.1.3. Erosion au monoxyde de carbone	84
3.3.1.4. Erosion à l'air avec injection de noir de carbone	88
3.3.1.5. Conclusion	89
3.3.2. Débit du gaz plasma	90
<b>3.4. Bilans énergétique en fonction des conditions expérimentales</b>	91
<b>3.5. Caractérisation du comportement de l'arc</b>	93
3.5.1. Algorithme de détection et d'analyse des mouvements des arcs	94
3.5.2. Analyse statistique des propriétés de l'arc	95
<b>4. Développement d'une nouvelle torche adaptée à la combustion assistée par plasma</b>	98
<b>4.1. Objectifs</b>	98
<b>4.2. Solutions technologiques préconisées pour augmenter la puissance de la torche</b>	99
<b>4.3. Solutions technologiques préconisées pour réduire l'érosion des électrodes..</b>	102
4.3.1. Gainage des électrodes par un gaz neutre ou réducteur	102
4.3.2. Protection chimique des électrodes	102
4.3.3. Augmentation du diamètre des électrodes	103
4.3.4. Protection physique des électrodes	104
4.3.5. Contrôle de l'écoulement du flux d'air	105
<b>4.4. Solutions technologiques préconisées pour réduire les pertes thermiques</b>	105
<b>4.5. Nouvelle conception de la torche plasma triphasée</b>	106

<b>5. Analyse du fonctionnement de la nouvelle torche plasma dans des conditions oxydantes.....</b>	<b>107</b>
<b>5.1. Essais préliminaires sans combustion .....</b>	<b>107</b>
5.1.1. Erosion des électrodes .....	109
5.1.1.1. Erosion à l'azote .....	109
5.1.1.2. Erosion à l'air .....	110
5.1.2. Bilan énergétique.....	112
<b>5.2. Essais préliminaires de combustion assistée par plasma .....</b>	<b>114</b>
5.2.1. Erosion des électrodes .....	114
5.2.2. Bilan énergétique.....	115
5.2.3. Analyse des gaz de combustion .....	117
5.2.4. Analyse par imagerie de la combustion de la biomasse.....	119
<b>6. Conclusion .....</b>	<b>121</b>
Chapitre III .....	128
Modèle numérique de l'écoulement plasma dans la nouvelle torche plasma triphasée.....	128
<b>1. Objectif de la modélisation numérique de la torche plasma triphasée .....</b>	<b>128</b>
<b>2. Les modèles numériques de l'écoulement fluidique dans les torches plasma .....</b>	<b>129</b>
<b>3. Modèle numérique .....</b>	<b>136</b>
<b>3.1. Modèle Source .....</b>	<b>136</b>
<b>3.2. Hypothèses de calcul .....</b>	<b>140</b>
<b>3.3. Géométrie et maillage .....</b>	<b>141</b>
<b>3.4. Equations de Navier Stokes .....</b>	<b>143</b>
<b>3.5. Modèle de turbulence.....</b>	<b>144</b>
<b>3.6. Modèle de rayonnement.....</b>	<b>146</b>
<b>3.7. Propriétés physiques des matériaux .....</b>	<b>153</b>
<b>3.8. Conditions aux limites.....</b>	<b>154</b>
<b>4. Résultats de la simulation en milieu non-réactif .....</b>	<b>157</b>

<b>4.1.</b>	<b>Simulation sans la prise en compte du rayonnement</b> .....	157
4.1.1.	Etude de sensibilité aux paramètres du modèle et aux paramètres physiques .	160
4.1.1.1.	Influence du volume de la source de puissance.....	160
4.1.1.2.	Influence de la force de Lorentz .....	162
4.1.1.3.	Effet de la variation du débit d'air et de la puissance de la source.....	164
<b>4.2.</b>	<b>Simulation avec la prise en compte du rayonnement</b> .....	168
4.2.1.	Comparaison entre les simulations avec et sans rayonnement.....	168
4.2.2.	Etude de sensibilité du modèle de rayonnement .....	169
4.2.3.	Analyse de la distribution spectrale du rayonnement.....	171
4.2.4.	Caractérisation de l'écoulement .....	174
<b>5.</b>	<b>Etudes des solutions de gainage des électrodes</b> .....	176
<b>5.1.</b>	<b>Simulation du gainage à l'azote</b> .....	176
<b>5.2.</b>	<b>Simulations du gainage au méthane</b> .....	178
5.2.1.	Modèle de transport des espèces .....	178
5.2.2.	Modèle cinétique .....	180
5.2.2.1.	Les hypothèses de réduction des mécanismes réactionnels.....	181
5.2.2.2.	Mécanismes cinétiques simplifiés pour l'oxydation du méthane.....	183
5.2.2.3.	Simulations et résultats.....	187
<b>6.</b>	<b>Conclusion</b> .....	194
	Conclusion générale .....	196
	Références .....	202
	Annexe 1 : Différentes itérations de conception de la nouvelle torche plasma sous SolidWorks .....	212
	Annexe 2 : Interaction magnétique entre deux arcs .....	216
	Annexe 3 : Représentation 3D des fractions molaires des différents gaz définis dans le modèle Jones et Lindstedt .....	218

## Nomenclature :

### Lettres latines :

A	: Facteur pré-exponentiel (loi d'Arrhenius)
c	: Vitesse de la lumière [ $3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ ]
$C_p$	: Capacité calorifique [ $\text{J.kg}^{-1}$ ]
$D_{ei}$	: Coefficient de diffusion de l'espèce i
$E_a$	: Energie d'activation [J]
$g^*$	: Terme source
$h$	: Constante de Planck [ $6.62607 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ ]
h	: Enthalpie [J]
$h^*$	: Source d'enthalpie [J]
I	: Courant [A]
J	: Densité de courant [ $\text{A.m}^{-2}$ ]
$k_B$	: Constante de Boltzmann [ $1,38065 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ]
L	: Luminance directionnelle [ $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ ]
$m_i$	: masse de l'espèce i [g]
$M_{M,i}$	: Masse molaire i [ $\text{g.mol}^{-1}$ ]
Q	: Débit [ $\text{g.s}^{-1}$ ]
p	: Pression statique [bar]
$p_v$	: Pression de vapeur [bar]
P	: Puissance [W]
Pr	: nombre de Prandtl
t	: Temps [s]
T	: Température [K]
U	: Tension électrique [V]
V	: Vitesse [ $\text{m.s}^{-1}$ ]
$V_{Di}$	: Vitesse de diffusion de l'espèce i [ $\text{m.s}^{-1}$ ]
$V_{M,i}$	: Volume molaire de l'espèce i [ $\text{m}^3.\text{mol}^{-1}$ ]
$W_i$	: Taux de production de l'espèce i [ $\text{g.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ ]
$Y_i$	: Fraction massique de l'espèce i

### Lettres grecques :

$\beta$	: Exposant de température (loi d'Arrhenius)
$\eta$	: Viscosité dynamique [ $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ]
$\kappa_\lambda$	: Coefficient d'absorption spectral [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\lambda_c$	: Conductivité thermique [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]
$\lambda$	: Longueur d'onde [m]
$\rho$	: Masse volumique [ $\text{g.m}^{-3}$ ]
$\sigma$	: Constante de Stefan-Boltzmann [ $5,670373 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ ]
$\tau$	: Temps caractéristique [s]
$\bar{\tau}$	: Tenseur des taux de déformation [bar]

Abréviations :

ASA	: Superficie de la surface active (active surface area)
CAO	: Conception assistée par ordinateur
CAPEX	: Dépenses en capital (capital expenditure)
CMA	: Coefficient Moyen d’Absorption
COV	: Composé organique volatil
DOM	: Méthode aux ordonnées discrètes (discrete ordinate method)
DTRM	: Modèle de rayonnement par transfert discret (discrete transfer radiation model)
EBP	: Electrobrûleur Plasma
ETL	: Equilibre Thermodynamique Local
ETR	: Equation de Transfert Radiatif
MHD	: Magnéto-HydroDynamique
NDIR	: Nondispersive InfraRed
NOx	: Oxydes d’azote
OPEX	: Dépenses opérationnelles (Operational expenditure)
PCI	: Pouvoir calorifique inférieur
PEA	: Approximation de l’équilibre partiel (Partial equilibrium approximation)
POPs	: Polluants organiques persistants
QSSA	: Approximation de l’état quasi-stationnaire (Quasi-steady state approximation)
TAT	: Torche à Arc Triphasée

# Introduction Générale

Ces travaux de thèse ont été menés au centre PERSEE de l'Ecole des Mines de Paris en collaboration avec la société Tournaire S.A. Les recherches de l'Equipe Plasma (PERSEE, groupe MATPRO) visent le développement de nouveaux procédés avancés sobres et propres capables d'apporter des solutions originales aux défis énergétiques et environnementaux de demain. Elles portent plus particulièrement sur la conversion thermochimique assistée par plasma de produits hydrocarbonés (fossiles et renouvelables) pour la production d'énergie (chaleur, hydrogène et/ou électricité), de matériaux (noirs de carbone, nanostructures,...) ou encore le traitement d'effluents gazeux (goudrons, COV,...). De son côté, Tournaire S.A. est une PME Française spécialiste dans la valorisation de matières premières naturelles ainsi que dans l'équipement et le conditionnement industriel depuis 1833. Tournaire S.A a apporté son support financier et technique pendant les trois ans de thèse. Avec cette thèse, elle a pour perspective de diversifier et étendre ses domaines d'expertise et d'activité vers de nouveaux procédés en lien avec les énergies vertes et/ou de traitement de déchets.

Dans le contexte actuel d'épuisement des ressources fossiles conventionnelles et du réchauffement climatique, la production d'énergie à partir de biomasses solides ou de déchets organiques constitue un enjeu majeur pour la société et l'environnement. Les matières organiques renouvelables brutes sont, en majorité, des combustibles pauvres dont la combustion directe à l'air ne peut se réaliser que dans un environnement à haute température. En fonction de la demande fluctuante en électricité sur le réseau, les centrales thermiques amenées à exploiter ce type de combustibles doivent être en mesure d'assurer des phases de fonctionnement à plus basse température telles que le démarrage à froid et le fonctionnement à charge réduite. Actuellement, la solution la plus massivement employée consiste à utiliser une assistance à la combustion par l'intermédiaire de brûleurs annexes fonctionnant avec des combustibles riches fossiles, classiquement du fuel ou du gaz naturel. Cette solution d'assistance est contraignante, coûteuse et polluante car elle implique, non seulement, la consommation systématique de combustibles fossiles chers entraînant des émissions inévitables de NOx et POPs, mais aussi un coût de fonctionnement élevé dû aux annexes des brûleurs. Depuis quelques années, des solutions d'assistance à la combustion alternatives émergent, parmi lesquelles la combustion assistée par plasma de combustibles à faible PCI dont le potentiel est particulièrement prometteur. Son principe repose sur l'activation

thermochimique contrôlée de la combustion par l'action d'un plasma thermique dont la puissance électrique n'excède pas quelques pourcents de la puissance thermique de la flamme de combustion. Ce type de brûleur est appelé électrobrûleur plasma.

Les électrobrûleurs actuellement dans l'industrie sont tous basés sur des technologies de torches plasma à courant continu (DC). Ces technologies présentent un certain nombre de limites et verrous techniques (systèmes de refroidissement par eau, faible durée de vie des électrodes, nécessité de redresseurs AC/DC ...) conduisant à des coûts d'équipement et d'exploitation importants. Afin de s'affranchir de ces limitations et de réduire significativement les coûts d'équipement et d'exploitation, le centre PERSEE, travaille depuis plusieurs années sur le développement de torches plasma triphasées à électrodes en graphite. L'objectif principal de ces travaux de thèse a été de développer une torche plasma triphasée prototype de 100 kW à électrodes en graphite fonctionnant à l'air de façon robuste pour une future intégration dans un électrobrûleur plasma. Les travaux de recherche ont été menés en parallèle au niveau expérimental et au niveau théorique.

Le premier chapitre de la thèse présente un état de l'art avec en première partie, les avantages de la biomasse solide pour la production future d'énergie et positionne, dans ce cadre, l'intérêt de la combustion assistée par plasma pour la valorisation énergétique de la biomasse. Dans une deuxième partie, les différentes technologies de torches plasma ainsi que les différents concepts d'électrobrûleur plasma développés à ce jour sont détaillés et analysés techniquement. Dans la dernière partie du chapitre, une analyse technico-économique est présentée sur l'intégration de cette technologie dans différents cas de centrales thermiques suivant leur localisation géographique.

Le deuxième chapitre présente la démarche suivie et les études réalisées pour le développement d'une nouvelle torche plasma triphasée prototype fonctionnant à l'air pour une puissance de 100 kW. Dans un premier temps, des essais préliminaires ont été réalisés sur une précédente technologie de torche plasma triphasée développée précédemment au Centre PERSEE, afin d'identifier les limitations actuelles pour son fonctionnement continu dans les conditions souhaitées de combustion. Lors de cette étape, les taux d'érosion des électrodes en graphite ont été évalués pour différentes conditions opératoires: la nature et le débit du gaz plasmagène et les concentrations de carbone et d'oxygène au voisinage des électrodes en injectant des particules de noir de carbone dans le plasma. A l'issue de ces essais, des bilans thermiques ont permis de déterminer la répartition des pertes thermiques sur la technologie

actuelle de la torche et son rendement énergétique. Une analyse statistique du mouvement de l'arc par caméra rapide a été réalisée afin de déduire ses propriétés géométriques. A la fin de cette phase d'essais préliminaires, des axes d'amélioration ont été identifiés et une nouvelle conception a été proposée. Après la phase de fabrication et de montage de la torche sur le banc expérimental, des essais de caractérisation ont été effectués. Limité par la capacité restreinte d'évacuation d'énergie du banc d'essai, la torche n'a pas été testée à pleine puissance. Des tests de combustion ont été également réalisés pour de faibles débits de biomasse avec pour objectif de faire une description qualitative de la combustion assistée par plasma.

Le troisième chapitre est consacré aux travaux de modélisation de la nouvelle torche plasma triphasée conçue dans le chapitre II. Il présente la modélisation stationnaire 3D de l'écoulement du gaz plasmagène et des éléments solides de la nouvelle torche afin : i) de cartographier les champs de vitesse et de température, ii) de vérifier la bonne tenue thermique théorique des différents composants de la torche avant sa fabrication et iii) de valider les solutions technologiques préconisées pour améliorer son rendement thermique et réduire l'érosion des électrodes en graphite. Dans le modèle, une simplification de la colonne d'arc a été faite en la remplaçant par un domaine source dont la géométrie est issue de l'analyse de vidéos des arcs acquises par caméra rapide. Pour la validation du modèle, la sensibilité aux variations des paramètres du modèle tels que le volume du domaine source et la valeur des forces électromagnétiques sont étudiées. Les effets des variations des paramètres physiques tels que le débit d'air, la puissance de l'arc et le débit d'azote de gainage pour les électrodes sont également détaillés. Le rayonnement du plasma a été pris en compte en utilisant une nouvelle base de données pour le coefficient d'absorption spectral. Une étude de sensibilité du modèle sur la méthode utilisée pour moyenniser le coefficient d'absorption spectral, l'effet du volume du domaine source et l'impact de la discrétisation spatiale. Finalement, pour évaluer le rôle du méthane comme gaz de gainage pour les électrodes en graphite, le modèle réactionnel de Jones et Lindstedt a été implémenté dans le modèle pour simuler la cinétique chimique de la réaction du méthane avec l'air dans la torche.



# Chapitre I

## Etat de l'art

### **1. La biomasse comme source d'énergie du futur**

#### **1.1. Contexte Mondial**

La science montre que l'activité humaine est la principale responsable du réchauffement climatique observé depuis le 20<sup>e</sup> siècle à cause d'une augmentation sans précédent de la concentration des gaz à effet de serre dans l'atmosphère [1]. Ceci a eu pour conséquence un nombre de changements sans équivalents depuis des millénaires à l'instar de la diminution de la couverture neigeuse, principalement sur les pôles, l'augmentation des températures des océans et de l'atmosphère et l'élévation du niveau des mers et des océans. Le forçage radiatif total de notre système climatique, défini comme le bilan des flux d'énergie reçus et émis, est positif et la grande contribution de l'absorption nette d'énergie provient de l'augmentation de la teneur en CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère. Plusieurs scénarios prévisionnels dits scénarios RCP (Representative Concentration Pathway) ont été développés et selon la majorité de ces RCP, d'ici la fin du 21<sup>ème</sup> siècle, le réchauffement climatique aura comme conséquence une augmentation de la température à la surface du globe, probablement, supérieure à 1,5 °C, par rapport à la période allant de 1850 à 1900. L'étendue et l'épaisseur des manteaux neigeux vont continuer à baisser, de même que la banquise arctique. Les niveaux moyens des mers grimperont encore pour atteindre 1 m de plus à l'horizon de 2100 [1].

Le changement climatique est un challenge de long terme, mais qui nécessite des mesures d'urgence. La concentration de 450 ppm de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère est considérée comme le seuil à ne pas dépasser avant que le réchauffement climatique ne devienne irréversible. Ceci correspond à une augmentation de la température moyenne de 2 °C par rapport à la période préindustrielle. Seulement un seul scénario RCP permet d'atteindre cet objectif à l'horizon de 2100 [2]. Ce scénario repose sur la disponibilité et la large utilisation des technologies

utilisant des bio-fuels avec la séquestration et le stockage du CO<sub>2</sub> accompagné d'un grand effort d'afforestation, durant la seconde moitié du siècle.

Le transfert vers une économie à faible émission de carbone implique de nouveaux modèles d'investissements. Certaines projections financières estiment l'investissement annuel dans le secteur de l'énergie à 1 200 milliards de dollars. Les scénarios d'atténuation, ciblant une concentration de CO<sub>2</sub> entre 430 et 530 ppm d'ici la fin du 21<sup>ème</sup> siècle, montrent des changements substantiels de l'investissement annuel dans ce secteur entre les années 2010 et 2029 : les investissements dans les centrales énergétiques à combustibles fossiles baisseront de 30 milliards de dollars contre une augmentation de 147 milliards de dollars dans des technologies à faible émission, à savoir les centrales nucléaires et les centrales thermiques à biomasse ou à séquestration et stockage de CO<sub>2</sub> ainsi que les diverses formes d'énergies renouvelables [3].

Tableau 1: Comparaison des coûts de production de l'électricité en 2005 et en 2030 et des émissions de gaz à effet de serre selon l'énergie primaire utilisée [3].

Sources d'énergie	Technologie considérée pour l'estimation des coûts	2005	Coût projeté 2030	Émissions de GHS (Kg eq CO <sub>2</sub> /MWh)
		Coût (€/MWh)	(€/MWh avec 20-30 €/tCO <sub>2</sub> )	
<i>Source : IEA</i>				
Gaz naturel	Open cycle gas turbine	45 – 70	55 – 85	440
	CCGT (Combined Cycle Gas Turbine) turbine à gaz cycle combiné	35 – 45	40 – 55	400
Pétrole	Moteur diesel	70 – 80	80 – 95	550
Charbon	PF (Pulverised Fuel with flue gas desulphurisation)	30 - 40	45 – 60	800
	CFBC (Circulating fluidized bed combustion)	35 - 45	50 – 65	800
	IGCC (Integrated Gasification Combined Cycle)	40 - 50	55 – 70	750
Nucléaire	Réacteur à eau légère	40 - 45	40 – 45	15
Biomasse	Production à partir de biomasse	25 - 85	25 – 75	30
Éolien	On shore	35 - 175	28 – 170	30
		35 – 110	28 – 80	
	Off shore	50 - 170	50 – 150	10
60 – 150	40 – 120			
Hydraulique	Grand	25 - 95	25 – 90	20
	Petit (<10MW)	45 - 90	40 – 80	5
Solaire	Photovoltaïque	140 - 430	55 -260	100

La consommation d'énergie primaire à l'horizon 2050 pourrait monter à 22,6 Gtep, soit trois fois la consommation de l'année 2000 (7,38 Gtep) et la part du secteur de production d'électricité passerait de 34 % à 42,5 %. Selon le scénario B1 du GIEC et le scénario IMACLIM du CIRED, bien que les pourcentages de charbon et de pétrole vont probablement diminuer, la part de la biomasse dans le mix énergétique à l'horizon 2050 serait entre 9,7 % et 14,4 % (entre 2,2 et 3,25 Gtep). Dans les centrales thermiques traditionnelles où actuellement le charbon joue un rôle primordial, la diminution de la part de cette ressource primaire pour répondre aux urgences environnementales, passera inévitablement par un rôle plus important des biomasses. D'ailleurs, comme le montre le Tableau 1, les intérêts économique et environnemental de cette ressource renouvelable primaire sont déjà démontrés : (i) un prix au MWh fortement concurrentiel par rapport aux autres énergies renouvelables (éolien, hydraulique ou solaire) et aux énergies fossiles, (ii) un coût d'investissement d'ici 2030 parmi les plus faibles du marché et (iii) des émissions de gaz à effet de serre de l'ordre de 30 kg équivalent de CO<sub>2</sub> par MWh (soit environ 10 % des émissions dues aux énergies fossiles et du même ordre de grandeur que celles des autres énergies renouvelables).

## **1.2. Les différentes formes de biomasse**

La biomasse peut être considérée comme une forme de stockage de l'énergie solaire collectée par les plantes durant la photosynthèse où le dioxyde de carbone est capturé et converti en matière végétale. A la source, la biomasse est une énergie propre. L'amalgame entre énergie propre et énergie renouvelable est fréquent. Dans certains cas, l'utilisation de la biomasse peut engendrer des déséquilibres environnementaux. Pour cette raison, il est important de préciser que la biomasse ne peut être considérée comme une énergie propre et renouvelable que si elle est soutenue par une politique écologique raisonnée.

Elle se présente sous différentes formes : les résidus de récoltes, les déchets de l'industrie du bois et de l'industrie de l'alimentaire (bagasse), les déchets animaliers, les boues des stations d'épuration, les déchets municipaux (déchets organiques), les végétations plantées pour le secteur de l'énergie et les taillis à courte rotation ... Le traitement de certains types de biomasse permet de les convertir sous d'autres formes plus facile à valoriser énergétiquement comme le biocarburant et le biogaz. Actuellement, la biomasse représente 14 % de l'énergie primaire dans le monde et est considérée comme la quatrième source d'énergie [4]. En France, 5 % de l'énergie primaire consommée provient de la biomasse et elle est répartie en

trois catégories selon son état: le biogaz, le biocarburant et la biomasse solide utilisée directement comme combustible. La France, grand pays forestier, est le premier pays européen dans la consommation de cette forme d'énergie (principalement du bois) avec 10 Mtep en 2011 [5].

#### 1.2.1. Le biogaz

Le biogaz est le produit de la fermentation spontanée ou stimulée de matières organiques par des bactéries en l'absence d'oxygène. Il est principalement constitué de méthane (deux tiers environ), de dioxyde de carbone voire d'azote. La composition des biogaz varient selon leur origine. Ils sont généralement produits dans des méthaniseurs ou dans des *landfills* ce qui change leurs compositions. Dans un méthaniseur, les concentrations de méthane et de dioxyde de carbone sont respectivement de l'ordre de 65 % et 35 % tandis que dans les *landfills*, ces concentrations sont de l'ordre de 52 % et 28 % avec 20 % d'azote. Le biogaz sert principalement comme combustible pour la production d'électricité ou de chaleur. Sa production en France reste négligeable avec seulement 0,2 Mtep en 2004 contre 1,5 Mtep pour l'Allemagne ou le Royaume Uni.

Le coût d'installation élevé est le principal frein pour la généralisation des procédés de production de biogaz.

#### 1.2.2. Les biocarburants de 1<sup>ère</sup> génération

Le biocarburant présente un intérêt particulier, surtout pour la filière des transports routiers, en remplaçant partiellement l'essence par du bioéthanol et le diesel par des huiles végétales. Le bioéthanol est issu de la fermentation des sucres ou des amidons des plantes. En France, c'est principalement à partir du blé ou de la betterave qu'il est produit et c'est bien souvent un coproduit du raffinage du sucre. L'utilisation du bioéthanol pur permet une économie de l'ordre de 57 % en termes d'énergies fossiles et de 61 % en termes d'émissions de CO<sub>2</sub> par unité consommée, selon une étude réalisée par l'ADEME [6]. En France, en ce qui concerne les huiles utilisables dans les moteurs Diesel, elles proviennent principalement du colza et en quantités plus faibles du tournesol. La même étude souligne que les émissions de CO<sub>2</sub> chutent de 70 % pour les huiles de colza, et de 75 % pour les huiles de tournesol par rapport au gazole. D'un point de vue économique, le bioéthanol devient compétitif pour un cours du baril de pétrole supérieur à 90 \$US et les huiles pour un cours supérieur à 75 \$US [6]. Pour la

production des biocarburants de première génération, seulement une partie de la plante est transformée. Ainsi, une grande surface est nécessaire pour pouvoir récolter des quantités suffisantes de matière première. Par conséquent, l'agriculture dédiée au biocarburant vient concurrencer la culture vivrière et, dans certains cas, participe à la déforestation de certaines zones. Sur le plan socioéconomique, la concurrence avec l'agriculture alimentaire vient augmenter ses prix et aggrave la situation alimentaire des pays les plus pauvres. Sur le plan écologique, bien que le bilan en CO<sub>2</sub> des biocarburants soit généralement considéré comme positif, le changement d'affectation des sols peut avoir des conséquences désastreuses. En effet, la destruction des forêts tropicales s'est fortement accélérée ces dernières années à cause de la demande accrue de l'industrie des biocarburants pour le soja, le maïs et la canne à sucre.

### 1.2.3. La biomasse solide

Le chauffage est naturellement la forme la plus naturelle et rationnelle de l'utilisation de la biomasse solide, souvent assimilée au «bois-énergie» et intéresse en priorité les zones rurales qui sont souvent éloignées des réseaux de distribution des énergies fossiles mais proches des gisements de bois-énergie. Elle est aussi utilisée pour la production d'électricité, notamment par cogénération. En effet, les biomasses agricole et forestière constituent le gisement énergétique le plus fécond pour les années à venir. La quantité de biomasse qui peut être produite chaque année par l'industrie du bois (les déchets de scierie par exemple) ainsi que par les déchets de l'agroforesterie (plaquettes forestières, pailles, petits bois et résidus d'exploitation) est estimée à 5 Mtep. En deuxième place, on trouve les déchets organiques et en particulier les boues des stations d'épuration. En France, environ 2 millions de tonnes de matière sèche sont produites chaque année, dont on estime que 55 % restent non-valorisées, c'est-à-dire l'équivalent approximatif de 0,5 Mtep/an si ces boues faisaient l'objet d'une valorisation énergétique.

Les biomasses solides d'origine végétale peuvent avoir des caractéristiques variées, mais il y a une typologie générale de cette famille de combustibles : des PCI faibles variant entre 6 et 20 MJ/kg, des densités faibles, des teneurs en inertes excédant rarement 5 %, un contenu assez important en matières volatiles, des pourcentages de chlore et de soufre généralement inférieurs à 0,1 % mais aussi des teneurs en eau élevées (typiquement entre 30 et 50 % de la masse brute) d'où la nécessité de les sécher avant leur utilisation dans des chaudières à combustion [7]. Chimiquement, le carbone et l'oxygène représentent approximativement 50

% et 40 % de la masse de la matière sèche d'une biomasse typique. On peut également y trouver des traces d'hydrogène (~ 5 %) et d'azote (~ 1 %) [8]. Le Tableau 2 et la Figure 1 montrent les caractéristiques de différents types de biomasses végétales utilisés dans une centrale thermique en Pologne pour la co-combustion avec du charbon et/ou dans un lit fluidisé de biomasse.

Tableau 2 : Caractéristiques des biomasses utilisées dans la centrale de Poloniec, Pologne (pourcentages massiques).

	Mélange (80 % bois 20 % agro)	Copeaux de bois	Agro	Pailles - Tournesol granulés	Coquille de Palme
<b>Biomasses Brutes</b>					
Humidité (%)	35,90	42,40	11,55	13,00	11,50
Teneur en cendre (%)	1,80	0,29	2,63	-	2,90
PCI (MJ.kg <sup>-1</sup> )	10,50	9,40	15,85	14,80	16,00
Densité (kg.m <sup>-3</sup> )	350	300	437,5	600	600
<b>Biomasses sèches</b>					
Matière volatile (%)	--	80,00	80,78	83,10	80,00
Cendre (%)	2,81	0,50	3,95	6,90	3,28
C (%)	49,15	49,75	49,01	45,83	49,51
H (%)	5,96	6,12	5,86		5,91
N (%)	0,25	0,05	0,87	0,80	0,93
O (%)	--	43,50	40,25	40,63	40,21
S (%)	0,05	0,04	0,11	0,15	0,16
Cl (mg.kg <sup>-1</sup> )	--	100	550	1 000	700
P (mg.kg <sup>-1</sup> )	--	100	1 150	1 000	1 600
alkalin (Na+K) acid soluble (mg.kg <sup>-1</sup> )	--	600	6 650	10 000	11 000

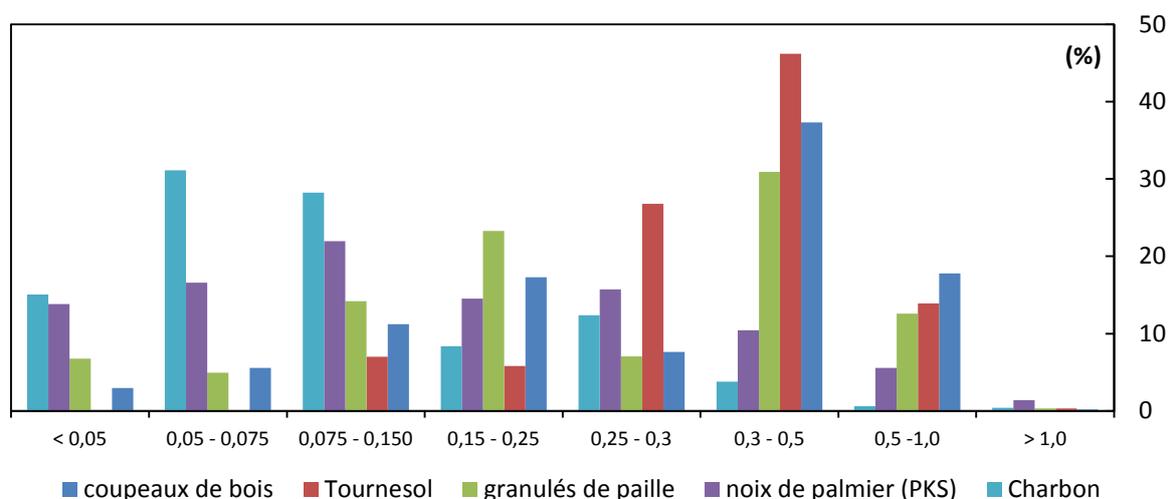


Figure 1 : Distribution massique selon la granulométrie de différents échantillons de biomasses et un échantillon de charbon (dimensions en mm)

La biomasse solide est de plus en plus utilisée dans les centrales thermiques de production d'électricité, puisqu'elle est disponible en quantités plus importantes que le biogaz ou les biocarburants. C'est une stratégie que ciblent les grands pays développés dans leur transition énergétique vers des énergies plus propres mais aussi pour réduire leur dépendance aux combustibles fossiles importés. La Chine étant le plus grand consommateur d'énergie et émetteur de CO<sub>2</sub> au monde, elle investit massivement dans l'intégration intensive de la biomasse dans son mix énergétique. En effet, en 2010, une capacité de 5,5 GW provenant des biomasses a été atteinte dont 62 % provenant directement de l'utilisation de bois-énergie [9]. L'objectif pour l'horizon 2020 est d'atteindre 30 GW de puissance électrique produite à partir de la biomasse avec un investissement totale qui s'élèvera à 3,1 milliards de dollars pour l'installation de ce type de centrale thermique. A ce jour, le nombre de centrales thermiques à biomasse en fonctionnement en chine se situe entre 500 et 700 [9]. En Chine, afin d'assurer leur viabilité économique, un prix subventionné au kWh de 0,039 \$US a été fixé pour l'électricité produite à partir de la biomasse.

### **1.3. Les différents procédés thermiques de valorisation de la biomasse**

Les principaux procédés thermiques utilisés pour la production d'énergie à grande échelle à partir de la biomasse sont la pyrolyse, la gazéification et la combustion.

#### **1.3.1. La pyrolyse**

La pyrolyse est un processus de décomposition thermique en absence d'oxygène. Elle permet de convertir la biomasse en solide (charbon de bois), en liquide (des huiles) ou en gaz à haute température. La pyrolyse peut être considérée comme une phase intermédiaire de la gazéification et/ou de la combustion. Le processus de pyrolyse peut être réparti en trois étapes principales. La première étape se déroule entre 120 et 200 °C, durant laquelle a lieu l'élimination de l'eau, l'apparition de quelques radicaux et la formation de composés carbonylés. La deuxième étape est la phase principale où la décomposition de la matière solide a lieu pour former les différents produits de la pyrolyse avec une vitesse de formation élevée pour des températures entre 300 et 600 °C. Pendant la troisième étape, la partie restante du solide se décompose à faible vitesse et atteint une valeur asymptotique qui participe à l'enrichissement en carbone du bio-charbon [10]. En fonction des quantités souhaitées des produits de la pyrolyse, on peut opter pour une pyrolyse rapide (rendement plus élevé de produit liquide), pour une pyrolyse intermédiaire (ratio équivalent entre les

produits des différentes phases) ou une pyrolyse lente (produit majoritairement composé de bio-charbon) [8].

### 1.3.2. La gazéification

La gazéification est particulièrement adaptée pour la valorisation énergétique de la biomasse solide grâce à la flexibilité des procédés de gazéification en fonction du type de biomasse traité [11]. Il s'agit d'une oxydation incomplète des composés organiques après la pyrolyse. L'oxygène contenu dans l'agent oxydant (air, oxygène, CO<sub>2</sub> ou vapeur d'eau) réagit avec le carbone pour produire du gaz de synthèse. Appelé aussi syngaz, il est composé principalement de monoxyde de carbone et de dihydrogène avec des faibles quantités de dioxyde de carbone, d'eau, de méthane, de sulfure d'hydrogène et d'ammoniac et de goudrons [12]. Le gaz de synthèse peut être utilisé pour alimenter un procédé Fischer-Tropsch pour la production de carburant liquide [13], pour la production de biocarburant de deuxième génération, pour la production d'électricité ou de chaleur dans une turbine à gaz ou un moteur à combustion interne, ou pour la synthèse d'autres produits chimiques comme l'ammoniac ou le méthanol. Suivant les applications souhaitées, le gaz de synthèse nécessite d'être nettoyé de ses goudrons et autres impuretés.

### 1.3.3. La combustion

La combustion est le procédé le plus répandu pour la valorisation énergétique de la biomasse avec une contribution correspondant à 97 % dans la production globale de bioénergie. La grande teneur en eau est un obstacle non négligeable pour la combustion de la biomasse car, bien que la réaction de combustion soit exothermique, l'évaporation de l'eau est endothermique. Afin de maintenir une flamme stable et continue, le taux d'humidité ne peut pas dépasser 65 % [14]. Les lits fixes et les lits fluidisés sont les technologies majoritairement utilisées dans les procédés de combustion de biomasses solides [15]. D'une part, les procédés à lit fixe représentent la technologie la plus simple et la plus répandue et ceux dotés d'un cyclone sont particulièrement adaptés pour la combustion des résidus agricole et les pastilles de bois. La température de combustion se situe typiquement entre 850 et 1 400 °C [16]. D'autre part, les lits fluidisés possèdent un rendement plus élevé et sont plus adaptés pour de grandes installations. Le lit peut être composé de sable de silice, de grains de calcaire ou de dolomite et la température de combustion est relativement plus basse et comprise entre 700 et 1 000 °C, afin de ne pas vitrifier le matériau du lit.

La combustion autonome et propre de combustibles pauvres comme la biomasse n'est pas chose aisée et constitue aujourd'hui, un véritable challenge scientifique. La principale difficulté vient du fait que la combustion à l'air de combustibles pauvres ne peut se réaliser qu'à haute température, ce qui la rend dépendante des conditions thermiques de la chambre de combustion. A plus basse température, comme c'est le cas lors des phases de démarrage ou de fonctionnement en régime non-nominal des chaudières, un combustible pauvre ne peut pas être utilisé sans un apport énergétique extérieur au moyen de brûleurs. Etre capable de créer et maintenir une flamme par combustion de combustibles pauvres sous des conditions thermiques défavorables dans un fourneau est donc un véritable défi scientifique et technologique. Afin de pallier à ces problèmes, trois nouveaux procédés thermiques d'assistance à la combustion de combustibles pauvres sont actuellement développés : l'oxy-combustion, la co-combustion et l'activation thermochimique par plasma.

#### 1.3.3.1. L'oxy-combustion

L'oxy-combustion est un procédé de combustion où l'oxygène pur joue le rôle de comburant. L'oxygène est produit généralement par une unité cryogénique de séparation d'air avec une pureté souvent au-dessus de 95 %. Le premier avantage direct de l'oxy-combustion est l'absence de NOx dans les gaz rejetés car les produits de la combustion sont principalement le CO<sub>2</sub> et la vapeur d'eau. Le second avantage est la possibilité du captage direct du CO<sub>2</sub> en sortie de process. Les oxy-brûleurs sont capables de générer, à partir d'un combustible pauvre et d'oxygène, une flamme stable dans un fourneau ayant une température inférieure à celle requise pour la combustion à l'air. Que cette technique soit utilisée pour la phase de démarrage seulement ou de façon continue, la limitation de l'oxy-combustion réside dans le coût énergétique élevé de la production d'oxygène. En effet, pour une production à l'échelle des centrales thermiques, la consommation d'énergie par kg d'oxygène produit par séparation cryogénique est entre 0,20 et 0,22 kWh.kg<sup>-1</sup> [17]. L'étude technico-économique d'une centrale à charbon de 460 MW a montré que la consommation de l'unité auxiliaire de production d'oxygène est entre 15 et 18 % de la puissance électrique totale (entre 72 et 83 MW) [18]. Cette consommation est loin d'être négligeable et induit un écart de rendement important par rapport aux procédés de combustion conventionnels. En plus des coûts opérationnels, le coût d'investissement initial d'une unité d'oxy-combustion est également important. Il est estimé à 2 089 €/kW net contre 1 323 €/kW net pour une unité supercritique à charbon [18].

### 1.3.3.2. La co-combustion

La co-combustion consiste à utiliser un combustible d'appoint, généralement du fioul ou du gaz naturel, pour assister la combustion d'un mélange pauvre. Actuellement, c'est la technique la plus utilisée dans les chaudières à biomasse ou à charbon durant la phase de démarrage bien que les intérêts de cette technique sont limités sur les plans environnemental et économique.

Afin de réduire les coûts de fonctionnement des centrales classiques, la biomasse peut être utilisée comme combustible secondaire. La co-combustion de la biomasse avec du charbon est la méthode la plus économe pour leur valorisation énergétique car elle nécessite des modifications minimales sur la chaudière [4]. Bien que dans certaines centrales une proportion relativement faible de biomasse peut être injectée avec le combustible fossile, il est à noter qu'une chaudière standard (à charbon par exemple) nécessite un redimensionnement complet pour qu'elle puisse fonctionner avec des proportions importantes de biomasse. En effet, malgré des PCI proches, les choix de pression de vapeur et de température de fonctionnement dépendent fortement de la composition chimique du combustible, particulièrement, la teneur en chlore et en inertes qui déterminent les températures maximales envisageables. Ces éléments chimique ont un effet direct sur la corrosion de la chaudière, d'où une réglementation plus sévère pour l'utilisation directe de la biomasse. Actuellement, plus de 150 centrales à charbon dans le monde (de 50 à 700 MW), ont été adaptées pour la co-combustion avec la biomasse solide [19]. La co-combustion peut être réalisée aussi avec le gaz naturel, ce qui est pratiquée pour la biomasse à haute teneur en eau (> 60 %) [20]. En plus de la réduction des émissions de CO<sub>2</sub> à partir de combustibles d'origine fossile, la co-combustion permet de réduire les émissions d'oxydes sulfuriques et d'oxydes d'azote [21]. La diminution des émissions de sulfure n'est pas seulement liée à la faible teneur en soufre mais aussi à la rétention des sulfures par les alcalins [15]. La diminution des émissions de NO<sub>x</sub> est directement liée à la forte humidité des biomasses qui baisse la température de la combustion et réduit par conséquent la formation de ces oxydes.

### 1.3.3.3. La combustion assistée par plasma

Un plasma est un gaz plus ou moins ionisé. Il représente le quatrième état de la matière et constitue 99 % de l'univers. Il se compose d'électrons, d'ions et de molécules neutres à l'état fondamental ou excité. Du point de vue macroscopique, le plasma est électriquement neutre. Néanmoins, il contient des porteurs de charge libre, ce qui le rend conducteur électrique [22].

Les plasmas peuvent être classés selon deux catégories : les plasmas froids où la température des particules lourdes est plus faible que celles des électrons et les plasmas thermiques où les deux espèces ont, approximativement, la même température. Les plasmas thermiques ne sont pas toujours à l'équilibre thermodynamique local dans certaines zones, comme à proximité des électrodes.

Les plasmas permettent en effet [23]:

- Un apport d'énergie sans émissions directes de CO<sub>2</sub>, robuste, flexible et contrôlable dans une très large gamme de conditions opératoires (type d'atmosphère, pression,...), et de températures pouvant aller au-delà des températures rencontrées dans les procédés de combustion traditionnels.
- D'améliorer les rendements de conversion et de réduire les impacts environnementaux de nombreux procédés industriels, de par leur capacité à produire des espèces chimiques très réactives.

A cause de leurs propriétés différentes, les plasmas interagissent avec le processus de combustion de plusieurs façons. Comme les plasmas peuvent fournir de la chaleur, des électrons, des espèces intermédiaires ayant une longue durée de vie, des radicaux, des ions, des molécules excitées, des vents ioniques et des forces électromagnétiques, ils affectent la combustion via trois voies principales: thermique, chimique et de transport, comme le montre la Figure 2 [24]. Dans la voie thermique, le plasma augmente la température et accélère les réactions chimiques, y compris l'oxydation du combustible, selon la loi d'Arrhenius. Dans la voie d'amélioration chimique, le plasma, grâce à sa forte densité d'électrons et d'ions, produit davantage de radicaux actifs (O, OH et H principalement), des espèces réactives de longue durée de vie comme l'ozone et des catalyseurs intermédiaires comme le monoxyde d'azote qui peuvent accélérer les réactions d'oxydation à faible température. Malgré les nombreux efforts de recherche, la description quantitative ou même qualitative de la cinétique chimique de la combustion assistée par plasma reste dans sa phase exploratoire. Dans la voie de transport, généralement considérée comme un effet induit, le plasma participe à la fragmentation des grandes molécules du combustible, ce qui change sa diffusivité et modifie par conséquent le processus local de combustion. D'autres effets macroscopiques de transport peuvent être liés aux forces électromagnétiques et aux effets hydrodynamiques dus aux forts gradients thermiques.

Ces trois voies d'amélioration sont toujours couplées et le classement en ordre d'importance dépend du type de plasma. Dans le cas des plasmas thermiques par exemple, l'effet thermique est primordial car l'apport enthalpique fait monter la température du mélange au-dessus de 10 000 K dans certaines conditions. Ceci induit un effet thermochimique qui se traduit par la création de nouvelles espèces accélérant la cinétique chimique.

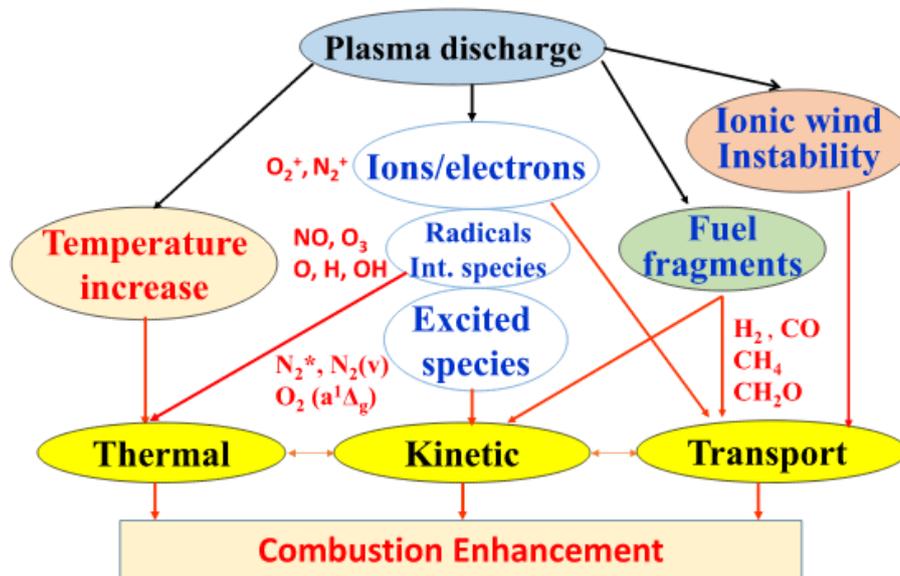


Figure 2: Schématisation des majeurs améliorations apportées par le plasma dans la combustion [24]

La combustion assistée par plasma présente un grand potentiel pour les applications industrielles de faible puissance comme les moteurs à combustion interne [25]–[27], de puissances moyennes comme les turboréacteurs et les turbines à gaz [28], [29] mais aussi les chaudières des centrales thermiques [30]. L'allumage et le soutien de la flamme sont les deux principaux rôles que jouent les plasmas dans le processus de combustion.

L'étincelle d'une bougie d'allumage des moteurs à combustion interne, des réacteurs d'avion ou des turbines à gaz est la forme la plus connue de plasma thermique. Dans une bougie d'allumage standard, une décharge électrique est créée entre deux électrodes, permettant d'ioniser et de craquer les molécules du mélange air/carburant. Ceci déclenche la réaction de combustion localement et la flamme se propage vers le reste du mélange. De nouvelles technologies sont développées pour améliorer la procédure d'allumage. Ces dispositifs sont généralement basés sur des torches plasma DC. Comparées aux bougies d'allumage conventionnelles, les torches plasma produisent un plasma plus volumineux avec des vitesses de jets plus importantes. Ceci permet une meilleure pénétration dans le mélange réactif au sein de la chambre de combustion et permet par conséquent d'avoir un allumage plus efficace.

Les torches plasma DC d'allumage ont généralement une puissance de l'ordre de 1 kW, consomment un débit de gaz autour de 1 g.s<sup>-1</sup> et sont caractérisées par une durée de vie voisinant les 4 000 h [31]. Pour un allumage dans des conditions d'écoulement proches de Mach 1, voire supersonique, comme dans les propulseurs aérospatiaux et les statoréacteurs, des plasmas non-thermiques basés sur des technologies radio fréquence, micro-onde ou des décharges pulsées (10-100 ns) sont utilisés [32]. Ces plasmas non thermiques favorisent la génération d'espèces actives, accélérant les réactions de combustion et réduisant le temps d'allumage, sans avoir des composants immergés dans le plasma lui-même.

La stabilisation de flamme est réalisée en apportant plus d'enthalpie au mélange, par effet aérodynamique ou par effet chimique. Ce sont ces effets directs du plasma qui permettent de créer un volume de combustion plus homogène. Le fonctionnement à haute altitude des réacteurs d'avion et la combustion des mélanges pauvres sont des applications directes de cette technologie. L'allumage et la stabilisation de la flamme sont deux fonctions qui se chevauchent ; car un meilleur allumage conduit à une combustion plus homogène, ce qui se traduit généralement par une flamme plus stable.

Les électrobrûleurs plasma sont capables de générer, à partir d'un mélange de combustible pauvre et d'air, thermo chimiquement pré-activé par plasma, une flamme stable dans un fourneau froid. Pour répondre à la dégradation de la qualité du charbon suivant leur provenance, plusieurs centrales à charbon ont été rénovées et équipées d'électrobrûleurs plasma pour bénéficier des avantages techniques et économiques de la combustion assistée par plasma (cf. Figure 3). Dans une configuration simplifiée, le plasma déclenche la combustion partielle d'un mélange primaire pauvre qui donne à la sortie de la torche un flux hautement réactif riche en monoxyde de carbone. En se mélangeant avec le flux secondaire, la flamme de combustion devient plus intense et plus stable [33]. Les essais réalisés sur plus d'une trentaine de chaudières, montrent l'intérêt environnemental de cette technologie. En effet, avec l'utilisation d'une torche plasma pour générer une flamme stabilisée d'un mélange d'air et de charbon pulvérisé, les émissions de NO<sub>x</sub> sont réduites par un facteur deux et la quantité d'imbrulés est quatre fois plus faible [33]. La puissance électrique consommée pour la génération du plasma ne dépasse pas 2 %. Ces observations sont confirmées avec l'utilisation de plusieurs types de charbons (bitumineux, anthracite, lignite et leurs mélanges) [34] avec, en masse, une teneur en volatiles variant de 4 à 50 %, un ratio de cendres entre 15 et 48 % et une humidité variant de 5 à 35 %. En comparant ces caractéristiques avec celles de

la biomasse, on peut prévoir un meilleur rendement de la combustion si on utilise le plasma pour l'assistance à la combustion de la biomasse solide.

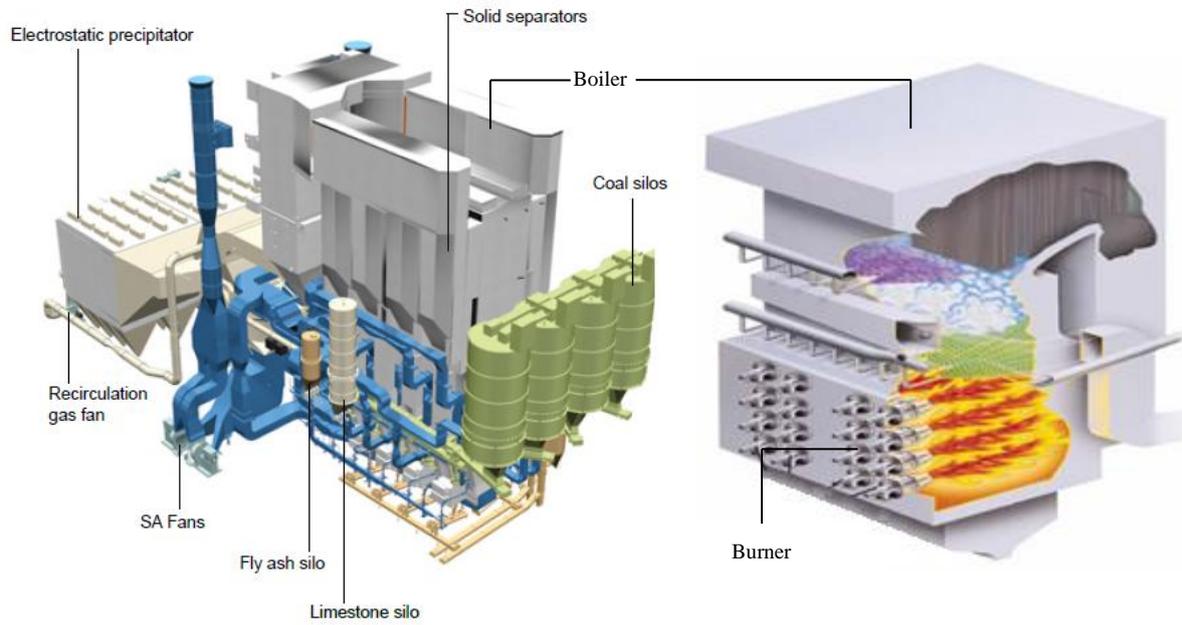


Figure 3 : Schéma simplifié d'une chaudière à charbon : avec les équipements annexes (à gauche) et isolée (à droite)

## **2. Les électrobrûleurs plasma dans les centrales thermiques**

### **2.1. Situation mondiale**

Comme illustré dans la Figure 4, Figure 5 et Figure 6, les centrales thermiques à charbon ou à biomasse sont construites avec des brûleurs de soutien pour le fonctionnement en conditions non-nominales (au démarrage ou à charge faible). Ces brûleurs utilisent, généralement, des combustibles supplémentaires comme du fioul ou du gaz naturel. L'intégration des installations dites à énergies renouvelables dans le réseau électrique a changé le classement des rôles des installations à énergies fossiles en Europe : les centrales thermiques conventionnelles à charbon ou à biomasse, traditionnellement, fonctionnant à charge constante, doivent aujourd'hui assurer la stabilisation du réseau, ce qui se traduit par un besoin croissant de flexibilité. La combustion assistée par plasma vient alors réduire les coûts des modes de fonctionnement non-nominaux grâce à l'utilisation du charbon ou de la biomasse en remplacement des combustibles fossiles.

#### **2.1.1. En Chine**

Compte tenu de l'évolution des problèmes environnementaux dans le monde, le pays qui a le plus besoin d'améliorer l'efficacité de ses centrales à charbon est la Chine. Les constructeurs de centrales à charbon suivent actuellement une politique de développement en faveur de la technologie plasma. La majorité des nouvelles centrales à charbon est équipée de système d'allumage et/ou de soutien par plasma. En octobre 2012 :

- Plus de 627 chaudières équipées de technologies d'allumage au plasma ont été installées
- La capacité totale installée dépasse les 265 GW
- La technologie plasma couvre un éventail de puissances de chaudières allant de 50 MW jusqu'à 1 000 MW (69 unités de 1 000 MW, 318 unités de 600 MW, 120 unités de 300 MW et 116 unités de 200 MW)
- 80 % des nouveaux projets de centrales à charbon ont été équipés d'électrobrûleurs plasma.
- En remplaçant les combustibles fossiles, la quantité de fioul économisée est de l'ordre de 5 millions de tonnes (équivalent à 3,5 milliard d'euros)



Figure 4 : Centrale thermique à charbon de Tianjin Guodian - Chine



Figure 5 : Photo d'un brûleur à charbon pulvérisé installé dans une chaudière

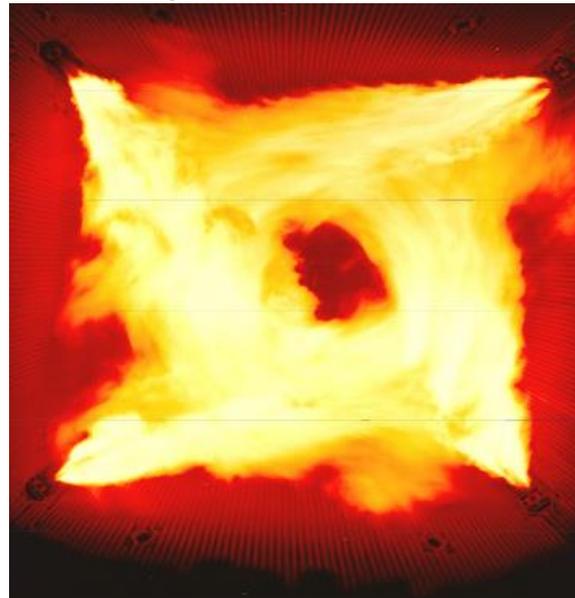


Figure 6 : Photos de 4 brûleurs à charbon pulvérisé installés dans les quatre coins d'une chaudière et générant une flamme vortex

La technologie plasma utilisée est relativement classique. Elle est basée sur une torche DC à arc transféré et à électrodes en tungstène. Le marché des électrobrûleurs en Chine est en pleine expansion. Yantai Longyuan Electric Power Technology Co. Ltd (Longyuan Corp.) est le principal fournisseur des équipements plasma pour la combustion assistée avec une part de marché de plus de 95 %. Longyuan a été créé en 1996 et est devenue une filiale de China Guodian Corporation depuis 1998. Longyuan a réussi à incorporer cette technologie pour la première fois sur une unité de 50 MW dans la centrale "Yantai Power Plant" en février 2000. En octobre 2007, l'intégration a été réalisée sur une unité de 560 MW dans la centrale "Korea Samchonpo Power Plant". L'application de cette technologie a été poussée encore plus loin avec le succès d'un fonctionnement 100 % sans fioul pendant 168 h dans la centrale

"Dongsheng Power Plant" en Janvier 2008. Le Tableau 3 détaille quelques informations de l'électrobrûleur Longuyan.

Tableau 3: Caractéristiques de l'électrobrûleur plasma Longuyan

Paramètres	Spécifications
Puissance du plasma	80~120 kW, ajustée en temps réel
Durée de vie de la cathode	50 heures garanties et 70~80 heures en moyenne
Durée de vie de l'anode	500 heures garanties
Temps d'allumage	< 180 s après l'alimentation en charbon pulvérisé
Température des parois	< 600 °C
Qualité du charbon exigée	Charbon bitumineux, lignite
Type de chaudière	Chaudière à chauffe tangentielle ou murale

Malgré l'implantation croissante de cette technologie en Chine ces dernières années, des rapports d'évaluation provenant d'experts du domaine, montrent que les électrobrûleurs peuvent rencontrer quelques problèmes majeurs de fiabilité. Il apparaît qu'ils ne sont pas optimisés puisque la quantité d'imbrulés mesurée dans les cendres est relativement élevée (de l'ordre de 30 %). Lorsque des cendres riches en charbon pulvérisé se trouvent dans une atmosphère chargée en CO, les risques d'explosion sont très forts. Pour les normes de sécurité européennes, ces risques ne sont pas permis [35] et c'est bien cette raison qui freine la commercialisation de la technologie chinoise dans les marchés occidentaux.

#### 2.1.2. En Europe de l'Est

A l'échelle académique, plusieurs travaux de recherche ont été réalisés par l'équipe de V. E. Messerle, A.B. Ustemenko et E. I. Karpenko, et montrent l'intérêt technologique de l'intégration des électrobrûleurs dans des centrales à charbon [36]. Leur technologie, basée sur une torche plasma DC à arc non-transféré, a été testée sur plus de 27 unités à charbon pulvérisé dans 16 centrales différentes, placées dans 6 pays (Russie, Kazakhstan, Corée, Slovénie, Mongolie et Chine). Au total, plus de 70 électrobrûleurs ont été montés et testés dans des chaudières avec des débits de charbon pulvérisé allant de 75 jusqu'à 950 t.h<sup>-1</sup> (de 70 MW jusqu'à 1 000 MW) [37]. La puissance de la torche plasma utilisée varie de 100 à 200 kW.

Dans la centrale Mongole d'Ulan-bator, 12 brûleurs sont montés dans les quatre coins de la chaudière sur trois étages. Dans chacune des 8 chaudières de la centrale, deux électrobrûleurs ont été montés sur l'étage inférieur. La phase de démarrage dure 4 heures avec une montée en

température jusqu'à 1 300 °C au bout d'une heure de fonctionnement et une flamme de plus de 7 m de long [37].

D'autres études, menées en partenariat entre la Russie et l'Ukraine, ont porté sur l'assistance à la combustion de charbon par plasma micro-onde. Le choix de cette technologie est poussé par le besoin de résoudre le problème d'érosion des électrodes dans les technologies de plasma d'arc. Les essais ont été réalisés avec une torche de 3,7 kW (fonctionnant à une fréquence de 2,45 GHz) montée sur un brûleur avec un débit maximal de charbon pulvérisé de 50 kg.h<sup>-1</sup>. L'énergie spécifique nécessaire pour assister la combustion d'un kg de charbon de faible qualité (30 % de cendre) est de l'ordre de 0,14 kWh.kg<sup>-1</sup>. Suite aux résultats jugés pertinents, la conception d'un électrobrûleur d'une capacité de 6 t.h<sup>-1</sup> a été proposée. A notre connaissance, aucune application industrielle de ce concept n'a été rapportée pour l'instant [38].

La République Tchèque et la Pologne effectuent actuellement des recherches actives sur la combustion assistée par plasma. 90 % de l'électricité produite dans ces deux pays provient du charbon, mais contrairement à la Chine, le secteur énergétique n'est pas en pleine expansion et la majorité des centrales à charbon est déjà construite. Cette situation limite l'émergence de nouvelles technologies car les exploitants des centrales sont très prudents par la crainte de l'arrêt de la production. Néanmoins, la société ORGREZ a conçu un électrobrûleur équipé d'une torche plasma DC à arc non-transféré stabilisé par vortex et dotée d'électrodes à cavité. Pendant la phase des recherches, des torches de différentes dimensions ont été testées avec des puissances variant de 20 à 100 kW [39]. Cet électrobrûleur a été testé sur une chaudière de type OP-430 dont le débit nominal de charbon pulvérisé est égale à 430 t.h<sup>-1</sup>.

Pour conclure, malgré l'importance du charbon dans le secteur énergétique dans les pays de l'Europe de l'Est et les nombreux travaux de recherche réalisés, le nombre limité de nouvelles centrales à charbon installées pendant les dernières décennies, freine la commercialisation des nouveaux concepts de brûleurs industriels issus des travaux académiques.

### 2.1.3. En France

En France, 75 % de l'énergie électrique provient du nucléaire mais les centrales thermiques restent un moyen de production non négligeable avec une part de 15 %. Ces centrales fonctionnent majoritairement avec du gaz naturel ou du pétrole et vu les tendances des prix, la France ne s'oriente pas vers le charbon. Néanmoins, poussés par les connaissances

acquises dans le domaine des plasmas, plusieurs travaux de recherches ont été entrepris. La société EDF a lancé les premiers travaux de recherche pour l'optimisation de l'allumage et de la combustion dans ses centrales mais aussi pour cibler des marchés internationaux. La société Bertin a également travaillé sur ce sujet et a développé un électrobrûleur pour l'assistance à la combustion de combustibles gazeux. A l'échelle du laboratoire, la torche plasma triphasée développée au centre PERSEE de Mines ParisTech pour des applications de craquage d'hydrocarbures est en cours d'adaptation pour son intégration dans un brûleur industriel. Cette torche alimentée en courant triphasé est dotée de 3 électrodes consommables en graphite. Comparée à la concurrence, elle est caractérisée par :

- un faible coût d'équipement car elle ne nécessite pas l'utilisation d'un redresseur AC-DC comme les torches DC classiques,
- un faible coût de fonctionnement car le matériau des électrodes n'est pas cher (graphite),
- une grande fiabilité car les composants internes (particulièrement les électrodes) ne sont pas refroidis par eau, ce qui minimise les risques de fuites,
- un rendement électrothermique élevé puisque il n'y a pas de pertes thermiques vers un circuit de refroidissement des électrodes,
- un minimum de maintenance et un maximum d'autonomie grâce à l'alimentation continue des électrodes,
- une simplicité d'utilisation car la procédure de démarrage ne nécessite qu'une simple mise en contact des électrodes.

Tous ces critères en faveur de la torche triphasée justifient les travaux de recherche entrepris dans cette étude pour le développement de cette technologie pour l'assistance à la combustion.

## **2.2. Les différents concepts d'électrobrûleur**

Plusieurs brevets d'électrobrûleurs dotés de torches plasma pour l'assistance à la combustion, ont été développés pendant les trois dernières décennies. La Figure 7 montre le principe de fonctionnement d'un électrobrûleur plasma. Le concept est doté d'une ou plusieurs torches plasma alimentées avec un gaz plasmagène qui est généralement de l'air. Le plasma généré vient allumer un mélange primaire d'air et de combustible pauvre pour générer une première flamme de combustion. Un flux secondaire est acheminé vers le mélange initial hautement

réactif pour générer une flamme plus puissante. Le pourcentage d'électricité consommé pour la génération du plasma est estimé entre 1 et 2 % de la puissance totale de la flamme. Les électrobrûleurs conçus par les industriels peuvent se différencier par le nombre d'étages de combustion ou de torches plasma mais aussi par la disposition des torches.

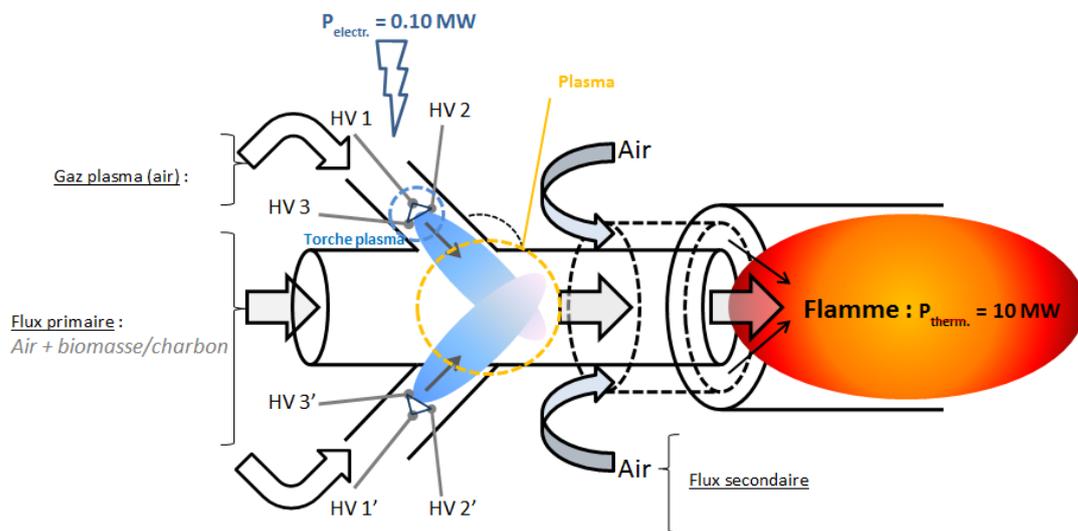


Figure 7 : Schéma de principe d'un électrobrûleur à torche plasma triphasée pour l'assistance à la combustion de combustibles à faible PCI

En 1984, la société BERTIN a proposé une conception de «réacteur haute température associé à une zone de plasmagenèse» [40]. Comme le montre la Figure 8, ce réacteur comporte deux étages situés respectivement en amont et en aval de la zone plasma. Deux conduites coaxiales sont montées dans l'étage amont : la conduite interne est dotée de plusieurs buses d'injection du gaz combustible et la conduite externe permet une injection tourbillonnaire de l'air pour initier une première réaction de combustion. Dans la zone intermédiaire débouchent trois porte-électrodes placés à 120° l'un de l'autre. Dans la zone aval, trois canaux assurent l'injection d'un deuxième flux d'air. L'injection de combustible comme gaz plasmagène a pour objectif de réduire l'érosion des électrodes. La chambre plasma, en matière silico-alumineuse ou en graphite, est dotée d'un convergent qui confine le plasma, et qui permet d'accélérer et d'acheminer le plasma vers l'extérieur, tandis que la zone aval possède une forme divergente pour réduire les recirculations et stabiliser la flamme de combustion. Les porte-électrodes sont dotés eux aussi d'une buse d'injection de méthane ou de propane pour gainer les électrodes. Lorsque la chambre plasma est alimentée seulement en gaz combustible, donc par un faible débit gazeux, la température du plasma est très élevée et risque d'induire une élévation prohibitive des températures des parois. La solution proposée

consiste à utiliser l'air comburant conduit en aval du plasma comme fluide de refroidissement de ces parois.

En 1994, la société EDF a soumis un brevet d'un électrobrûleur plasma [41] doté de plusieurs injections d'air tangentielles produisant un effet rotatif du gaz plasma, d'une électrode amont et d'une contre-électrode alimentées par une source électrique DC (Figure 9). L'ensemble ouvre sur un divergent dans lequel le mélange de combustion est injecté. Un déflecteur est placé sur le trajet du flux d'air afin de minimiser les risques d'extinction de l'arc. Afin de réduire la tension d'amorçage, une électrode de relais est positionnée de façon radiale à une distance de l'ordre de 3 mm du déflecteur et portée au même potentiel que la contre électrode. La source DC est placée en série avec une source auxiliaire d'alimentation produisant une tension élevée à vide et une tension très faible lorsqu'elle est parcourue par un courant puissant. La contre électrode peut se déplacer sur l'axe principal, permettant un démarrage par court-circuit. L'une des électrodes est munie d'une série d'aimants disposés de façon circulaire. Le champ magnétique créé induit un mouvement rotatif à l'arc. Pour éviter que le pied d'arc s'accroche au centre de l'électrode, éliminant ainsi l'effet rotatif du champ magnétique, les électrodes comportent un évidement au centre.

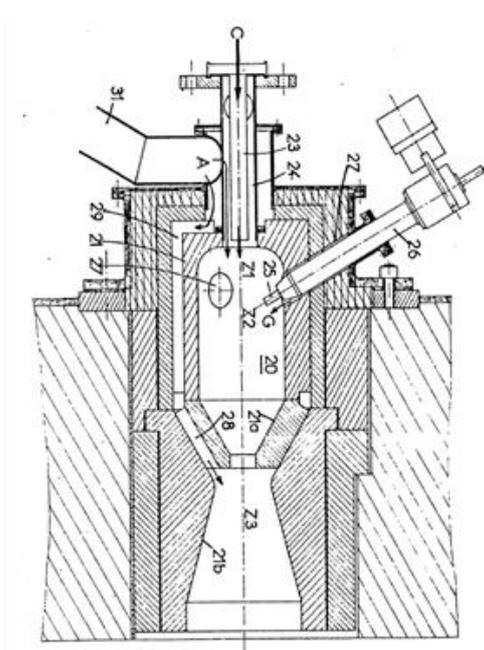


Figure 8 : Schéma du brevet "Réacteur haute température associé à une zone de plasmagenèse, en particulier brûleur mixte électricité-combustible" n° EP0130913 A1 déposé par Bertin et Cie [40]. (21) divergent, (23) conduite de gaz combustible, (24) conduite d'air, (25) électrode, (26) porte-électrode

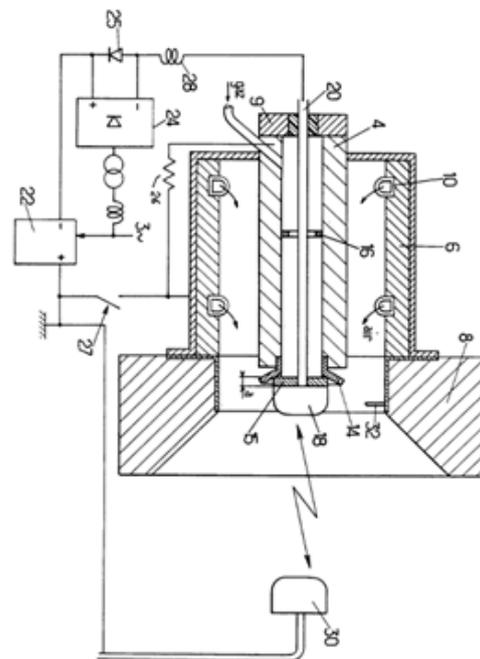


Figure 9 : Schéma du brevet "Electrobrûleur à gaz à apport d'énergie électrique et amorçage assisté" n° EP0457994 B1 déposé par Electricité De France [41]. (8) divergent (18) électrode amont, (30) contre électrode, (32) électrode relais

En 1988, l'université de Sydney a déposé un brevet d'un brûleur pour des carburants pulvérisés (en particulier du charbon), détaillé dans la Figure 10 [42]. Le brûleur est doté d'une torche plasma débouchant sur une zone de volatilisation, située en amont d'une zone de combustion. La torche plasma DC possède une cathode placée au centre et une anode annulaire de forme conique refroidie par eau. L'arc créé est soufflé avec un débit d'air pressurisé, la tension de fonctionnement varie entre 100 et 300 V et le courant varie entre 150 et 800 A. Un flux primaire de mélange air et charbon pulvérisé (avec un ratio massique de l'ordre de 10:1) est acheminé vers la zone de volatilisation où une première flamme de combustion a lieu grâce au plasma. Le flux secondaire est directement injecté dans la zone de combustion avec un ratio similaire. La conduite d'injection est dotée de déflecteurs qui créent des turbulences dans la zone de combustion.

Yantai Longyan a déposé un brevet en 2002 décrivant le fonctionnement d'un électrobrûleur plasma avec une torche plasma DC à arc stabilisé par champ magnétique [43]. La cathode, refroidie par eau, a une forme cylindrique avec un cône à l'extrémité et elle est reliée à un moteur linéaire permettant l'ajustement de sa position pour combler l'effet de l'érosion. L'anode, également refroidie par eau, est constituée d'un alliage d'argent. Le brûleur se compose de quatre étages de combustion comme le montre la Figure 11. Le flux primaire de mélange air-charbon pulvérisé est divisé en trois parties pour alimenter en différents endroits les étages de combustion. Le flux secondaire d'air permet de refroidir les parois cylindriques des chambres de combustion. L'entreprise Allemande Evonik Industries a également développé un électrobrûleur équipé d'une torche plasma DC. D'après les informations dont nous disposons, il semblerait que la torche plasma DLZ-200 développée par la société chinoise Yantai Longyan soit basée sur la technologie Evonik. Cette dernière a apporté plusieurs modifications sur cette torche au cours des années et commercialise actuellement la version III avec laquelle elle revendique une durée de vie de 250 heures pour la cathode et d'avoir résolu le problème du taux élevé d'imbrulés.

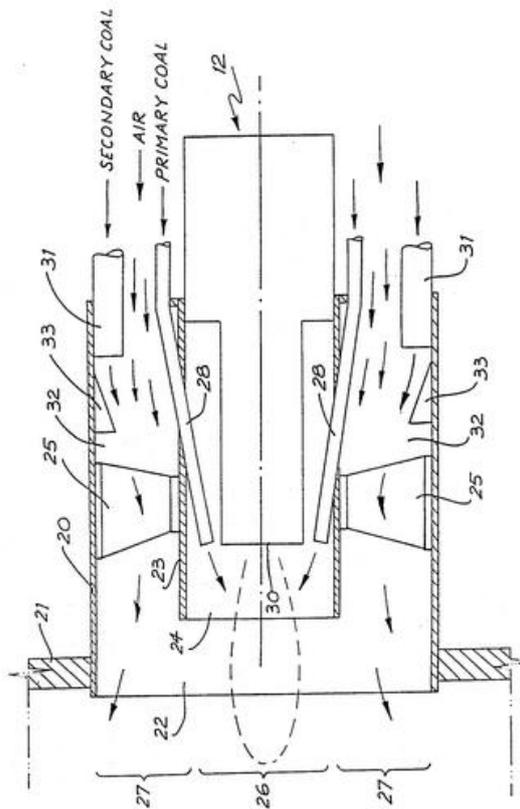


Figure 10 : Schéma du brevet "brûleur à carburant pulvérisé" n° US4862814 A, déposé par l'université de Sydney en 1988 [42]. (28) anode, (24) zone de volatilisation, (22) zone de combustion, (30) cathode, (33) déflecteurs

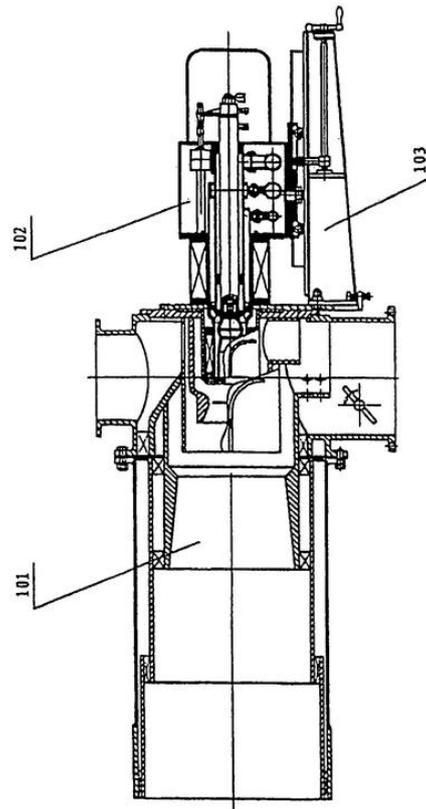


Figure 11 : Schéma du brevet « allumeur plasma avec une cathode assemblée » n° EP1371905 B1, déposé par Yantai Longyuan Technology Co. Ltd en 2002 [43].

En 2012, la société Alstom a déposé un brevet décrivant un «brûleur pour brûler du carburant pulvérisé pour une chaudière, doté d'une torche plasma d'allumage», sans donner plus d'informations techniques sur la torche plasma. Dans la description très superficielle du brevet, une ou plusieurs torches sont montées à la sortie d'une conduite acheminant le mélange d'air et de combustible dans l'objectif de réduire les risques de retour de flamme [44].

Des Travaux de recherches, menés en collaboration entre l'Ukraine (National Academy of Sciences of Ukrain, Kharkov Central Design Bureau of the Minister of Fuel and Energy of Ukraine), la Russie (Moscow High Technical University) et l'Allemagne (Technical University Hamburg – Harbur), ont permis la conception d'un électrobrûleur d'une capacité de  $6 \text{ t.h}^{-1}$  [38]. Le concept est doté d'une torche plasma micro-onde équipée d'un magnétron opérant à une fréquence de 915 MHz et d'une puissance de 220 kW. Comme le montre la Figure 12, l'électrobrûleur est divisé en deux étages d'allumage : 30 % du mélange primaire d'air et de charbon passe dans la zone plasma générant ainsi une première flamme et le reste

est injecté après la torche. La température de la flamme de sortie est estimée à 1 500 K et vient déclencher la combustion du mélange secondaire.

D'autres électrobrûleurs dotés de torches micro-ondes ont été développés, mais généralement pour des applications d'assistance à la combustion dans des turbines à gaz. Nous citons celui développé par H. Uhm et al. breveté en chine en 2005, pour la combustion d'hydrocarbures gazeux, liquides ou sous forme de poudre [45]. Ce dispositif sous forme de cylindre contient 3 parties : (i) un tube de décharge équipé d'un magnétron générant des micro-ondes, un réflecteur d'onde pour le confinement des ondes et un injecteur d'air avec un générateur de turbulence, (ii) une conduite pour l'injection du combustible dans le plasma et (iii) un générateur d'étincelle à électrodes pour déclencher la flamme, comme détaillé dans la Figure 13. La fréquence du magnétron est égale à 2,45 GHz avec une puissance de 1 kW et le débit de gaz plasmagène est de  $50 \text{ l.min}^{-1}$ . La température de la flamme à la sortie du brûleur est de l'ordre de 1 700 K pour une longueur de flamme entre 10 et 40 cm, en utilisant du kérosène comme combustible.

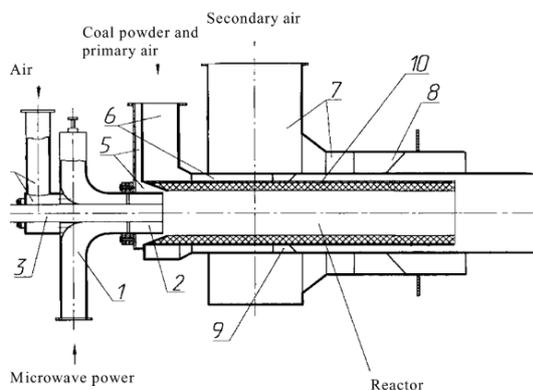


Figure 12 : Schéma d'un électrobrûleur industriel à torche micro-onde conçu dans un projet en partenariat avec l'Ukraine, la Russie et l'Allemagne [38].

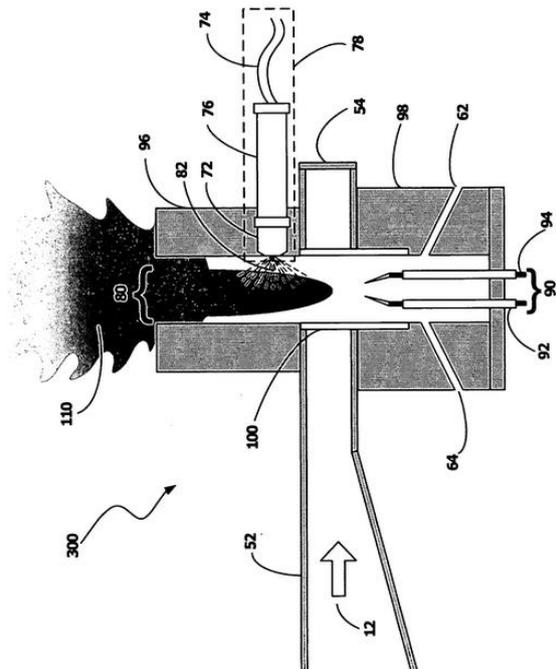


Figure 13 : Schéma du brevet « brûleur plasma micro-onde » n° US20070007257 A1 déposé en 2005 par H. Uhm et al. [45]. (12) énergie micro-onde, (92) et (94) électrodes d'allumage, (76) conduite d'injection du combustible, (110) flamme de combustion

### 2.3. Etude technico-économique

En l'absence de chaudière à biomasse équipée d'une technologie équivalente, cette étude technico-économique est basée sur la comparaison des coûts opérationnels de trois centrales à charbon que nous avons pu visiter : une polonaise (Poloniec), une allemande (Zolling) et une chinoise (Tianjin Guodian). Les deux premières sont équipées seulement de brûleurs classiques au fioul. La centrale Tianjin Guodian a été rénovée et est équipée des deux types de brûleur (fioul et plasma). Un deuxième cas d'étude est détaillé à la suite pour comparer le fonctionnement à charge réduite avec l'appoint en fioul et avec un électrobrûleur plasma.

#### 2.3.1. Intérêts technologiques

Dans une centrale classique, une chaudière est équipée de plusieurs rangées de brûleurs pour assurer la montée de puissance durant le démarrage à froid ou pour maintenir le fonctionnement à faible charge pour une durée fixée par l'exploitant. Les brûleurs sont généralement des brûleurs classiques au fioul (cf. Figure 14) ou au gaz naturel. A l'installation, l'utilisation de cette technologie classique implique des annexes supplémentaires liées au stockage et à l'acheminement du fioul et/ou du gaz. La phase de démarrage a un impact direct sur les émissions de polluants car les filtres (filtre de désulfuration et précipitateur électrostatique) sont court-circuités dans certaines centrales pour éviter leur colmatage. Faire appel à la technologie plasma permettra de réduire la durée du by-pass des filtres et de baisser par conséquent les émissions polluantes.

En général, les électrobrûleurs plasma peuvent être installés sur les chaudières neuves ou déjà en exploitation. Le nombre à installer dépend de la puissance nominale à atteindre avec ces brûleurs, de leurs puissances thermiques mais aussi d'autres contraintes techniques surtout lorsqu'il s'agit d'une chaudière opérationnelle. Dans une opération de rénovation par exemple, les électrobrûleurs peuvent prendre la place des brûleurs à fioul ce qui réduit la complexité technique de la manipulation.

La centrale de Poloniec est composée de 7 chaudières à charbon pulvérisé et une unité à biomasse à lit fluidisé en période de test au moment de cette étude. Les chaudières sont généralement en pleine capacité pendant la journée et à 57 % de leur charge durant la nuit sachant que la charge minimale pour un fonctionnement autonome sans le soutien des brûleurs au fioul est égale à 50 %. La Figure 16 montre le rendement global d'une chaudière en fonction de sa puissance thermique. Ainsi, à 57 % de charge, c'est-à-dire à 140 MW thermique à peu près, le rendement baisse de 41 % à 39 %, ce qui a un impact direct sur le

prix du kWh. La centrale de Zolling contient deux chaudières, une à charbon pulvérisé de 1 075 MW thermique et une à biomasse de 465 MW thermique. La charge minimale de la chaudière à charbon pulvérisé est égale à 20 % et un objectif de 10 % est ciblé. La centrale de Tianjin Guodian est composée de deux chaudières à charbon pulvérisé de 330 MW thermique chacune. La première unité a été construite avec des brûleurs au fioul qui ont été remplacés par la suite par des électrobrûleurs plasma tandis que la deuxième unité en a été directement équipée (cf. Figure 15). La charge d'autonomie a été définie à 40 % puis a été baissée jusqu'à 30 % après l'installation des électrobrûleurs plasma. Ainsi, adapter les centrales existantes avec des électrobrûleurs plasma représente une nécessité pour faire face aux besoins urgents de fonctionner à faible charge tout en gardant le charbon comme combustible principal.



Figure 14 : Canon à fioul monté sur un brûleur à charbon pulvérisé dans la centrale de Zolling en Allemagne

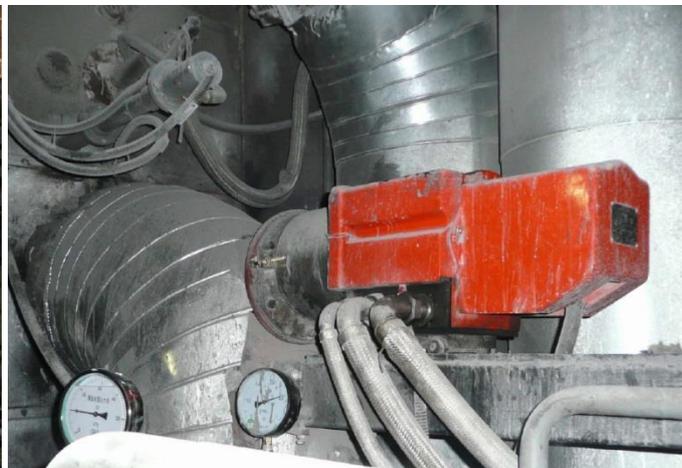


Figure 15 : La torche plasma DLZ-200 montée sur un brûleur à charbon pulvérisé en Chine

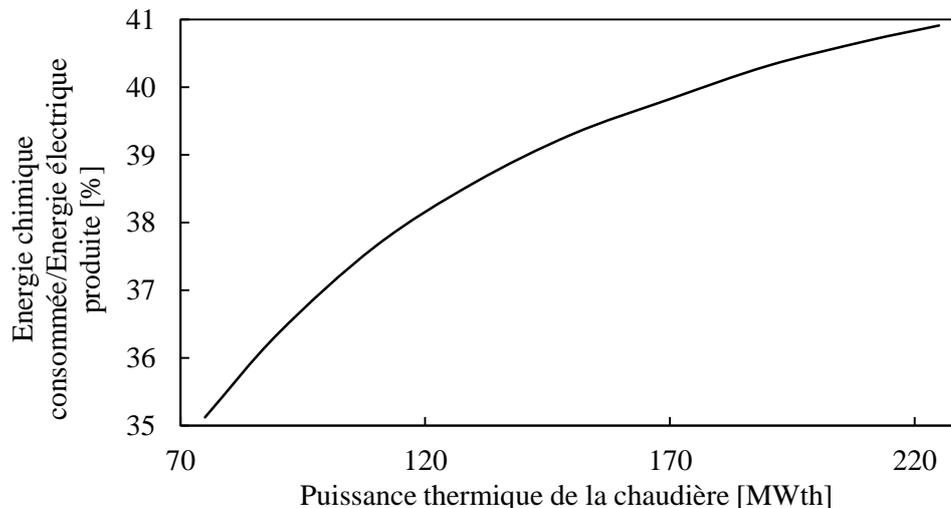


Figure 16 : Rendement global de la chaudière en fonction de sa puissance thermique

## 2.3.2. Intérêts économiques

### 2.3.2.1. Premier cas d'étude

Le démarrage à froid est la phase de fonctionnement où les électrobrûleurs plasma démontrent le plus leur intérêt économique. L'objectif de la phase de démarrage est d'apporter la puissance de la chaudière à une puissance d'autonomie (charge d'autonomie) où la combustion peut s'entretenir sans apport énergétique d'un deuxième combustible. La procédure de démarrage diffère selon la technologie utilisée. Comme le montre la Figure 17, pour un démarrage à froid au fioul, la manœuvre prend généralement entre 4 et 5 heures. La chaudière n'est alimentée en charbon pulvérisé qu'après 40 minutes, car le charbon, à son état initial, est sous forme de roche et doit être broyé jusqu'à un diamètre entre 50 et 100  $\mu\text{m}$ . A cause de l'humidité contenue dans le charbon, le broyage se fait avec un débit d'air chaud important : pour une capacité de broyage de 30 tonnes par heure, il faut un débit de  $12 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  d'air chaud à  $300 \text{ }^\circ\text{C}$ . Ce flux d'air chaud provient de la chaudière. La turbine du générateur ne se déclenche qu'après 2 heures de préchauffage et se stabilise après 3 heures pour un débit de vapeur de l'ordre de 8 tonnes par heure et une température de  $300 \text{ }^\circ\text{C}$ .

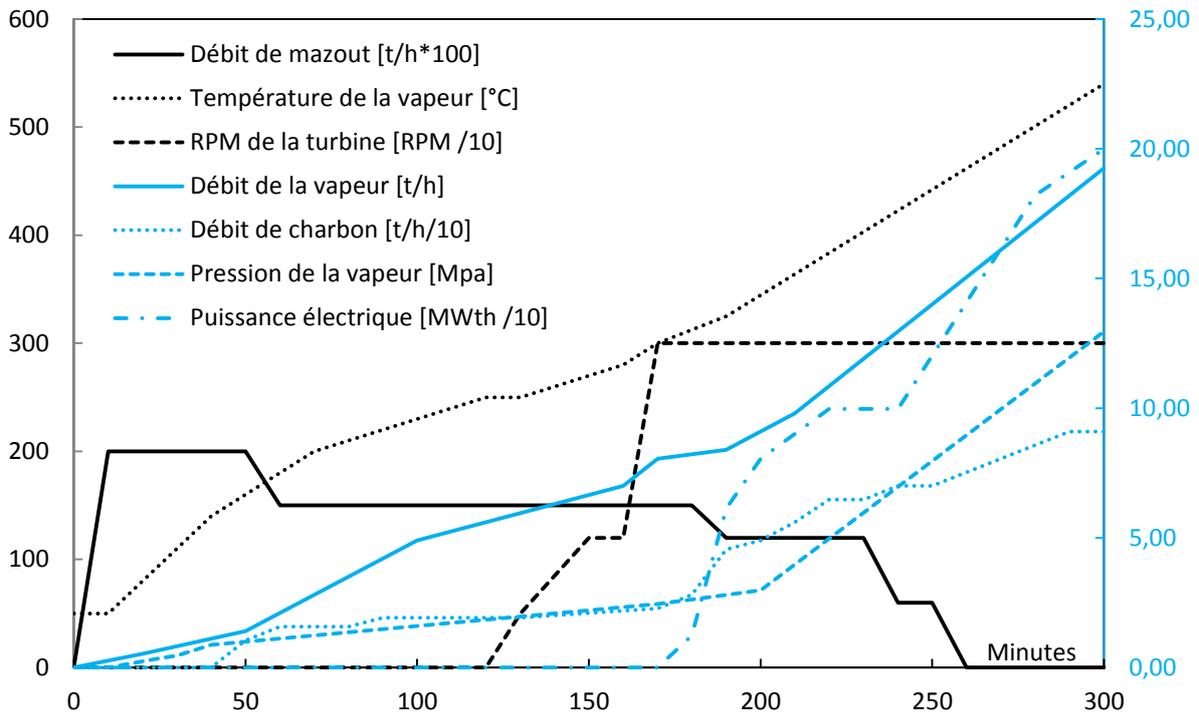


Figure 17 : Données relatives à la phase de démarrage à froid d'une chaudière à charbon pulvérisé équipée de brûleur au fioul. Le débit de mazout, la température de la vapeur et la vitesse de rotation de la turbine sont représentés par l'axe de droite et le débit de vapeur, le débit de charbon, la pression de vapeur et la puissance thermique de la chaudière sont représentés par l'axe secondaire à gauche.

(Centrale de Poloniec [46])

Les coûts de fonctionnement des électrobrûleurs sont principalement liés à l'énergie électrique consommée pour la génération du plasma et le charbon injecté dans le brûleur. Le pourcentage d'énergie électrique utilisé par rapport à la puissance totale de l'électrobrûleur ne devrait pas excéder 2 %. En plus, 90 % de cette énergie électrique est récupérée sous forme de chaleur. A partir des tests réalisés sur des centrales thermiques à charbon équipées de torches plasma, M. A. Gorokhovski et al [47] a proposé une relation empirique entre le ratio  $\varepsilon$  de la puissance du plasma à fournir par la torche par rapport à la puissance nécessaire du brûleur et le pourcentage de matière volatile contenu dans le charbon utilisé (Cf. Figure 18).

$$\varepsilon = \frac{P}{PCI \cdot Q} \quad (1)$$

où  $P$ ,  $PCI$  et  $Q$  sont respectivement la puissance du plasma, le pouvoir calorifique inférieur du charbon et le débit du charbon dans le brûleur.

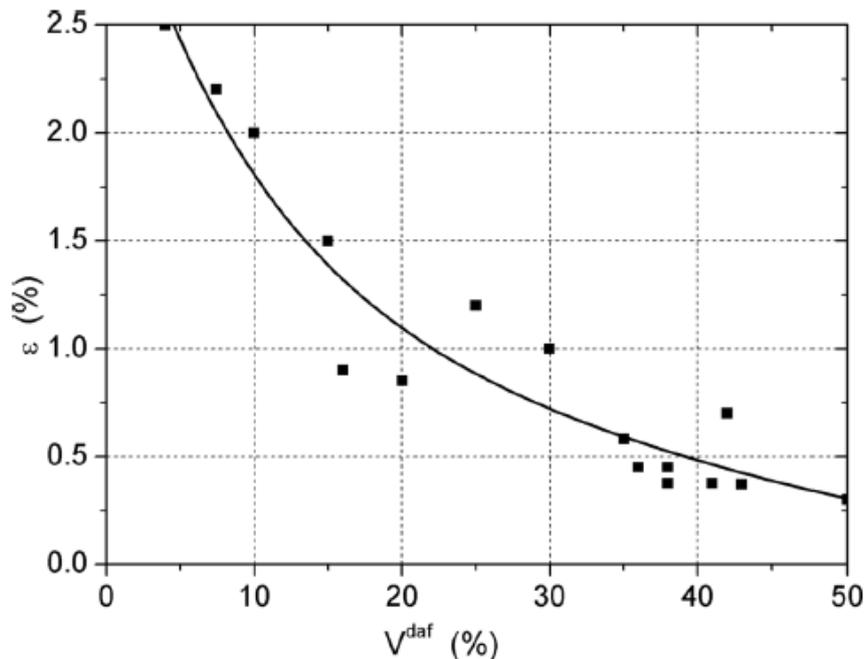


Figure 18 : Pourcentage de puissance électrique  $\varepsilon$  (par rapport à la puissance thermique totale de la torche plasma) en fonction de la teneur en volatile dans le charbon utilisé. Ce graphe est une compilation de 16 centrales thermiques équipées de torches plasmas [34].

Grâce à plusieurs visites sur le terrain et l'analyse de rapports de fonctionnement, un bilan économique simplifié des coûts de démarrage à froid des trois centrales thermiques à charbon a été dressé dans le Tableau 4. En plus de la différence de capacité, ces trois centrales sont situées dans trois pays différents, ce qui implique des écarts importants dans les prix des énergies premières (fioul, charbon et électricité). Malgré la spécificité de fonctionnement de chacune de ces centrales, les coûts par démarrage au fioul rapporté à 100 kW de puissance

thermique sont relativement proches et la différence est principalement due aux prix du fioul et à la durée de la phase de démarrage. L'ensemble des phases de démarrage sur une année, a une facture qui s'élève à 3,7 M€ pour les centrales de Zolling et de Poloniec et à 0,84 M€ pour la centrale de Guodian. Après le remplacement des brûleurs au fioul par des électrobrûleurs plasma, ce même facteur descend à 0,214 M€ dans la centrale chinoise, ce qui représente une économie de 0,625 M€. Si on installait la même technologie plasma dans la centrale allemande, les économies annuelles réalisées seraient de l'ordre de 1,8 M€. Ce chiffre se base sur l'hypothèse que le même charbon bitumineux que celui brûlé dans la centrale chinoise soit utilisé. Ce charbon est de bonne qualité et contient au moins 20 % de matières volatiles et une teneur en eau inférieure à 10 %. En se basant sur la Figure 18, le pourcentage maximal correspondant d'électricité est égal à 1 % et les frais associés sont inférieurs à 2 %.

Parmi les 7 chaudières de Poloniec, l'unité 2 a réalisé 40 démarrages sur l'année 2013. C'est donc l'unité nécessitant le plus de flexibilité. Cependant, vu la conjoncture sur les énergies renouvelables, ce nombre devrait augmenter très prochainement pour atteindre potentiellement jusqu'à 200 démarrages par an et par chaudière, ce qui rend l'installation des électrobrûleurs très rentable et réduit le temps d'amortissement de l'investissement. D'après les résultats obtenus, il est vérifié que le prix d'un démarrage au charbon est au moins 2 fois moins élevé qu'au fioul.

Le fonctionnement de l'électrobrûleur plasma nécessite des équipements annexes comme la source électrique, le système de refroidissement par eau et le système d'alimentation en air comprimé. En remplaçant les brûleurs au fioul par des électrobrûleurs plasma, le charbon remplace le fioul comme combustible de démarrage, ce qui élimine toutes les annexes techniques nécessaires au stockage et à l'alimentation en fuel. Comme détaillé dans la procédure de démarrage, un flux d'air chaud est nécessaire pour faire fonctionner le broyeur afin d'alimenter les électrobrûleurs en charbon pulvérisé. La solution qui peut être envisagée dans ce cas consiste à faire un stockage de charbon pulvérisé en cours de fonctionnement pour le consommer durant la phase de démarrage. Cette solution implique des installations annexes comme un silo de stockage, un système de transport pneumatique, un injecteur doseur (de type vis sans fin par exemple) et les installations électriques associées. On estime le coût de ces équipements à 300 k€ pour une rangée de 4 électrobrûleurs.

Tableau 4 : Bilan des coûts opérationnels du démarrage de trois centrales à charbon (Zolling en Allemagne, Poloniec en Pologne et Tianjin Guodian en Chine) avec des brûleurs au fioul et avec des électrobrûleurs plasma [48]

Paramètres de calcul	Unité	Nom de la centrale à charbon		
		Zolling (Allemagne)	Poloniec (Pologne)	Guodian (Chine)
Puissance totale de la centrale	MW <sub>th</sub>	1 075	1 750	660
Nombre d'unités (chaudières)	--	1	7	2
Puissance d'autonomie de chaque unité	MW <sub>th</sub>	246	88	70
Nombre de démarrage annuel par unité	--	55	23	16
Nombre de brûleurs par unité	--	8	8	8
Démarrage au fioul				
Durée de la phase de démarrage au fioul	h	5	4	5
Débit de fioul	t/h	2,8	1	0,8
Prix du fioul	€/t	600	720	820
Coût par démarrage et par unité	k€	67,2	23,04	26,24
Coût pour un démarrage de 100 kW	k€	27,31	26,18	37,71
Coût pour un démarrage de 100 kW pour un prix de 720 €/t de fioul	k€	32,77	26,18	33,11
Coût annuel des démarrages par unité	M€	3,69	0,53	0,42
Coût annuel des démarrages	M€	3,69	3,71	0,84
Démarrage au plasma*				
Durée de la phase de démarrage au plasma	h	5	4	3,5
Débit de charbon	t/h	17,57	6,3	5
Prix du charbon	€/t	47	47	47
Pourcentage d'électricité consommé	%	1	1	1
Puissance électrique par brûleur	MW	0,307	0,11	0,087
Prix d'électricité par MWh	€/MWh	45,5	45,5	45,5
Coût d'électricité par démarrage et par unité	k€	0,558	0,16	0,111
Coût du charbon par démarrage et par unité	k€	33,03	11,85	6,58
Coût par démarrage et par unité	k€	33,59	12	6,69
Coût pour un démarrage de 100 kW	k€	13,65	13,64	9,56
Coût annuel des démarrages par unité	M€	1,85	0,276	0,107
Coût annuel des démarrages	M€	1,85	1,93	0,214
Economie par démarrage	k€	33,6	11,2	19,55
Economie annuel	M€	1,85	1,8	0,625
Economie annuel rapporté au 1MW installé	M€	1,72	1,03	0,947

\*Les data du démarrage au plasma des centrales de Zolling et de Poloniec sont hypothétiques et se basent sur les data réelles de la centrale de Guodian qui a été rénovée et équipée d'électrobrûleurs plasma. Ceci implique la même qualité de charbon (donc le même pourcentage d'électricité), le même prix par tonne de charbon et par MWh d'électricité et le même rendement thermique des électrobrûleurs (donc la même consommation par unité de puissance produite). Les durées de démarrage au plasma n'ont pas été réduites dans ces deux cas.

Une deuxième possibilité pour réduire le coût d'investissement consiste à envisager un démarrage combiné : c'est-à-dire garder les brûleurs au fioul pour les utiliser jusqu'à ce que le cycle de fonctionnement des broyeurs se mette en marche. Une fois que les électrobrûleurs sont alimentés en charbon pulvérisé, les alimentations en fioul sont arrêtées. Bien que cette solution puisse réduire la valeur de l'investissement, les économies réalisées sur le prix du fioul sont aussi moins importantes. Le retour sur investissement sera plus faible dans ce deuxième cas. Néanmoins, cette solution présente l'avantage d'éliminer le risque lié à la procédure de stockage du charbon pulvérisé qui reste un élément potentiellement explosif difficilement manipulable.

#### 2.3.2.2. Deuxième cas d'étude

Nous considérons une centrale électrique à biomasse de puissance nominale 10 MW électrique (environ 40 MW thermique) qui fonctionne 6 000 heures par an (68 % du temps) et qui fonctionne à puissance nominale à 80 % de son temps de fonctionnement (4 800 heures à 10 MWe) et en sous régime pendant 20 % de son temps de fonctionnement (1 200 heures à 3 MWe / 12 MWth). On peut estimer que les besoins de puissance thermique d'appoint pour le soutien pendant les phases en sous régime correspondent à 10 % de la puissance thermique produite pendant ces phases. Sur une année, cela correspond à 1 440 MWh thermique ce qui est équivalent à 124 tep.

Avec la solution traditionnelle (brûleur d'appoint au fioul) il faut un soutien d'environ 124 tep par an, soit 130 tonnes de fioul lourd. Avec la solution électrobrûleur plasma, le fuel est remplacé par de l'électricité associée à du Combustible Solide Pauvre (CSP). Nous nous mettons dans le cas le plus défavorable où l'énergie électrique nécessaire pour le fonctionnement du brûleur s'élève à 10 % soit 144 MWh. L'énergie thermique dégagée par la combustion de la biomasse est de 1 296 MWh, ce qui correspond à environ 460 tonnes de biomasse avec un PCi de 10 MJ.kg<sup>-1</sup>. Cette consommation doit être mise en regard avec l'énergie annuelle produite par la centrale qui est de 51,6 GWh. Au bilan, l'électrobrûleur plasma correspond à une perte de production électrique de la centrale (alimentation du plasma) d'environ 0,28 % et une économie de 130 tonnes de fuel lourd (Figure 19).

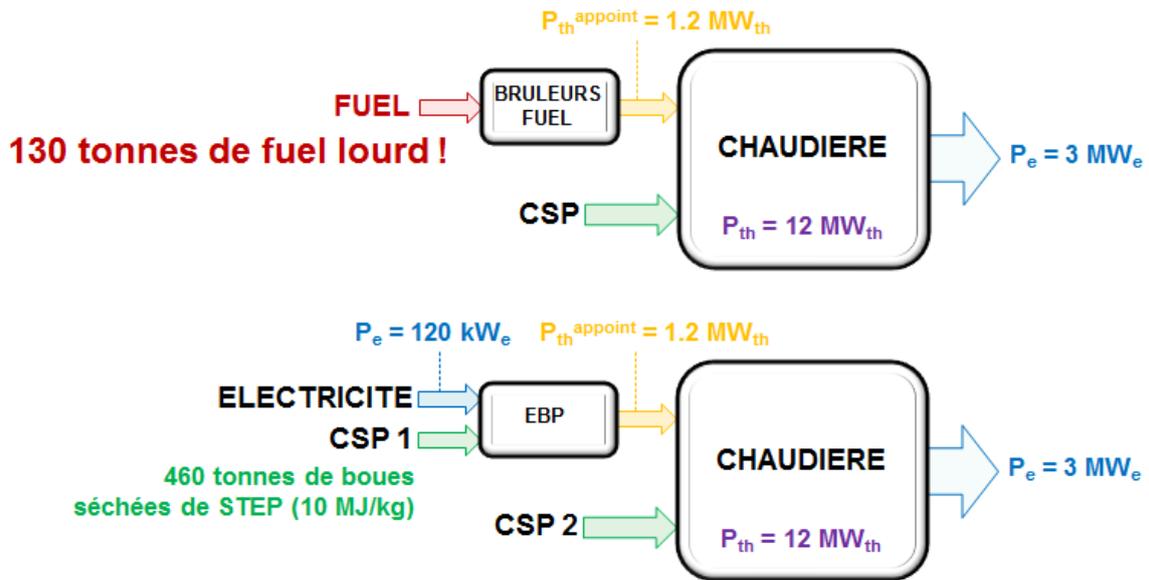


Figure 19 : Représentation simplifiée du fonctionnement à charge réduite d'une chaudière à biomasse avec l'appoint de fioul et avec l'appoint d'un électrobrûleur plasma.

### **3. Les Différentes technologies de torches plasma haute température**

#### **3.1. Les différents types de torche plasma**

##### **3.1.1. Technologie Radiofréquence**

Les torches plasma à radiofréquence dites aussi torches à couplage inductif sont utilisées dans des applications où aucune contamination ne peut pas être admise comme la fabrication des semi-conducteurs et des fibres optiques. Les torches, dont la puissance est inférieure à 10 kW, ont un tube de confinement en quartz refroidi par air. Pour des puissances plus élevées, mais limitées à 100 kW, ces tubes sont remplacés par des tubes refroidis par eau en céramique à haute résistance thermique pour offrir une meilleure durée de vie [49]. Les torches RF industrielles fonctionnent généralement à une fréquence d'excitation de l'ordre de quelques MHz, à pression atmosphérique ou sous vide. Des torches fonctionnant à plus faible fréquence (200-450 kHz) avec des puissances jusqu'à 400 kW ont été également développées et des torches RF de plusieurs MW ont été développées en Russie. La température maximale que l'on peut atteindre avec ce système est de l'ordre de 10 000 K dans la zone entourée par le solénoïde (Figure 20) [50]. Les forces magnétiques induites ont un effet de mélange avec des lignes de courant tourbillonnaires allant de l'axe central vers les parois dans le sens inverse de l'écoulement entrant, ce qui améliore le temps de séjour des particules transportées dans le gaz plasmagène [51].

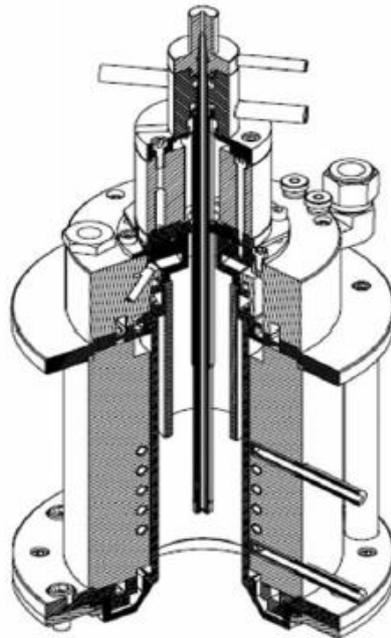


Figure 20 : Représentation schématique d'une torche RF développée et commercialisée par Tekna Plasma Systems Inc [50] .

Le rendement des torches plasma RF à couplage inductif est généralement en dessous de 40 % et baisse significativement à plus haute puissance (>100 kW) [52]. Les plasmas à couplage inductif ne sont pas des plasmas à l'équilibre thermodynamique : la température des électrons varie entre 10 000 et 20 000 K selon la technologie, et la température des particules lourdes est autour de 700 K avec des densités d'électroniques de l'ordre de  $10^{17}\sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$  [22].

### 3.1.2. Technologie Micro-Ondes

Les torches plasma à micro-ondes fonctionnent toutes selon le même principe : des micro-ondes avec des fréquences de l'ordre de quelques GHz sont émises le long d'une conduite et leur énergie est transmise aux électrons du gaz plasmagène. Ces électrons sont accélérés et acquièrent une énergie cinétique qu'ils transmettent aux particules lourdes par collisions. La nature et le nombre de ces collisions (élastiques ou ionisantes) suivent les lois probabilistes. Les collisions non élastiques permettent d'ioniser une partie des particules lourdes et le gaz devient du plasma. Contrairement à la technologie RF, le rendement des torches micro-ondes est relativement élevé. La majorité des torches plasma micro-ondes est dotée d'une source de puissance micro-ondes (une source électrique et un magnétron), un équipement pour acheminer les micro-ondes, un système d'allumage et un injecteur de gaz. Les puissances des torches micro-ondes sont de l'ordre de quelques centaines de watts voire quelques kW [53], [54], mais peuvent atteindre des puissances très élevées en mode pulsée (1GW pendant 1 ns [55]). Les plasmas micro-ondes ne sont pas considérés à l'équilibre thermodynamique ; la température des électrons est au-dessus de 12 000 K et la température des particules lourdes varie de 1 500 K jusqu'à 10 000 K avec des densités électroniques de l'ordre de  $10^{20}\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$  [22].

### 3.1.3. Technologie à arc

Les plasmas d'arc peuvent être considérés à l'équilibre thermodynamique local et on peut les diviser en deux catégories : les plasmas d'arc à courant continu (DC) ou à courant alternatif (AC). Dans les deux cas, l'arc est divisé en trois parties : la région cathodique, la région anodique et la colonne d'arc. C'est cette dernière qui est considérée comme un vrai plasma et qui se rapproche le plus de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique. La température et la densité des particules chargées, qui sont les propriétés les plus importantes d'un plasma d'arc, varient largement, principalement, en fonction des paramètres de l'arc, y compris sa géométrie. Comme le montre la Figure 21, la température peut varier de 5 000 K pour un arc

de faible intensité jusqu'à 100 000 K pour un arc confiné magnétiquement et la densité électronique peut varier de  $10^{21}$  à  $10^{25} \text{ m}^{-3}$ , successivement pour les mêmes types d'arcs [56].

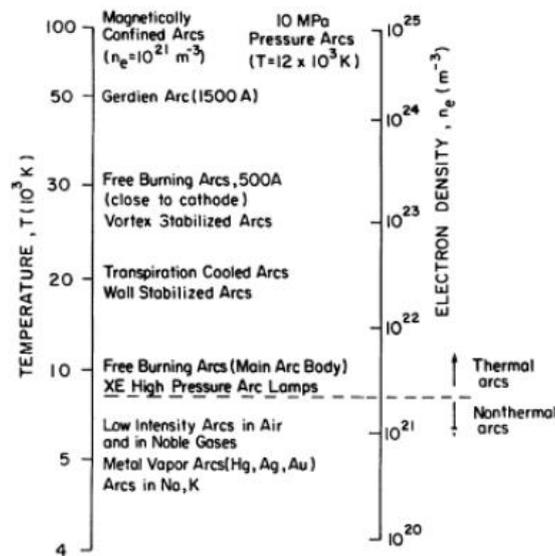


Figure 21 : Températures et densités électroniques dans différents types d'arc [56]

En considérant un plasma d'arc mono-atomique, d'argon par exemple, les trois espèces qui existent dans le plasma sont les électrons, les atomes neutres d'argon (qui peuvent être à l'état excité également) et les ions positifs d'argon, vérifiant l'équilibre réactionnel suivant :



Trois lois décrivent la composition du plasma :

L'équation d'Eggert-Saha 
$$\frac{n_e n_i}{n} = \frac{2Q_i}{Q} \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (\text{I.1})$$

La loi de Dalton 
$$p = (n_e + n_i + n)kT \quad (\text{I.2})$$

La condition de quasi-neutralité 
$$n_e = n_i \quad (\text{I.3})$$

où  $n_e$ ,  $n_i$  et  $n$  sont successivement les nombres d'électrons, d'ions et des particules neutres dans le plasma,  $Q_i$  et  $Q$  sont successivement les fonctions de partition des ions et des particules neutres,  $m_e$  est la masse électronique,  $h$  est la constante de Planck et  $E_i$  est l'énergie d'ionisation.

Que la décharge électrique soit générée par un courant continu ou alternatif, généralement, les plasmas d'arc sont différenciés par leurs méthodes de stabilisation. Ici, le terme de stabilisation se réfère aux mécanismes permettant de maintenir la colonne d'arc dans une position stable sans que cela signifie une position stationnaire. L'arc peut alors être stabilisé

mais tourne ou bouge selon un rythme donné. On utilise souvent des techniques de stabilisation dans le cas des arcs DC, comme la stabilisation par parois, la stabilisation par convection ou la stabilisation par champ magnétique externe.

#### 3.1.3.1. Technologie à arc DC

Les torches DC présentent généralement une géométrie axisymétrique avec la cathode au centre et l'anode autour. Le gaz plasma circule dans l'espace annulaire entre les électrodes et une plume de plasma haute température est ainsi générée grâce au transfert de l'énergie électrique par effet joule initialement de l'électrode vers l'arc et ensuite de l'arc vers le gaz par convection, diffusion et rayonnement. Ce type de plasma est généralement caractérisé par des vitesses élevées (plusieurs centaines de  $m.s^{-1}$ ) résultant de l'effet combiné du passage rétréci et de l'expansion thermique. Malgré l'étendue de l'utilisation de cette technologie et un travail de développement important (designs poussés, circuits de refroidissement optimisés, utilisation de matériaux avancés, utilisation d'un champ magnétique extérieur pour le contrôle de mouvement du pied d'arc), les torches plasma DC, majoritairement à électrodes non consommables, souffrent d'un point critique qui est l'inévitable érosion des électrodes, limitant ainsi leur durée de vie. Cette érosion est due à la combinaison de plusieurs facteurs thermiques, mécaniques et aussi chimiques. Le besoin d'un transformateur AC-DC dont le coût est de l'ordre de 30 % du prix d'une torche plasma s'ajoute à cela et limite dans certaines applications l'intérêt économique de la technologie DC [57].

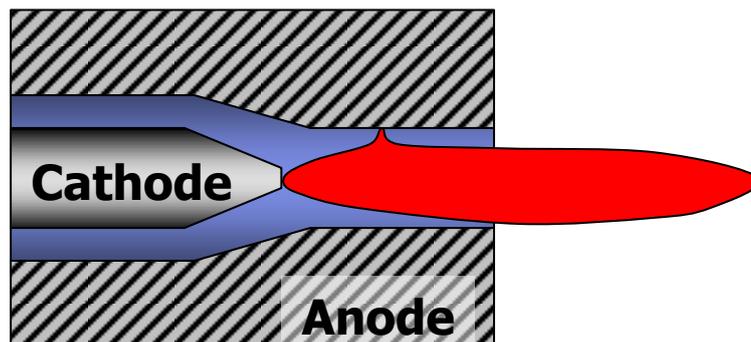


Figure 22 : Schéma de principe d'une torche plasma DC

Les torches plasma DC peuvent fonctionner en mode continu ou en mode pulsé. Un mode de fonctionnement pulsé permet de fournir des quantités d'énergie plus importantes pendant la durée du décharge mais une source de puissance pulsée est généralement beaucoup plus compliquée qu'une source DC simple [22]. En mode continu, on trouve deux catégories : les

arcs non transférés où l'anode est un élément de la torche et les arcs transférés où l'anode ne fait pas partie de la torche. Ces torches contiennent une cathode, une injection de gaz plasma et une tuyère pour confiner le plasma.

### 3.1.3.2. La technologie à arc triphasé et la torche plasma PERSEE

Dans des applications industrielles de grande échelle comme le traitement de déchets, la pyrolyse, la gazéification ou la combustion assistée, où la fiabilité et la rentabilité sont une exigence, les torches plasma multiphasiques fonctionnant à la fréquence du réseau représentent une alternative intéressante. Dans une décharge AC multiphasique, l'arc électrique est généralement moins confiné en comparaison à une décharge DC. En effet, la décharge électrique change continuellement de paires d'anode et de cathode, et comme la durée de vie des espèces ionisées est supérieure à la période du courant imposée par la fréquence de la source, ceci rend la zone de décharge plus large que dans le cas d'un arc DC. Par conséquent, la température moyenne de la décharge est plus faible [57]. Le transfert de l'énergie contenue dans l'arc est amélioré par le mouvement de l'arc résultant de la nature alternative du courant mais aussi des forces électromagnétiques induites agissant tout au long de l'arc.

Aux Etats Unis, les premières torches AC ont été développées dans les années 60, pour répondre aux besoins de simuler les contraintes thermiques lors de la rentrée atmosphérique des missiles balistiques [58]. Les travaux de recherche réalisés avaient pour objectif d'établir des éléments de conception pour des tuyères haute pression (> 10 bars) et haute température à courant alternatif appelés « AC Arc Heater » [59]–[61].

En Norvège, les systèmes à plasma AC ont été largement étudiés à l'Université NTNU Trondheim, pour des applications métallurgiques. H. Larsen et al. [62] a développé un modèle d'« Arc Channel » pour la simulation de l'arc électrique et un modèle MHD instationnaire pour la modélisation de l'écoulement du plasma. Ces travaux ont été entrepris et approfondis par Svaerdottir et al. [63] et ont été appliqués pour la simulation d'une décharge AC de laboratoire de 1 kA et un arc de 100 kA à l'échelle industrielle.

En Russie, des travaux importants ont été réalisés dans le domaine de la décharge triphasée, principalement durant la période soviétique au sein de l'« Institut for Electrophysics and Electric Power ». Ces travaux de recherche ont visé à améliorer de la durée de vie des

électrodes pour atteindre 1 000 h sous conditions oxydantes, en fonctionnement avec plusieurs gaz plasmagènes inertes, réducteurs ou oxydants, et pour un large intervalle de puissances allant de quelques kW à plusieurs MW avec différents modes de décharge électrique [64]. Les applications principales de cette technologie sont la gazéification et le traitement des déchets et en second ordre, la synthèse de composés chimiques [65]–[67]. Rutberg et al. a présenté, en 2005, deux torches plasma fonctionnant en milieu oxydant et ayant pour puissances 50 et 500 kW. Cette technologie est dotée de trois électrodes en tungstène refroidies par eau et équipée d'une torche monophasique de faible puissance pour le démarrage. La puissance de la torche d'allumage est de l'ordre de 10 kW et elle fournit un flux de plasma avec une densité électronique entre  $10^{19}$  et  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ , tandis que la densité électronique du plasma produit par la torche principale est entre  $10^{20}$  et  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  en mode diffus et de l'ordre de  $10^{22}$  en mode contracté [68]. L'assemblage en cône divergent des trois électrodes dans cette technologie, comme le montre la Figure 23, permet d'ajuster plus facilement le courant et/ou la tension de consigne pour faire monter ou descendre sa puissance, car l'arc glisse jusqu'à se stabiliser en occupant la distance inter-électrodes optimale [64].

En Allemagne, les premiers travaux de développement sur les torches triphasées ont été réalisés au sein du « Krupp Research Institut » dans les années 80. L'objectif consistait à étudier la faisabilité technologique de l'utilisation des torches AC comme système de chauffage pour la fusion de ferrailles dans les fours à arcs (Figure 24). Pour cette application, la torche plasma triphasée est considérée comme particulièrement adaptée pour le chauffage du bain liquide en raison du large volume occupé par l'arc électrique. Pour de l'acier à faible teneur en carbone, les électrodes en graphite ne peuvent pas être utilisées et le choix s'est orienté naturellement vers des électrodes refroidies en tungstène [69]. En parallèle, des travaux de développement ont été menés à l'Université Technique d'Aachen pour développer un procédé plasma tri-phasique haute puissance. Le développement a été entrepris sur 3 axes : sur la torche elle-même, sur le four et le bain liquide et sur la source de puissance. Pour un four d'une capacité de 10 tonnes, la torche plasma installée fournit une puissance de 3,6 MW fonctionnant à 600 V et 6 kA et à la fréquence du réseau avec une durée de vie des électrodes de l'ordre de 100 heures [69]. Poussé par le besoin de monter d'avantage la puissance de ces fours, la capacité de cette torche a été extrapolée à 20 MW. Un courant maximal de 12 kA a été atteint, ce qui représente 50 % de plus que le courant maximal atteint dans des torches DC équivalentes [70]. Un modèle d'arc transféré a été proposé pour simuler l'interaction entre

l'arc et le bain liquide en prenant en compte l'effet Maeker et l'effet du rayonnement [71]. Le phénomène d'érosion des électrodes en tungstène a été également étudié dans ces conditions de fonctionnement [72]. Plus tard, un pilote doté de deux torches plasma AC a été installé pour le traitement des cendres provenant des incinérateurs de déchets municipaux et de boues des stations d'épuration. Ces deux torches sont également équipées d'électrodes en tungstène et produisent une puissance entre 250 et 350 kW [73].

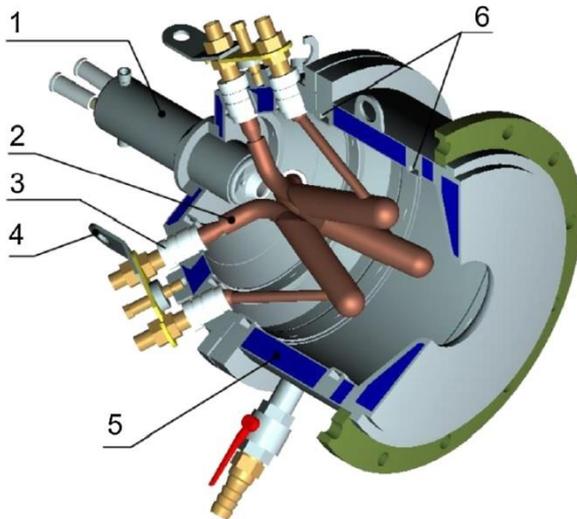


Figure 23 : Torche Plasma triphasée développée au sein de « Institut for Electrophysics and Electric Power », Russie. 1 injecteur, 2 électrodes, 3 isolateur, 4 raccordement électrique, 5 circuit de refroidissement, 6 entrée de gaz. [67]

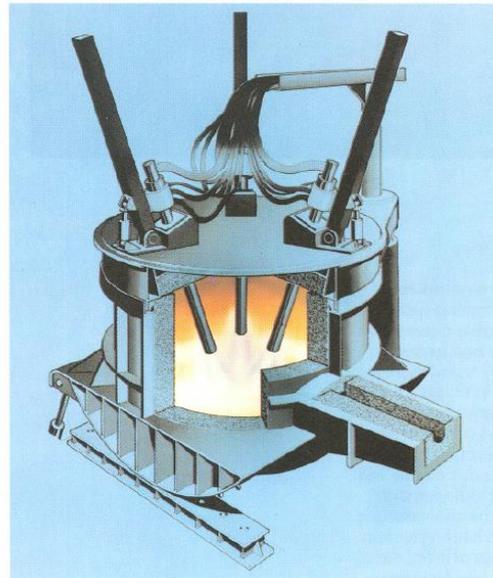


Figure 24 : Four à fusion doté d'une torche à arc triphasé installée à Krupp Stahl AG, Allemagne [69].

En France (Odeillo), au centre IMP du CNRS (actuellement centre PROMES), C. Bonet a lancé, au début des années 70, les premiers travaux de développement de la technologie plasma triphasée, actuellement étudiée à PERSEE – Mines-ParisTech, dans le cadre d'un projet de traitement de matériaux réfractaires à haute température. L'effort intense mené dans ce cadre comprend l'exploration de plusieurs options : la conception et le test de plusieurs prototypes, l'étude de plusieurs matériaux pour les électrodes, l'influence de la distance inter-électrodes, la nature du gaz plasmagène et diverses conditions de fonctionnement et d'alimentation [74]. Les prototypes développés ont tous un démarreur plasma pour initier l'arc (fonctionnant avec un courant DC ou AC) et sont dotés de 3 électrodes montées dans une configuration convergente autour d'un axe de symétrie. Ces électrodes sont généralement en cuivre ou en alliage de tungstène. Un matériau réfractaire est utilisé comme élément protecteur autour des électrodes avec une injection d'un gaz neutre. La source de puissance

est composée de deux composants montés en série : i) un régulateur d'induction avec 380 V à l'entrée et une sortie ajustable entre 0 et 760 V et ii) un transformateur avec une tension de sortie ajustable entre 0 et 2 000 V et un courant maximal de 200 A. Le positionnement des électrodes est effectué grâce à un système de vérins pneumatiques. Initialement, les électrodes sont mises en contact, et lorsque l'allumage est réalisé, elles sont reculées jusqu'à une distance inter-électrodes optimale. Les matériaux suivants ont été testés : tungstène, molybdène, cuivre CrM16, cuivre électrolytique, cuivre OFHC, aluminium, duralumin, nickel, acier doux et l'acier inoxydable NS30. Les meilleures compatibilités entre les gaz testés et ces matériaux sont comme suit : tungstène et cuivre pour l'argon, cuivre pour l'azote, cuivre et cuivre OFHC pour l'air [75], [76].

Entre 1979 et 1989, le cimentier Lafarge France, l'université de Limoges et le centre IMP du CNRS ont mené un programme de recherche collaboratif pour la décarbonisation de la poudre de ciment avec un procédé basé sur la technologie décrite ci-dessus. Bien que la faisabilité du procédé fût démontrée, il n'a jamais été développé à une échelle industrielle, très probablement pour des raisons économiques. En 1986, l'entreprise d'ingénierie Bertin et la société EDF ont mené un projet pour le développement d'un prototype d'électrobrûleur de 500 kW pour la production de chaleur avec du méthane, mais le concept développé n'a pas été industrialisé.

Les travaux sur la technologie AC ont été repris plus tard en 1992 dans le cadre d'un projet de craquage d'hydrocarbures pour la co-synthèse de noirs de carbone et d'hydrogène [77], [78]. Après une étude de faisabilité prometteuse et des essais préliminaires réussis, les travaux de développement ont été poursuivis jusqu'en 2003 [79]. En parallèle de la production de noirs de carbone, il a été démontré que cette technologie plasma triphasée était particulièrement adaptée pour la production de fullerènes et de nanotubes de carbone [80], [81]. Depuis 2004, une collaboration entre Mines-ParisTech et Timcal a été mise en place pour amener le pilote de laboratoire vers une échelle industrielle dans l'optique de produire des fullerènes en grande quantité.

### **3.2. Autres applications des plasmas à arc de moyennes puissances dans l'industrie**

En dehors du domaine de la combustion assistée, les torches plasma de moyenne puissance (quelques dizaines à quelques centaines de kW) couvrent un large éventail d'applications comprenant notamment le soudage et le découpage de pièces métalliques, la

projection, le traitement de surface, la gazéification, la sphéroïdisation et la purification des particules, la métallurgie extractive, le traitement des déchets ou encore la synthèse de produits nanostructurés ...

Le soudage et la découpe sont les applications les plus répandues. Ce domaine d'application est majoritairement dominé par la technologie DC. Pour la découpe, le principe consiste à chauffer localement la pièce avec un grand apport d'enthalpie en utilisant des gaz diatomique comme l'hydrogène, l'azote et l'oxygène et à souffler la matière fondue avec un fort débit. Le soudage, quant à lui, nécessite un gaz neutre pour éviter l'oxydation de la zone de soudure et sa fragilisation à la suite. Il se base sur le même principe car il s'agit de chauffer au mieux la pièce à souder mais cette fois-ci en évitant de souffler le liquide. Une torche de soudage a par conséquent un diamètre de sortie en moyenne 3 à 5 fois plus élevé qu'une torche de découpage [82].

La projection plasma consiste à déposer dans un état liquide ou partiellement fusionné des particules d'une centaine de  $\mu\text{m}$  sur un substrat préparé (généralement des métaux ou des oxydes métalliques). La température des plasmas thermiques est suffisamment élevée pour pouvoir mettre en fusion tous les matériaux, notamment ceux qui possèdent des températures de fusion très élevées. [83]. La sphéroïdisation est un procédé voisin de la projection plasma mais les particules introduites dans le plasma ne sont pas écrasées sur un substrat. Elles sont fondues, prennent une forme sphérique sous l'effet des forces de tensions superficielles puis sont trempées pour se solidifier et récupérées à l'état solide[82]. La société Tekna est l'un des leaders mondiaux dans ce domaine. Son procédé de sphéroïdisation est basé sur une torche RF fonctionnant à l'argon [84].

Dans le domaine de la gazéification (ou du reformage), F. Fabry et al. a récemment présenté un article de revue sur la gazéification des déchets par plasma thermique [12]., Comme décrite dans la première section de ce chapitre, la gazéification est un procédé qui permet de valoriser énergétiquement les biomasses, mais également d'autres déchets (déchets médicaux, pneus de voitures, fioul lourd ...). Le plasma permet de réduire la quantité de goudrons produite de plus de 40 % par rapport aux procédés de gazéification traditionnels, grâce à des températures supérieures. Le marché des torches plasma pour les procédés de gazéification est dominé par quatre sociétés : Westinghouse, Europlasma, Tetronics et Phoenix solution Company. A noter que l'on assiste actuellement à un regain d'intérêt pour le reformage à sec qui permet la valorisation (rétro-conversion) du  $\text{CO}_2$ .

Les déchets organiques liquides peuvent également être traités par plasma. En 2007, N Boudesque a détaillé dans son mémoire de thèse un concept de décontamination et de gazéification d'effluents organiques aqueux à l'aide d'une torche plasma à arc immergé [85]. Plus tard, M. Mabrouk a présenté un procédé de destruction de déchets organiques liquides équipé d'une torche plasma à arc non transféré fonctionnant à l'oxygène comme gaz plasmagène [86]. Pour les déchets inorganiques, on rencontre des torches plasma dans la métallurgie extractive. Le plasma permet de fondre ces déchets pour en extraire les métaux précieux, comme le platine, le palladium ou l'or.

Pour finir, notons une application particulière des plasmas dans le domaine du craquage d'hydrocarbures (notamment du méthane) pour la co-synthèse de noirs de carbone et d'hydrogène. Sur la base des recherches sur la technologie plasma à arc triphasé initiées par L. Fulcheri et al. dans les années 90 [78] une installation pilote est actuellement en cours de développement industriel aux Etats-Unis [87].



Figure 25 : Installation SEAPORT I de Monolith Materials aux Etats-Unis pour la production de noir de carbone et d'hydrogène, développée en partenariat avec Mines ParisTech

## **4. Conclusion**

Selon les projections des scénarios climatiques prévisionnels, la biomasse jouera un rôle important comme une énergie renouvelable propre du 21<sup>ème</sup> siècle. La biomasse peut être catégorisée en trois grandes familles: les biocarburants, les biogaz et les biomasses solides. Les biocarburants et les biogaz sont des produits de procédés industriels relativement complexes et leurs parts dans le marché des biomasses restent marginales. Les biomasses solides sont plus abondantes et leur valorisation énergétique est moins complexe. Parmi les trois grandes familles de procédés de valorisation que sont la pyrolyse, la gazéification et la combustion, cette dernière contribue à elle-seule à 97 % de la production de bioénergie. A l'échelle industrielle, la combustion autonome et propre de la biomasse n'est pas chose aisée et constitue aujourd'hui, un véritable challenge scientifique. La principale difficulté vient du fait que la combustion à l'air de combustibles pauvres ne peut se réaliser qu'à haute température, ce qui la rend dépendante des conditions thermiques de la chambre de combustion. Trois nouveaux procédés de combustion sont actuellement à l'étude pour résoudre ce problème : (i) l'oxy-combustion qui souffre de la consommation énergétique élevé des systèmes annexes de production d'oxygène pur, (ii) la co-combustion qui nécessite l'utilisation d'autres combustibles fossiles coûteux et polluants et (iii) la combustion assistée par plasma qui est actuellement en voie de développement et présente un grand potentiel à la fois pour son rendement énergétique et pour son impact environnemental. En premier lieu, les plasmas garantissent un apport d'énergie sans émissions directes de CO<sub>2</sub>, robuste, flexible et contrôlable dans une très large gamme de conditions opératoires et de températures pouvant aller au-delà des températures rencontrées dans les procédés de combustion traditionnels. En second lieu, les plasmas permettent d'améliorer les rendements de conversion et de réduire les impacts environnementaux de nombreux procédés industriels, de par leur capacité à produire des espèces chimiques très réactives. Actuellement, la solution d'électrobrûleur plasma pour l'assistance à la combustion est en train de se standardiser en Chine, grand pays consommateur de charbon. Cette technologie est également en cours de développement dans plusieurs pays de l'Europe de l'Est et aussi en France. En effet, les deux études technico-économiques que nous avons réalisées montrent le potentiel des électrobrûleurs plasma pour baisser les coûts liés à la consommation d'hydrocarbures pour la phase de démarrage et la phase de fonctionnement à faible charge des centrales thermiques à biomasse ou à charbon. Ceci confère aux chaudières équipées une meilleure flexibilité. La consommation électrique

de la torche dans un électrobrûleur ne devrait pas dépasser 2 %. Afin de bien appréhender leurs aspects technologiques, les principaux brevets d'électrobrûleurs plasma sont cités dans ce chapitre. Les torches plasma à arc sont les plus répandues dans les électrobrûleurs mais la technologie RF est également utilisée. Les torches plasma à arc se divisent en deux catégories : à courant continu et à courant alternatif. Dans la catégorie des torches AC, la torche plasma triphasée, développée au centre PERSEE depuis plus une vingtaine d'années pour des applications de production de matériaux carbonés, semble avoir un grand potentiel pour l'assistance à la combustion. Elle est caractérisée par une grande robustesse et une simplicité d'utilisation, une maintenance très limitée, un fonctionnement autonome et continu et un besoin minimal de refroidissement par eau. Cette technologie devrait permettre de baisser le CAPEX et l'OPEX de plus de 30 % dans un électrobrûleur industriel pour l'assistance à la combustion. Etant donné que cette torche est initialement conçue pour un fonctionnement en milieu neutre ou réducteur, nous allons développer une nouvelle torche plasma de 100 kW fonctionnant à l'air. Les différentes étapes de développement et de caractérisation expérimentale de cette torche sont détaillées dans le chapitre II.





Observations de la zone réactive en cours de fonctionnement de la nouvelle torche plasma

## Chapitre II

# Développement et caractérisation expérimentale d'une torche plasma triphasée à électrodes en graphite fonctionnant à l'air

### 1. Problématique, objectifs de l'étude et démarche expérimentale

Comme nous avons pu le montrer dans le chapitre précédent, la technologie de torche plasma triphasée se place en rupture par rapport aux technologies DC traditionnelles. Elle nécessite une alimentation électrique significativement plus simple que celles utilisées pour les autres technologies de torche (DC, RF ou Micro-onde) puisqu'elle peut être alimentée par un simple transformateur de tension ne nécessitant pas une électronique de puissance complexe et onéreuse. De plus, contrairement aux torches DC classiques basées sur la formation d'un arc confiné, soufflé et stabilisé par un écoulement fluide, la torche triphasée a des arcs libres se développant dans un large volume plasma. Le dernier point important concerne les électrodes de la torche triphasée. Alors que les électrodes d'une torche DC sont constituées d'alliages métalliques couteux devant être refroidies par eau et ayant une durée de vie très limitée, les électrodes de la torche triphasée sont constituées de graphite, matériau consommable à faible coût, pouvant être alimentées en continu sans interruption du procédé, ce qui est primordial pour un fonctionnement dans une installation industrielle.

Dans de précédentes recherches, les avantages certains de la torche triphasée ont été démontrés dans des applications en milieu neutre ou réducteur comme la synthèse de noirs de carbone structurés, de nanotubes de carbone ou de fullerènes [77], [78], [88], ce qui nous a conduit à cette technologie pour l'assistance à la combustion de combustibles à faible PCI. Afin d'exploiter l'apport thermo-chimique d'un plasma d'air pour la combustion, la torche actuelle nécessite certaines adaptations pour permettre un fonctionnement efficace et robuste

en milieu oxydant. En effet, le fonctionnement à l'air induit une forte érosion des électrodes en graphite, ce qui est un point limitant pour envisager son utilisation dans un procédé industriel. Les solutions technologiques proposées devront permettre de limiter au maximum cette érosion. De plus, la torche, initialement conçue pour un fonctionnement avec des gaz neutres ou réducteurs, est équipée d'une isolation thermique en graphite pour protéger les parois métalliques de la torche et réduire les pertes thermiques aux parois. Cette isolation, qui est nécessaire, doit être optimisée par l'utilisation de matériaux mieux adaptés au milieu oxydant tout en limitant les pertes aux parois par un meilleur contrôle des températures internes et de l'écoulement plasma. Le dernier point technologique étudié concerne la puissance de la torche qui doit être portée à 100 kW (actuellement autour 30 kW) qui est la puissance d'allumage nécessaire pour un électrobrûleur de plusieurs MW.

Les objectifs des travaux présentés consistent ainsi à développer une nouvelle torche plasma triphasée qui réponde aux contraintes liées au fonctionnement à l'air à 100 kW: i) minimiser l'érosion des électrodes en graphite tout en garantissant un fonctionnement à fort débit d'air et ii) minimiser les pertes thermiques et contrôler l'écoulement plasma dans la torche pour une puissance de 100 kW. Ils auront pour finalité de permettre l'intégration de cette torche dans un électrobrûleur plasma capable de générer une flamme énergétique stable et autonome à partir exclusivement de combustibles pauvres renouvelables et d'une faible quantité d'électricité ( $P_e < 2\%$  de la  $P_{th}$  totale).

Pour limiter l'érosion des électrodes, plusieurs solutions sont envisagées et évaluées :

- Un gainage des électrodes par un flux gazeux a été réalisé afin de réduire le contact entre l'air et la surface exposée des électrodes.
- L'injection de produits carbonés (noir de carbone) dans la zone plasma a été testée afin de créer un milieu riche en monoxyde de carbone autour des électrodes en faisant réagir préférentiellement l'oxygène avec ces particules au lieu des électrodes.
- Le diamètre des électrodes a été augmenté afin de baisser la densité de courant et réduire par conséquent l'érosion thermomécanique due à l'ablation du graphite.
- Les électrodes en graphite sont isolées thermiquement et électriquement par une céramique jusqu'au plus proche de la zone de formation du plasma afin de permettre l'acheminement du gainage gazeux le plus loin possible, de refroidir efficacement les électrodes par ce gainage et de réduire le rayonnement incident sur les électrodes.

- Des électrodes offrant une protection chimique par imprégnation ont été utilisées, ce qui limite leur sensibilité à l'oxygène jusqu'à 800° C.
- Les arrivées de gaz plasma ont été adaptées afin de permettre le contrôle de l'écoulement d'air autour des électrodes et de limiter la quantité d'oxygène qui vient impacter la zone chaude des électrodes en graphite,

Pour minimiser les pertes thermiques, une grande partie du flux d'air d'entrée a été déviée vers les parois pour réaliser un gainage gazeux. Une céramique haute température a été placée à l'intérieur de la torche comme écran thermique entre la zone haute température du plasma et le corps métallique de la torche qui est refroidi par eau. Cette céramique permet de confiner l'écoulement du gaz chaud et de réduire le rayonnement incident du plasma sur les parois. Le contrôle de l'écoulement du gaz plasmagène a permis d'augmenter le débit sans perturber la décharge électrique ou causer l'extinction de l'arc. Pour augmenter la puissance de la torche, l'angle formé par les 3 électrodes par rapport à l'axe de la torche a été modifié afin de permettre une augmentation de la puissance du plasma, tout en gardant le courant d'arc plus ou moins constant. La modification de cet angle permet de jouer sur la tension d'arc et par conséquent, sur la puissance du plasma.

Avec une démarche expérimentale en plusieurs étapes, ces différentes solutions technologiques ont été intégrées dans un nouveau design de torche plasma de 100 kW ayant un débit d'air nominal de  $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . Dans un premier temps, des essais préliminaires ont été réalisés sur la configuration actuelle de torche triphasée. Lors de cette étape, les taux d'érosion des électrodes en graphite ont été évalués pour différentes conditions opératoires: la nature et le débit du gaz plasmagène et les concentrations de carbone et d'oxygène au voisinage des électrodes en injectant des particules de noir de carbone dans le plasma. A l'issue de ces essais, des bilans thermiques ont permis de déterminer la répartition des pertes thermiques sur la technologie actuelle de la torche et son rendement énergétique. Une analyse statistique du mouvement de l'arc par caméra rapide a été réalisée afin de déduire ses propriétés géométriques. A la fin de cette phase d'essais préliminaires, des axes d'amélioration ont été identifiés et une nouvelle conception a été proposée. La modélisation numérique de l'écoulement du gaz plasmagène dans cette nouvelle conception a permis de valider théoriquement la bonne tenue thermique des différents composants de la torche. Cette étape est détaillée dans le chapitre III. Après la phase de fabrication et de montage de la torche sur le banc expérimental, des essais de caractérisation ont été effectués. Limité par la

capacité restreinte d'évacuation d'énergie du banc d'essai, la torche n'a pas été testée à pleine puissance. Des tests de combustion ont été également réalisés pour de faibles débits de biomasse avec pour objectif de faire une description qualitative de la combustion assistée par plasma.

## **2. Description du banc expérimental**

Le banc expérimental représenté dans la Figure 26 a permis de réaliser les essais préliminaires sur la torche plasma initiale. Il est constitué de la torche plasma, d'un réacteur, de sous-systèmes annexes et de différents dispositifs d'analyses et de mesure. Les principaux sous-systèmes sont : la source électrique triphasée (A), l'injecteur de poudre (B), le système de refroidissement (C), le compresseur d'air (D), le dispositif de filtration et le panneau de contrôle (non représentés).

### **2.1. La torche plasma triphasée**

Les études, menées par PERSEE depuis une vingtaine d'années sur la conversion d'hydrocarbures par voie plasma et sur la gazéification, ont conduit au développement d'une technologie plasma triphasée originale qui repose sur un même principe : la génération d'arcs libres dans un courant gazeux entre trois électrodes en graphite alimentées par un courant sinusoïdal triphasé. Du point de vue du procédé, cette technologie est mature et extrêmement robuste pour un fonctionnement en atmosphère inerte ou réductrice. Elle permet, par ailleurs d'élargir les conditions opératoires rencontrées dans la filière plasma d'arc classique, notamment en termes de températures et de vitesses d'écoulement, ouvrant la voie pour l'exploration de nouveaux domaines paramétriques, ce qui est particulièrement intéressant dans la perspective de l'optimisation du procédé. La simplicité et la robustesse de cette technologie par rapport aux technologies concurrentes (arc DC ou induction) permettent d'envisager une diminution significative des coûts d'investissement, de maintenance et de fonctionnement dans un électrobrûleur pour l'assistance à la combustion.

Comme le montre la Figure 27, la torche plasma actuelle est équipée de 3 supports d'électrode coplanaires. Elle est conçue pour permettre un fonctionnement à pression atmosphérique, de façon continue avec le contrôle manuel du positionnement en charge des 3 électrodes. La distance inter-électrodes est réglable afin de permettre l'amorçage de la décharge et le contrôle précis de la distance entre pointes en cours de fonctionnement. Les électrodes de diamètre 18 mm sont en graphite. Elles sont connectées à la source de courant alternatif. La

conception de la torche plasma est évolutive et chaque élément est modifiable indépendamment les uns des autres. La Figure 28 montre les différents composants de la zone de décharge.

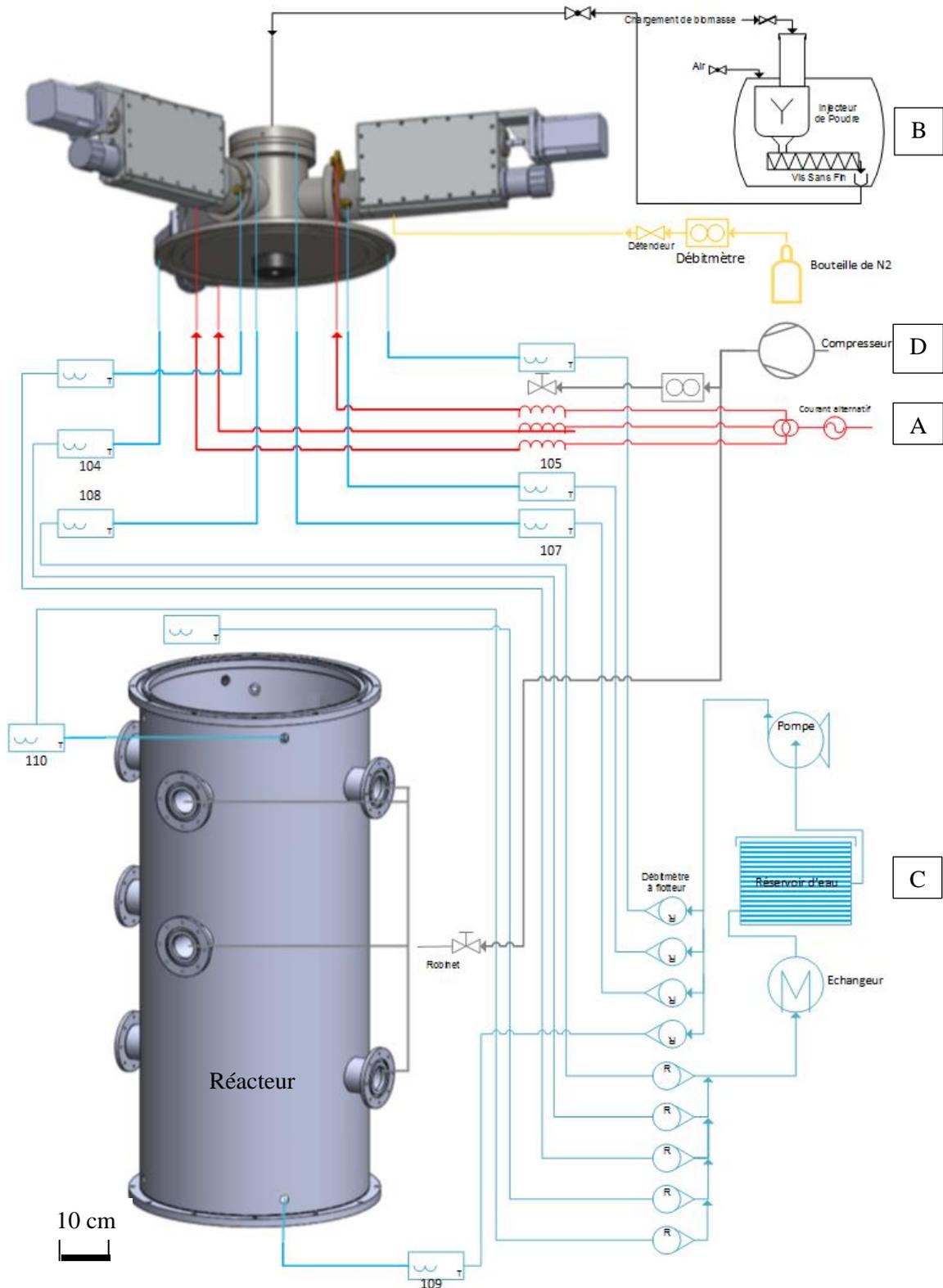


Figure 26: P&D du banc d'essai avec la torche plasma triphasée en configuration coplanaire

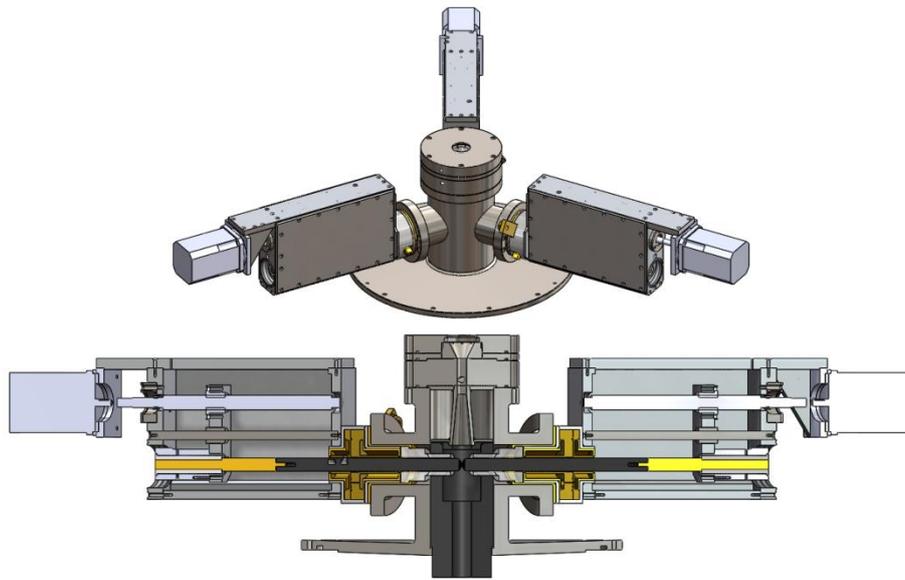


Figure 27 : Vue isométrique (haut) et vue en coupe (bas) de la torche plasma triphasée

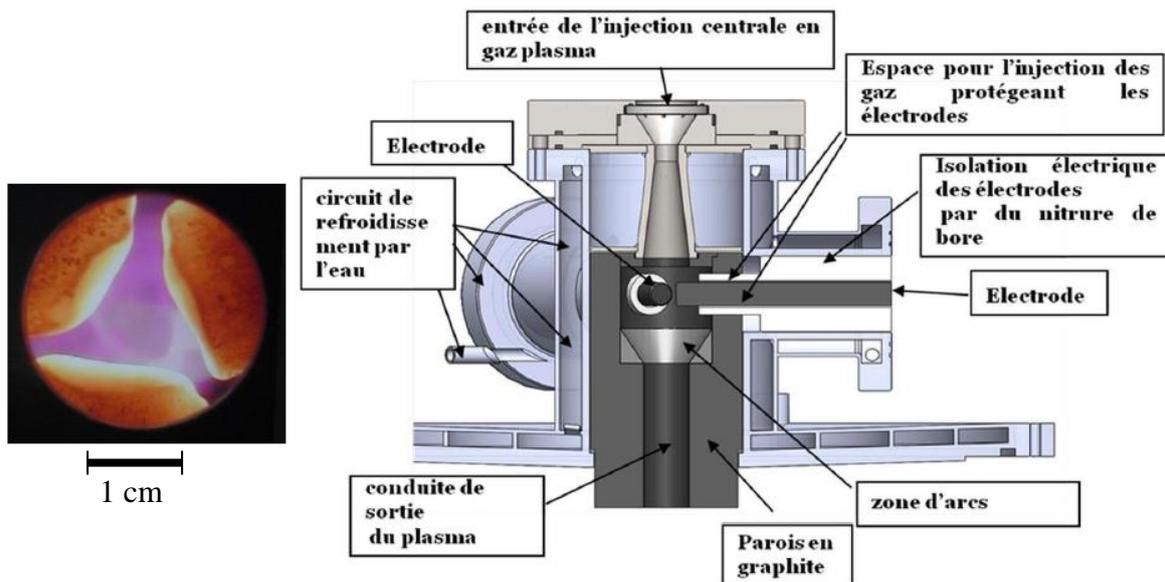


Figure 28 : Descriptif de la zone de décharge avec les électrodes coplanaires de diamètre 18 mm (à gauche une vue de dessus de l'arc)

## 2.2. Les sous-systèmes

Comme le montre la Figure 26, chacune des phases de la source électrique (A) est connectée sur un support d'électrode de la torche. Le réacteur et la torche plasma sont refroidis par eau grâce au système de refroidissement (B). L'injecteur de poudre (C) connecté à la torche permet l'injection de différents combustibles solides. Le compresseur d'air (D) assure le refroidissement des hublots du réacteur et l'évacuation d'énergie en cas de fonctionnement à

faible débit. Tous les gaz d'échappement sont évacués via un dispositif d'aspiration et de filtration. Dans la salle expérimentale des détecteurs de CO, H<sub>2</sub> et O<sub>2</sub> sont mis en place pour la sécurité du personnel et du procédé. Les solutions technologiques utilisées ont été développées pour assurer une parfaite étanchéité au gaz dans la chambre de décharge. Les pressions et les températures d'eau et de gaz en sortie du procédé sont mesurées en continu via 60 voies d'enregistrement.

Le système d'alimentation électrique se compose de deux éléments : un transformateur triphasé connecté au réseau électrique et un régulateur de courant (ASI ROBICON). Le transformateur électrique, de marque Hunterdon, fournit une puissance maximale de 320 kVA, fonctionnant avec une tension d'entrée de 380 V et une tension maximale de sortie de 480 V.

Tableau 5: Caractéristiques techniques de la source plasma AC triphasée (ASI ROBICON)

Tension d'entrée	380 V, 3 Phases, 50 Hz $\pm$ 10 %
Conditions de sortie	500 A en court-circuit, 400 A Max et 380 V Max en charge
Fréquence de sortie	84, 168, 338 ou 675 Hz
Puissance	263 kVA Max
Facteur de puissance	> 0,9 (puissance de sortie entre 10 et 100 %)
Rendement	> 90 % à pleine charge

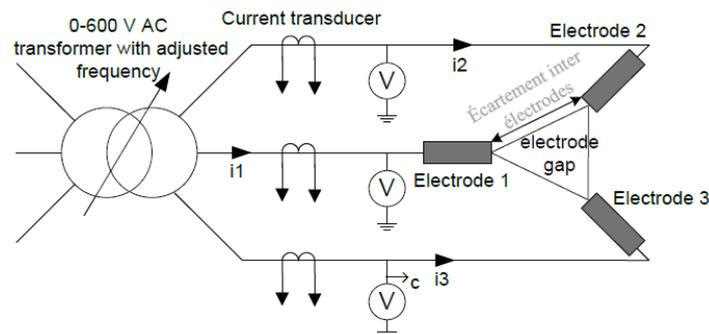


Figure 29 : Représentation simplifiée du circuit électrique du système plasma triphasé

L'injecteur de combustible solide est équipé d'un système à vis sans fin avec une vitesse de rotation variant de 100 tour.min<sup>-1</sup> à 2 000 tour.min<sup>-1</sup>. Le débit massique du combustible injecté dépend de sa masse volumique. Il est de 0,4 g.tour<sup>-1</sup> pour le noir de carbone type Y50A, de 4 g.tour<sup>-1</sup> pour des copeaux de bois et de 10 g.tour<sup>-1</sup> pour de la poudre de tournesol (les propriétés des deux derniers combustibles sont détaillées dans le tableau 2 du chapitre I). Les

particules solides sont entraînées par un flux d'air pouvant être réglé jusqu'à  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  et le mélange gaz-solide est injecté par le dessus de la torche en son centre.

Le système de refroidissement contient principalement un réservoir, une pompe à eau et un échangeur pour le refroidissement de l'eau. Il est connecté à 10 circuits indépendants branchés aux différents composants refroidis de la torche plasma et de l'enceinte de combustion. Le débit total d'eau est de l'ordre de  $10 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  et la pression maximale est égale à 6 bars. Chacun des circuits d'eau est équipé d'un débitmètre volumique et de deux thermocouples placés à l'entrée et à la sortie de la pièce refroidie. Avec le débit maximal, le refroidisseur peut baisser la température de  $8 \text{ }^\circ\text{C}$ , ce qui revient à une puissance d'évacuation maximale de 90 kW

Le dispositif de filtration est conçu par la société Filter Media pour la filtration de particules de noir de carbone et permet la filtration des particules solides imbrulées dans les gaz de combustion.

### **2.3. Les dispositifs d'analyse et de mesure**

#### **2.3.1. Le Chromatographe en phase gazeuse**

La chromatographie en phase gazeuse permet l'analyse en ligne de la composition des gaz de combustion en sortie du réacteur. Elle est basée sur la séparation non destructive des molécules d'un mélange gazeux lors de la migration de ce dernier dans une ou plusieurs colonnes de séparation. La séparation des molécules chimiques est contrôlée par la température du four dans lequel sont positionnées les colonnes et par la vitesse de migration dans les colonnes. La chromatographie en phase gazeuse utilise deux phases, une mobile, appelée gaz vecteur, qui doit être neutre dans les conditions d'utilisation (l'hélium, l'azote ou l'argon sont couramment employés) et une stationnaire, située dans les colonnes, qui permet la séparation sélective des différents éléments présents dans le gaz analysé. Nous utilisons un chromatographe Perichrom PR2100 équipé de colonnes Porapak Q et Tamis moléculaires en polymères poreux, spécialement adaptés pour la détection de composés organiques ( $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4 \dots$ ). Ce chromatographe contient deux détecteurs, FID (Flame Ionization Detector) et TCD (Thermal Conductivity Detector).

### 2.3.2. Le détecteur NDIR

Le détecteur NDIR (en anglais Non-Dispersive InfraRed detector) est largement utilisé dans l'industrie pour mesurer la concentration des oxydes de carbone ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ) ou des molécules organiques comme le méthane, aux ppm près. Le fonctionnement de cette baie d'analyse se base sur le principe d'absorption du rayonnement infrarouge à des fréquences caractéristiques de chaque espèce. Ainsi, en envoyant un faisceau d'infrarouge à travers un échantillon contenant du  $\text{CO}$  ou du  $\text{CO}_2$ , et en mesurant la différence entre l'intensité émise et l'intensité reçue à la bonne fréquence, le détecteur NDIR permet de quantifier la proportion de certaines molécules traversant le faisceau.

La baie d'analyse utilisée dans notre banc d'essai est un NDIR-TCD ROSEMOUNT NGA 2000 MLT 4, capable de détecter en temps réel les fractions molaires de  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2$  présents dans un échantillon, composé en majorité de  $\text{N}_2$ , dans les intervalles suivants : ( $\text{H}_2 \in [0, 40] \%$ ,  $\text{CO} \in [0, 24] \%$ ,  $\text{CO}_2 \in [0, 16] \%$ ,  $\text{CH}_4 \in [0, 8] \%$ ). Le détecteur NDIR mesure les quantités de  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  et  $\text{CH}_4$ . L'hydrogène est mesuré par un détecteur TCD. L'analyse par NDIR se base sur l'importance de l'absorption optique au centre de l'intervalle infrarouge qui peut être 100 fois plus importante qu'aux limites de l'intervalle [89]. Ainsi, même avec une courte longueur optique, en utilisant une source d'IR non sophistiquée et des capteurs non refroidis, des limites de détection satisfaisantes peuvent être atteintes (avec une précision classique de 2 ppm de  $\text{CO}_2$  [90]) et une résolution jusqu'à 0,1 ppm reste possible avec un matériel plus précis [91].

### 2.3.3. Les caméras

La première caméra utilisée est une caméra ultrarapide de type Olympus FS avec une vitesse d'acquisition pouvant aller jusqu'à 1 million d'images par seconde pour une résolution de 24 x 8 pixels. Comme la fréquence de courant pendant les essais réalisés est égale à 84 Hz, on se contente d'une vitesse d'acquisition maximale de 150 000 images par seconde permettant une résolution de 64 x 48 pixels par image. Une deuxième caméra CCD permet de visualiser au travers d'un hublot les positions des électrodes et la décharge plasma en temps réel.

#### 2.3.4. Autres moyens de mesures

Pour déterminer la puissance électrique consommée par la torche plasma, des mesures des propriétés électriques sur chaque phase (courant, tension, facteur de puissance, fréquence ...) sont réalisées à l'aide d'une boîte d'acquisition de marque VPASLite PM300. Des mesures de température par thermocouples sont également effectuées dans les circuits de refroidissement ainsi que les conduites d'évacuation des gaz. Les mesures de températures sont réalisées à la fois par sécurité pour surveiller le bon fonctionnement du procédé mais aussi pour calculer les pertes thermiques dans les différents composants et établir les bilans de puissances thermiques. Avant et après les essais, les masses des électrodes en graphite sont mesurées afin d'évaluer leurs taux d'érosion.

### 3. Analyse du fonctionnement de la torche plasma actuelle dans des conditions oxydantes

#### 3.1. Nature et géométrie des électrodes en graphite

Le carbone présente trois types d'organisation cristalline : le diamant, les variétés "noires" et les fullerènes. Le graphite appartient à la deuxième forme et représente la seule forme allotropique thermodynamiquement stable dans les conditions les plus usuelles. Il est constitué essentiellement par une association de couches de carbone, chacune étant constituée d'un réseau hexagonal bidimensionnel d'atomes de carbone. Les propriétés du graphite varient largement en fonction des procédés de fabrication. Le carbone est soumis à un traitement thermique qui est associé à un changement de phase progressif commençant à 1 000 K et passant d'une mésophase en une structure cristalline. La graphitisation s'opère de façon progressive pour des températures entre 1 900 et 3 300 K [92] où un nombre croissant de paires de couches s'alignent à une distance de 3,354 Å, caractéristique du réseau cristallin du graphite [93]. Le degré de graphitisation est la probabilité pour deux couches voisines de présenter la structure du graphite. Ce paramètre permet de caractériser un carbone partiellement graphitisé.

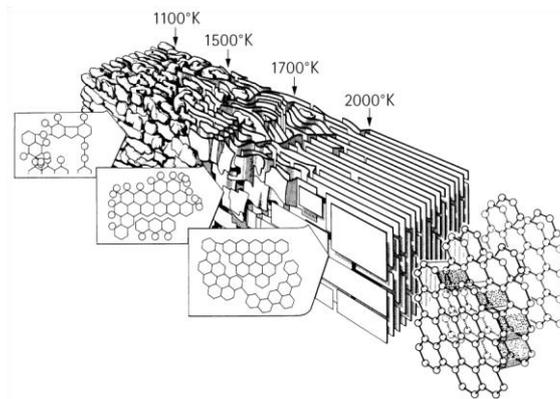


Figure 30: schématisation de la restructuration du carbone en fonction de la température de traitement et début de la graphitisation.

La capacité calorifique du graphite augmente avec la température. Pour un échantillon de graphite de type ATJ<sup>i</sup> (cf. Figure 31), elle passe de 500 J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> à 300 K jusqu'à 2 500 J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> à 3 000 K. Vu la structure multicouche du graphite, la conductivité thermique dans la direction parallèle aux liaisons hexagonales n'est pas la même que dans la direction perpendiculaire. Pour un même échantillon, la conductivité thermique décroît lorsque la

<sup>i</sup> Le graphite ATJ est un graphite très fin (la taille maximale des particules est de 150 µm) fabriqué par Union Carbide Corporation. Il est souvent utilisé comme une référence de comparaison dans les mesures des propriétés des graphites

température augmente : jusqu'à 1 500 K la conductivité dans la direction perpendiculaire est plus élevée que dans la direction parallèle mais au-dessus de cette température, l'ordre est inversé. Le graphite possède une conductivité thermique élevée, comparable à celle des métaux. Comme le montre la Figure 32, la résistivité électrique du graphite est relativement faible. Elle est de l'ordre de  $10^{-5}$   $\Omega.m$ . En faisant croître la température, la résistivité des graphites décroît initialement pour atteindre une valeur minimale qui varie selon la structure du graphite (entre 300 K et 1 000 K généralement) et puis croît de façon quasi linéaire. En effet, une approximation linéaire définie entre 1 000 et 2 500 K est proposée par Mal'tseva et al. [94] (cf. Figure 32) pour un graphite grade B caractérisé par une porosité de 24 % et une masse volumique de  $1,67 \text{ g.cm}^{-3}$  :

$$\rho_e = (9,2 \pm 1,4) + 0,002 (T - 1000) [\mu\Omega.m] \quad (\text{II.1})$$

Tableau 6 : Propriétés d'un carbone graphite de type ATJ [95]

Propriété	Unité	Valeur
Masse volumique	$\text{g.cm}^{-3}$	1,8-2,3
Point de sublimation	K à 1 atm	$3\,640 \pm 25$
Chaleur de sublimation	$\text{kJ.g}^{-1}$	59,9
Capacité calorifique $C_p$	$\text{J.g}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$1,47 + 3,66 \times 10^{-4} \times T - 7,54 \times 10^{-7} T^2$
Conductivité thermique $\lambda (\perp)^*$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$170,7 - 0,1680 \times T + 6,486 \times 10^{-5} \times T^2 - 8,854 \times 10^{-9} \times T^3$
Conductivité thermique $\lambda (//)^*$	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$128,3 - 0,1187 \times T + 4,814 \times 10^{-5} \times T^2 - 6,626 \times 10^{-9} \times T^3$
Pression de vapeur $\log_{10}P$	Pa; torr	$-40181/T + 14,80$ ; $-40181/T + 12,68$

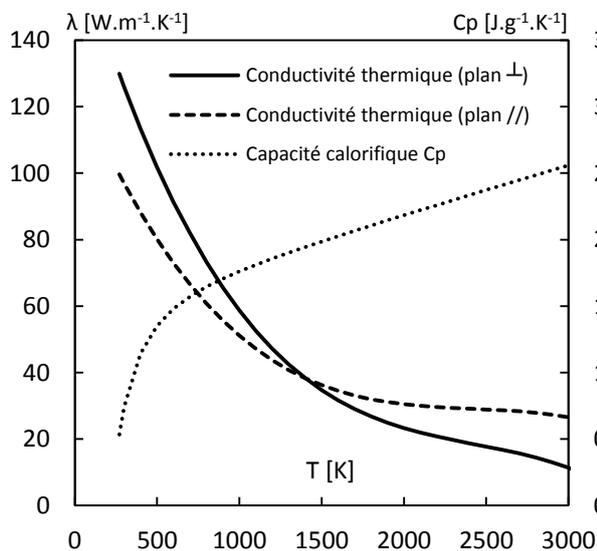


Figure 31: Capacité calorifique et conductivité thermique d'un graphite de type ATJ [95]. (\*) Les mesures de conductivités thermiques sont effectuées dans le plan perpendiculaire ( $\perp$ ) et dans le plan parallèle ( $//$ ) au plan de pression de moulage.

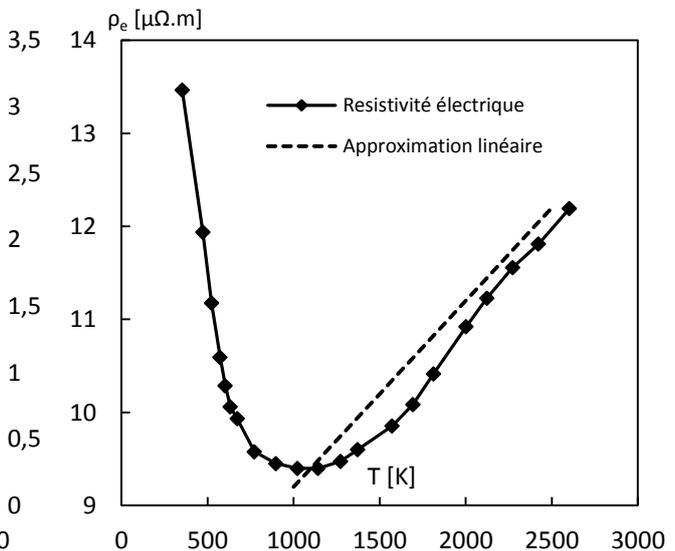


Figure 32: Résistivité électrique issue de mesures expérimentales d'un graphite grade TRA (POCO graphite) [96] et approximation linéaire entre 1 000 K et 2 500 K d'un graphite grade B (Graphitel)

Dans la torche plasma initiale, les électrodes en graphite ont une forme cylindrique avec un diamètre de 18 mm et une longueur de 450 mm. Leur masse volumique est égale à  $1,86 \text{ g.cm}^{-3}$ .

### **3.2. Processus d'érosion des électrodes**

L'érosion des électrodes est due principalement à deux mécanismes : l'ablation et les réactions chimiques. L'ablation réunit l'effet thermique résultant de la forte densité énergétique de l'arc qui se traduit par un changement de phase local sur la surface de l'électrode (la fusion dans le cas des métaux et la sublimation dans le cas du graphite) et l'effet mécanique lié à l'écoulement (pression élevée et effet Maecker) qui se traduit par l'éjection de matière. Les réactions chimiques sur la surface de l'électrode peuvent avoir lieu lorsque le gaz plasmagène est un gaz oxydant (particulièrement l'air et le dioxyde de carbone dans le cas des électrodes en graphite) [95].

#### **3.2.1. L'érosion par ablation**

L'arc électrique est caractérisé par une forte densité de courant électrique. La modélisation MHD de l'arc plasma développée par C. Rehm et al. [97] montre que pour un arc de 5 kW à pression atmosphérique, la densité de courant peut atteindre  $5.10^7 \text{ A.m}^{-2}$  au niveau de la zone cathodique. Ce même arc possède un diamètre de pied d'arc entre 1,25 et 2 mm et un diamètre de colonne d'arc entre 3 et 4 mm. Une densité énergétique élevée se trouve ainsi mise en jeu au niveau du pied d'arc. Sous l'effet de l'échauffement, le graphite est vaporisé au niveau des tâches cathodiques. Le pied de l'arc est également le lieu de détachement de matière par bombardements ionique et électronique [98].

Au cours de la décharge électrique, plusieurs espèces sont générées à proximité de la surface de la cathode. Des études de décharges sous vide, montrent que la masse perdue à la cathode est constituée d'ions, de molécules neutres et de macros particules [99]. L'analyse de la zone cathodique dans une décharge sous vide présente l'avantage d'éliminer toutes sources de contamination des électrodes et élimine l'érosion chimique par le gaz plasmagène environnant. Plusieurs modèles ont été développés pour estimer les taux d'érosion sous vide pour différents matériaux, y compris le carbone graphite. Kimblin [100] a proposé une formulation pour quantifier le taux d'érosion par effet joule. Ce taux d'érosion est exprimé en gramme par unité de charge électrique.

$$\text{Kimblin [100]} \quad E_p = 4,72. J^{-1}. M^{0,5}. T_c^{-0,5}. P_v(T) \quad [g. c^{-1}] \quad (\text{II.2})$$

Cette formulation découle directement du taux d'évaporation atomique de la surface de l'électrode dans le vide  $e(t)$ , de la loi des gaz parfaits et de l'expression de l'énergie cinétique  $E_c$ .

$$e(t) = \frac{1}{4} n v_T ; n = \frac{P_v}{r T_c} ; E_c = \frac{1}{2} n. M. v_t^2 = \frac{3}{2} n. k_B. T_c$$

Ici,  $J$  est la densité de courant (en  $A.cm^{-2}$ ),  $n$  est la densité des particules atomiques,  $v_T$  leur vitesse moyenne,  $r$  la constante des gaz parfaits,  $M$  la masse molaire,  $K_B$  la constante de Boltzmann et finalement,  $P_v$  et  $T_c$  sont la pression de vapeur et la température à l'interface du spot cathodique.

Daalder [101] a proposé une autre expression pour quantifier l'érosion au niveau de la cathode, avec  $\chi_0$  le coefficient direct dans l'approximation linéaire de la résistivité électrique décrite par l'équation (1),  $\lambda$  et  $C_p$  sont respectivement la conductivité thermique et la capacité calorifique à la température  $T_c$  et  $T_0$  la température loin du spot cathodique :

$$\text{Daalder [101]} \quad E_p = \frac{1}{3} \chi_0^{0,5}. \lambda^{0,5}. C_p^{-1}. \left( \ln \left( \frac{T_c}{T_0} \right) \right)^{-0,5} \quad [g. c^{-1}] \quad (\text{II.3})$$

L'analyse du comportement de l'arc électrique, dans la majorité des cas étudiés, montre que le spot cathodique est caractérisé par un mouvement rapide et de façon quasi-chaotique. En effet, l'existence du spot nécessite des conditions spéciales et extrêmes comme une température de surface très élevée, un champ électrique puissant et un nuage dense de plasma [102]. Ces conditions ne se réunissent pas à n'importe quel endroit de l'extrémité de l'électrode et pourtant, une fois réunies dans une zone optimale, le spot a tendance à s'en éloigner. E. Hantzsche [102] propose deux explications possibles. La première est que le spot dégrade lui-même ses conditions d'existence : le spot crée un cratère qui s'élargit et s'approfondit au cours du temps. Ceci rend sa surface d'action plus large et réduit la densité de courant, ce qui a pour conséquence de réduire également la température, le potentiel électrique et la densité du plasma. Au moment où les conditions d'existence ne sont plus satisfaites, le spot se déplace. La deuxième possibilité est que les conditions d'existence du spot ne se détériorent pas à son emplacement initial mais que de meilleures conditions se présentent aux voisinages et poussent le spot à bouger vers cette nouvelle position. La

formation d'une protrusion à côté du spot, parfois créée par le spot lui-même, peut être à l'origine de ce mouvement.

Litvinov et Daalder ont également proposé une formulation du rayon  $r$  du cratère formé par le spot cathodique et de son temps de formation  $\tau$  :

$$\text{Litvinov et Daalder [101]} \quad r = (2\pi)^{-1} \cdot \chi_0^{0,5} \cdot \lambda^{-0,5} \left( \ln \left( \frac{T_c}{T_0} \right) \right)^{-0,5} \cdot I \quad (\text{II.4})$$

$$\text{Litvinov et Daalder [101]} \quad \tau = (2\pi)^{-2} \cdot \chi_0 \cdot \rho \cdot C_p \cdot \lambda^{-2} \left( \ln \left( \frac{T_c}{T_0} \right) \right)^{-1} \cdot I^2 \quad (\text{II.5})$$

Des équations (4) et (5) on peut déduire le ratio  $r^2/\tau$  qui caractérise le déplacement macroscopique du spot cathodique.

$$\text{Litvinov et Daalder [101]} \quad r^2/\tau = \lambda \cdot C_p^{-1} \cdot \rho^{-1} \quad (\text{II.6})$$

### 3.2.2. L'érosion chimique

En ce qui concerne l'érosion chimique [103], la réaction entre l'oxygène de l'air et le graphite des électrodes a lieu sur la surface de l'électrode. L'adsorption joue un rôle primordial dans ce mécanisme d'érosion [98], car le graphite est caractérisé par une température de sublimation très élevée (~3 600 K). Pour des températures inférieures à 1 000 K, les vitesses de réaction impliquant l'oxygène sont relativement faibles. Le principal produit de la réaction de l'oxygène avec le carbone graphite est le CO, la formation de CO<sub>2</sub> est plus faible de deux ordres de grandeur. Néanmoins, la réactivité de l'oxygène atomique est plus élevée, même à faible température. L'érosion chimique du graphite dans un plasma d'oxygène est due à deux facteurs : la température et la présence d'ions.

Lorsque la surface du graphite est exposée à l'oxygène, le carbone commence à réagir avec l'oxygène par chimisorption à partir de 70 °C. L'oxygène capturé est irréversiblement lié à la surface et n'est libéré que dans les molécules de CO et de CO<sub>2</sub>, lorsque la température de la surface dépasse les 200 °C [104]. Les productions de CO et de CO<sub>2</sub> croissent de façon exponentielle avec la température [105]. Lorsque l'oxygène s'attaque aux atomes de carbone,

les réactions (7), (8) et (9) peuvent décrire tout le mécanisme réactionnel. Dans certaines circonstances, les réactions (10) et (11) peuvent avoir lieu (cf. Tableau 7) [106].

Tableau 7 : Les principales réactions intervenant dans l'érosion chimique du carbone

Réactions	$\Delta h_r$ à 298 K (kJ.mol <sup>-1</sup> )	
$C + 0,5 O_2 \rightarrow CO$	-110,58	(7)
$C + O \rightarrow CO$	-110,58	(8)
$C + 2 O \rightarrow CO_2$	-393,52	(9)
$0,5 C + 0,5 CO_2 \rightarrow CO$	86,18	(10)
$CO + 0,5 O_2 \rightarrow CO_2$	-282,94	(11)

De nos jours, la réaction entre le carbone et l'oxygène est sans doute la réaction la plus importante et la plus étudiée [106]. L'un des objectifs de l'étude de cette réaction est de normaliser la quantification des espèces produites et du taux de la réaction. Ceci requiert une mesure précise de la surface carbonée participant à cette réaction ce qui s'avère difficile, surtout lorsque la structure n'est pas totalement cristallisée. La superficie de la surface active (en anglais ASA pour Active Surface Area) est un paramètre qui caractérise l'érosion du graphite. La valeur de la « ASA » est généralement mesurée par la méthode BET (Brunauer-Emmett-Teller).

L'expression suivante est utilisée pour décrire la consommation de carbone (par gazéification) dans le graphite:

$$[106] \quad -\frac{d[C]}{dt} = k \cdot P_{O_2} \cdot ASA \cdot (1 - \theta) \quad (II.7)$$

Dans cette expression, [C], k,  $P_{O_2}$  et  $\theta$  représentent, respectivement, la concentration de carbone, une constante de vitesse pour les réactions de gazéification dépendant de la température, la pression partielle de l'oxygène dans l'air et la fraction de la ASA occupé par des complexes oxygénés comme le CO et le CO<sub>2</sub>.

Dans une géométrie complexe avec un débit d'air turbulent et la présence de plusieurs espèces gazeuses, relier la vitesse d'érosion à la surface active est une tâche très difficile. Pour comparer des taux d'érosion pour des électrodes de différentes dimensions, on rapporte le taux d'érosion à la surface exposée à l'oxygène. Même lorsque le gaz est considéré comme neutre, l'influence de la surface est non négligeable. Pour un fonctionnement à l'azote, F. Fabry et al. [79] a montré qu'en diminuant la section des électrodes en graphite, l'érosion augmente. Ceci est certainement dû à la densité de courant qui augmente dans les électrodes de faible section, ce qui accentue l'érosion par ablation. Par contre, pour des électrodes de

même section, c'est différent si l'une d'elles présente une surface plus importante exposée au gaz plasma. Dans le cas de la plus grande surface, l'érosion est plus importante, ce qui montrerait une érosion chimique plus importante en présence d'azote. Dans notre cas, s'ajoute à cela l'influence du débit d'air. En effet, jusqu'à ce que la surface exposée du graphite soit totalement saturée en oxygène, l'augmentation du débit d'oxygène au voisinage de la surface implique une augmentation du taux d'érosion. Néanmoins, il est difficile de rapporter le taux d'érosion directement au débit d'air pour deux raisons. En premier lieu, il est possible qu'à fort débit d'air, il existe une valeur asymptotique du taux d'érosion. En deuxième lieu, l'écoulement est généralement turbulent au voisinage de la surface des électrodes, ce qui nous empêche de quantifier la quantité d'oxygène en contact avec cette surface.

### **3.3. Comparaison et quantification de l'érosion en fonction des conditions expérimentales**

#### **3.3.1. Nature du gaz plasma**

Plusieurs essais ont été réalisés avec différents gaz plasmagènes. Tout d'abord, le taux d'érosion à l'azote est déterminé. Ceci permet d'évaluer la solution du gainage des électrodes à l'azote. Ensuite, des essais à l'air ont été réalisés afin d'évaluer le taux d'érosion initial qu'il faudrait baissé. Une stratégie pour minimiser l'érosion consiste à changer localement la nature oxydante du gaz plasmagène par réaction chimique. Un élément carboné est injecté pour réagir avec l'air et créer du monoxyde de carbone autour de la zone exposée des électrodes. Un essai au monoxyde de carbone permet de vérifier l'effet de ce gaz sur l'érosion. Par la suite, plusieurs tests à l'air avec des débits différents de noir de carbone sont réalisés pour changer la nature du gaz plasmagène autours des électrodes par réaction chimique.

##### **3.3.1.1. Erosion à l'azote**

Si l'on néglige la formation de cyanures (CN) qui peut avoir lieu à des taux très faibles et à des températures supérieures à 3 000 K, l'azote est considéré chimiquement neutre vis-à-vis du carbone. Par conséquent, la masse érodée durant le fonctionnement à l'azote est principalement une érosion par ablation. Un test de fonctionnement à l'azote est effectué pour quantifier l'érosion. Les conditions opératoires et les résultats de l'érosion sont résumés dans le Tableau 8.

Tableau 8 : Bilan de l'essai de quantification de l'érosion à l'azote

Paramètres	Unités	Valeurs
Débit d'azote	$\text{Nm}^3.\text{h}^{-1}$	5
Diamètre des électrodes	mm	18
Longueur exposée	mm	15
Courant	A	200
Puissance	kW	15
Masse érodée par électrode	$\text{g}.\text{h}^{-1}$	5,10
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	$\mu\text{g}.\text{c}^{-1}$	7,08
Taux d'érosion rapporté à la puissance	$\text{g}.\text{kWh}^{-1}$	0,283
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	$\text{g}.\text{kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$	0,026
Pertes thermiques au travers des parois de la torche	%	58

Le taux d'érosion du graphite dans une atmosphère d'azote est de l'ordre de  $7,1 \mu\text{g}.\text{c}^{-1}$ . En utilisant les formulations (2) et (3), on peut comparer cette valeur aux estimations analytiques. On suppose que la température de la surface du spot est égale à la température de sublimation  $T_c = 3\,640 \text{ K}$  et que la pression de vapeur de graphite à cette pression  $P_v$  est égale à  $5\,839 \text{ Pa}$  (déduite du Tableau 6). La Figure 33 montre une vue de face de l'extrémité de l'électrode sur laquelle on voit plusieurs spots. Pour un diamètre moyen des spots égal à  $1,07 \text{ mm}$  et un courant de  $200 \text{ A}$ , la densité de courant est égale à  $2,22 \cdot 10^8 \text{ A}.\text{m}^{-2}$ . Pour la formulation de Kimblin (3), ces valeurs donnent un taux d'érosion de  $7,12 \mu\text{g}.\text{c}^{-1}$  (cf. Tableau 9).

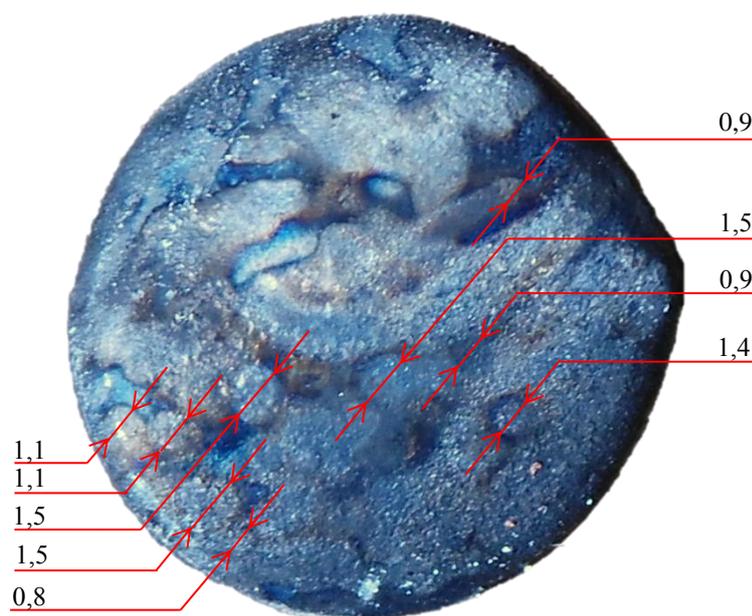


Figure 33 : Diamètre des spots sur une photo d'une électrode en graphite prise après un fonctionnement à l'azote. Le diamètre de l'électrode est égal à  $18 \text{ mm}$  et le diamètre moyen des spots repérés est de  $1,07 \text{ mm}$ .

Pour des valeurs de la conductivité thermique et de la capacité calorifique, respectivement, de l'ordre de  $20 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $2,6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à des températures supérieures à  $3\,000 \text{ K}$ , le diamètre des spots, leur temps de formation ainsi que leur déplacement caractéristique sont calculés avec les équations (4), (5) et (6) et détaillés dans le Tableau 9. Tandis que la formulation de Kimblin du taux d'érosion donne une valeur très proche de la mesure expérimentale, celle de Daalder donne une valeur 3 fois plus élevée. Le diamètre mesuré des spots est le double de la valeur calculée. Ceci peut être lié au fait que nous avons supposé que le diamètre du spot est égal au diamètre du cratère. Or, le cratère s'élargit au cours de la durée de vie du spot jusqu'à son extinction. Le diamètre final du cratère est en réalité le diamètre maximal que peut atteindre le spot.

Tableau 9 : Valeurs analytiques du taux d'érosion, rayon, temps de formation et déplacement macroscopique du spot cathodique.

Paramètres	Références	Unités	Valeurs
$E_p$	Kimblin [100]	$\mu\text{g}.\text{c}^{-1}$	7,12
$E_p$	Daalder [99]	$\mu\text{g}.\text{c}^{-1}$	22,6
$r$	Litvinov et Daalder [101]	mm	0,28
$\tau$	Litvinov et Daalder [101]	$\mu\text{s}$	20,4
$r^2/\tau$	Litvinov et Daalder [101]	$\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$	38,5

La Figure 34 montre une vue de dessus de la zone de décharge après un fonctionnement pendant 30 minutes à l'azote. L'érosion est quasi homogène sur la surface transversale de chacune des trois électrodes. Sur les pièces de protection en nitrure de bore, initialement blanche, on voit un dépôt de carbone dû à la condensation du carbone sublimé. Nous pouvons observer aussi que la surface latérale des 3 électrodes n'a pas été érodée chimiquement par l'azote, ce qui atteste que l'érosion des électrodes est majoritairement due à un phénomène d'ablation.



Figure 34 : Vue de dessus de la zone de décharge électrique de la torche triphasée, après un fonctionnement de 30 minutes à l'azote.

#### 3.3.1.2. Erosion à l'air

En présence d'air, l'érosion par réaction chimique entre l'oxygène et le carbone graphite s'ajoute à l'érosion thermomécanique. Sur la Figure 35, on peut voir l'érosion par ablation identifiée par les cratères sur les extrémités des électrodes et l'érosion chimique identifiée par l'enlèvement de matière sur les surfaces latérales des électrodes. On note que le phénomène d'ablation est plus intense en présence d'oxygène. Dans cet essai, l'air est injecté du haut vers le bas. Pour des raisons de sécurité, l'injection d'un faible débit d'azote autour des électrodes est toujours fonctionnelle pendant les tests à l'air. Pour cette raison, on voit dans la Figure 35, sur les surfaces latérales des trois électrodes, juste après la sortie des isolants électriques, quelques millimètres non érodés par l'air grâce au gainage d'azote. Comme le montre le Tableau 10, la présence de l'air fait passer le taux d'érosion à  $25,6 \mu\text{g}\cdot\text{c}^{-1}$ . Si on suppose que le taux d'érosion par ablation à l'air est le même qu'à l'azote, on déduit qu'à peu près  $18,5 \mu\text{g}\cdot\text{c}^{-1}$  sont dus à l'érosion chimique pour ce débit d'air.

Tableau 10 : Bilan de l'essai de quantification de l'érosion à l'air

Paramètre	Unité	Valeurs
Débit d'azote (gainage des électrodes)	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	3
Débit d'air	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	2
Diamètre des électrodes	mm	18
Longueur exposée	mm	15
Courant	A	200
Puissance	kW	17,5
Masse érodée par électrode	g.h <sup>-1</sup>	18,5
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	μg.c <sup>-1</sup>	25,6
Taux d'érosion rapporté à la puissance	g.kWh <sup>-1</sup>	1,06
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	g.kWh <sup>-1</sup> .cm <sup>-2</sup>	0,095
Pertes thermiques au travers des parois de la torche	%	53



Figure 35: Vue de dessus de la zone de décharge électrique de la torche triphasée, après un fonctionnement d'une heure à l'air.

### 3.3.1.3. Erosion au monoxyde de carbone

Dans la Figure 36, les fractions molaires, à l'équilibre thermodynamique, des différentes espèces issues d'un mélange initial (C, O<sub>2</sub> et N<sub>2</sub>) sur l'intervalle de température [273 K, 5 000 K] sont représentées pour 4 valeurs différentes du ratio C/O. Lorsque l'oxygène est en excès, il réagit avec toute la quantité disponible d'atomes de carbone pour former du CO<sub>2</sub> jusqu'à 2 000 K qui se dissocie ensuite en molécules de CO et en oxygène atomique. Si la quantité d'oxygène dans le mélange vérifie le ratio C/O = 1, alors l'oxygène disponible réagit avec les atomes de carbone pour former du CO<sub>2</sub> jusqu'à 700 K puis à partir de cette

température, le CO persiste comme l'espèce la plus stable. En cas d'excès d'atomes de carbone et pour l'intervalle de température entre 1 200 K et 3 000 K, le CO coexiste avec les atomes restants de carbone.

Afin de réduire le taux d'érosion, il apparaît clairement que les conditions les plus favorables dans la zone de décharge pour minimiser l'érosion des électrodes en graphite sont celles où le ratio C/O est supérieur à 1. Afin de créer ces conditions favorables dans la zone de décharge, nous avons injecté un mélange composé d'air et d'un vecteur carboné avec un ratio C/O supérieur à 1 en amont de la zone de décharge. Ceci permet de faire réagir chimiquement les atomes d'oxygène dans l'air à basse température (à partir de 1 000 K) pour produire du monoxyde de carbone. Cette molécule étant stable à haute température (jusqu'à 3 000 K), ceci devrait permettre de réduire le taux d'érosion des électrodes. L'élément carboné peut être gazeux comme du méthane ou solide comme de la biomasse ou du noir de carbone. Comme la torche plasma servira pour générer une flamme à partir d'un combustible solide, notre choix s'oriente vers le noir de carbone. Cet élément à haute pureté en carbone permet de bien évaluer l'intérêt de cette solution. Si les résultats sont concluants, le noir de carbone sera remplacé par de la biomasse. De plus, dans un contexte industriel, où la réduction des dépenses opérationnelles est d'une importance de premier ordre, l'injection de méthane ne s'impose pas alors comme un premier choix. Néanmoins, l'efficacité du gainage au méthane est évaluée dans le chapitre III par le biais de la modélisation.

Un premier essai a été réalisé avec l'injection de monoxyde de carbone seul (Figure 37). Cet essai nous a permis d'évaluer le taux d'érosion minimal pouvant être atteint dans le cas où tout l'oxygène aurait réagi avec le carbone injecté. Un débit de  $0,85 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  de monoxyde de carbone fut injecté tout en gardant le gainage d'azote, comme pour les essais précédents. On obtient un taux d'érosion de  $3,78 \mu\text{g} \cdot \text{c}^{-1}$ . Cette valeur est proche de la moitié de celle obtenue pour un fonctionnement à l'azote. En effet, on peut déduire de la Figure 38, qu'à énergie égale par mole de gaz, si le gaz plasmagène est du monoxyde de carbone, la température de l'arc est plus basse que lorsque le gaz plasmagène est de l'azote (la température de l'arc étant supposée supérieure à 10 000 K). Cette différence de température peut expliquer la différence dans les taux d'érosion qui sont essentiellement dus au phénomène d'ablation.

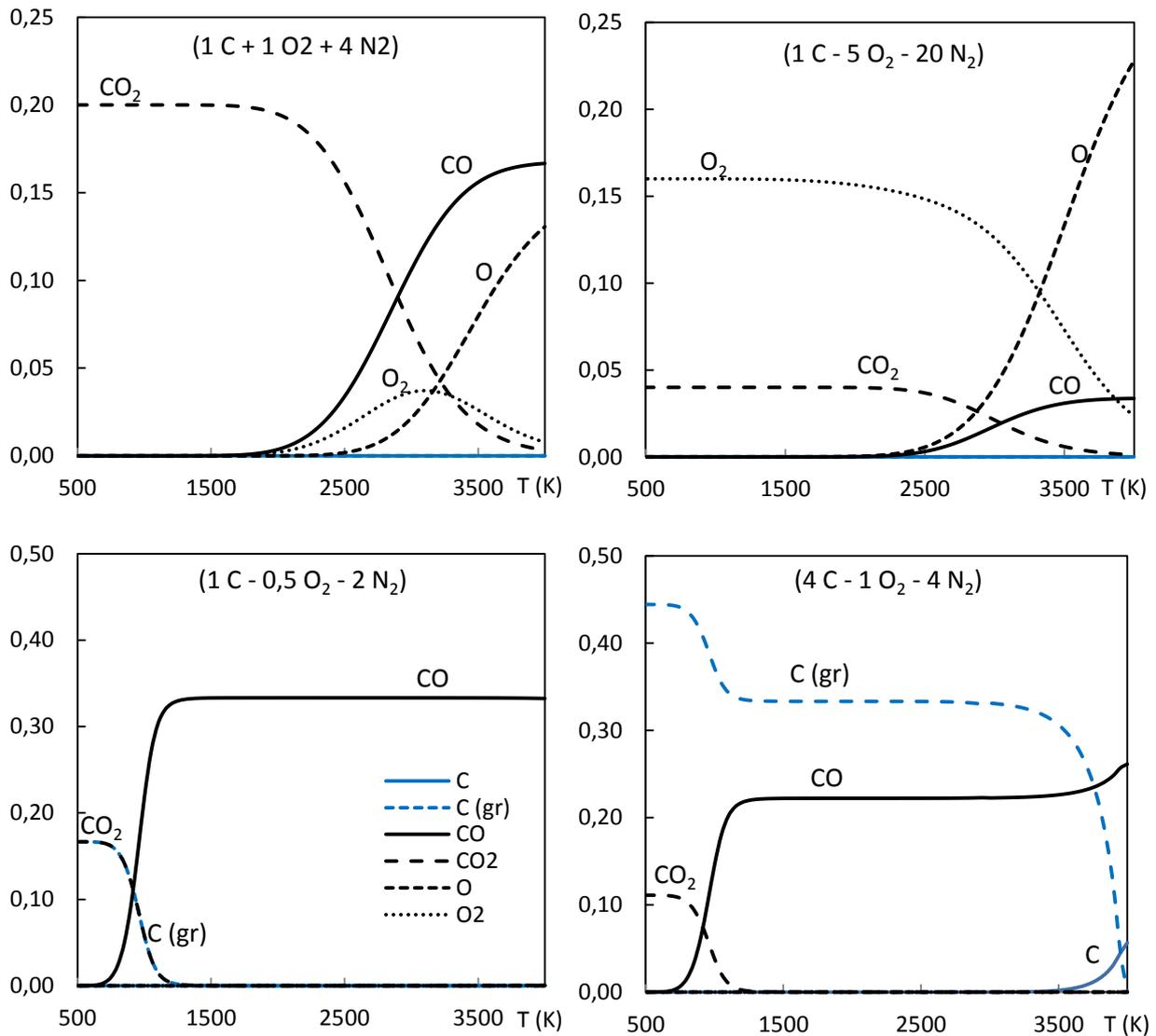


Figure 36 : Fractions molaires des différentes espèces à l'équilibre thermodynamique du mélange (C / O<sub>2</sub> / N<sub>2</sub>) pour 4 ratios C/O différents

Tableau 11 : Bilan de l'essai de quantification de l'érosion au monoxyde de carbone

Paramètres	Unités	Valeurs
Débit d'azote (gainage des électrodes)	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	3
Débit de monoxyde de carbone	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	0,85
Diamètre des électrodes	mm	18
Longueur exposée	mm	15
Courant	A	200
Puissance	kW	16
Masse érodée par électrode	g.h <sup>-1</sup>	2,72
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	µg.c <sup>-1</sup>	3,78
Taux d'érosion rapporté à la puissance	g.kWh <sup>-1</sup>	0,17
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	g.kWh <sup>-1</sup> .cm <sup>-2</sup>	0,015
Pertes thermiques au travers des parois de la torche	%	57



Figure 37 : Vue de dessus de la zone de décharge électrique de la torche triphasée, après un fonctionnement pendant 30 minutes au monoxyde de carbone.

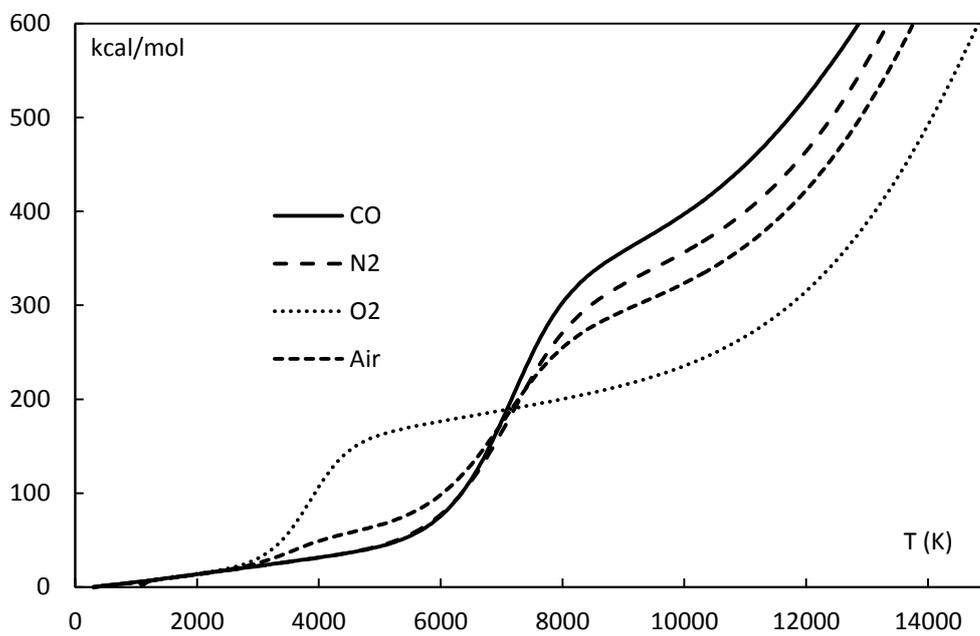


Figure 38 : Courbes enthalpie-température pour le monoxyde de carbone, l'azote, l'oxygène et l'air

### 3.3.1.4. Erosion à l'air avec injection de noir de carbone

Le Tableau 12 montre les essais effectués pour évaluer les taux d'érosion avec injection d'air et de noir de carbone pour différents ratios  $n_C / n_{O_2}$ . Contrairement à ce qu'on peut attendre, le taux d'érosion des électrodes croît avec la quantité de noir de carbone injectée. En faisant passer le ratio  $n_C / n_{O_2}$  de 2,1 à 3,75 le taux d'érosion passe de 23,7 à 51,8 en  $\mu\text{g}\cdot\text{c}^{-1}$  et de 0,081 à 0,169 en  $\text{g}\cdot\text{kWh}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Ceci peut-être dû au fait que faire croître le débit de noir de carbone pour une même puissance électrique rende plus opaque le milieu et que par conséquent le rayonnement s'intensifierait au niveau des arcs, ce qui augmenterait la température au cœur de la torche et favoriserait l'érosion des électrodes en présence d'oxygène. De plus, l'injection de particules solides directement au centre de la torche peut provoquer un nouveau type d'érosion mécanique avec l'impact direct de ces dernières sur les électrodes (Figure 39). Dans le cas d'une augmentation du débit de carbone solide injecté, cette érosion serait alors accentuée, ce qui pourrait expliquer dans ce cas l'augmentation des taux d'érosion en fonction du débit de carbone solide.

Tableau 12 : Bilan des essais de quantification de l'érosion avec injection de noir de carbone

Paramètre	Unité	Valeurs			
Ratio $n_C / n_{O_2}$	--	2,1	2,5	3	3,75
Débit de noir de carbone	$\text{kg}\cdot\text{h}^{-1}$	0,433	0,5	0,6	0,75
Débit d'azote (gainage des électrodes)	$\text{Nm}^3\cdot\text{h}^{-1}$	3	3	3	3
Débit d'air	$\text{Nm}^3\cdot\text{h}^{-1}$	2	2	2	2
Diamètre des électrodes	mm	18	18	18	18
Longueur exposée	mm	15	15	15	15
Courant	A	200	200	200	200
Puissance	kW	19	18	18	20
Masse érodée par électrode	$\text{g}\cdot\text{h}^{-1}$	17,1	29,2	30,0	37,3
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	$\mu\text{g}\cdot\text{c}^{-1}$	23,7	40,6	41,7	51,8
Taux d'érosion rapporté à la puissance	$\text{g}\cdot\text{kWh}^{-1}$	0,9	1,62	1,7	1,87
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	$\text{g}\cdot\text{kWh}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$	0,081	0,147	0,151	0,169
Pertes thermiques au travers des parois de la torche	%	45	46	50	52

Les résultats de l'analyse des gaz à la sortie du filtre par chromatographie en phase gazeuse, détaillés dans le Tableau 13, montrent que l'injection de la poudre de noir de carbone à faible ratio ( $n_C/n_{O_2} = 2,1$ ) permet de créer du monoxyde de carbone à hauteur de 18,8 % dans le gaz échantillonné. En augmentant le ratio  $n_C/n_{O_2}$ , le pourcentage de CO baisse à moins de 1 %. Un faible débit de noir de carbone peut aider à réduire le taux d'érosion sans atteindre un taux aussi bas que celui avec du CO comme gaz plasmagène d'entrée.



Figure 39 : Vue de dessus de la zone de décharge électrique de la torche triphasée, après un fonctionnement pendant une heure à l'air avec un débit de noir de carbone de 0,433 kg.h<sup>-1</sup>.

Tableau 13 : Composition du gaz à la sortie du réacteur mesurée par chromatographie en phase gazeuse

	Débits des gaz (Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> )			Composition du gaz (mol %)			
	Air	Azote	CO	CO	CO <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>
Test au monoxyde de carbone	0	3	0,85	14,1	0,5	--	84
Test à l'air	2	3	0	0,21	3,54	3,4	92,9
Test à l'air (ratio $n_C/n_{O_2} = 2,10$ )	2	3	0	18,8	0,04	1,82	79,3
Test à l'air (ratio $n_C/n_{O_2} = 3,75$ )	2	3	0	0,78	0	16,1	83,2

### 3.3.1.5. Conclusion

Dans le Tableau 14 sont résumés les taux d'érosion obtenus avec les différents gaz plasmagènes testés. Le taux le plus bas, d'une valeur de 0,015 g.kWh<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>, est obtenu avec l'injection de monoxyde de carbone. Bien que le taux d'érosion à l'azote soit presque le double de celui au monoxyde de carbone, ce taux est relativement faible et l'azote peut toujours être considéré comme un gaz de gainage pour les électrodes.

En injectant de l'air, le taux d'érosion augmente jusqu'à 0,095 g.kWh<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>. L'injection de noir de carbone ne permet pas de réduire le taux d'érosion des électrodes comme souhaité. Le temps de séjours des particules injectées et les échanges thermiques entre ces particules et le gaz plasmagène sont des paramètres difficiles à maîtriser. Les résultats obtenus montrent que

les conditions d'écoulement en amont de la zone de décharge ne sont pas favorables à l'oxydation partielle du noir de carbone pour la création d'une atmosphère riche en monoxyde de carbone autour des électrodes. La solution d'injection de particules carbonées n'est pas totalement éliminée car pour le ratio  $n_C/n_{O_2}$  de 2,1, le taux d'érosion a été réduit de 10 %.

Tableau 14 : Taux d'érosion avec les différents gaz plasmagènes testés. Tous les essais réalisés contiennent une injection d'azote pour le gainage des électrodes avec un débit total de  $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .

Gaz plasmagènes	Unités				Valeurs			
	--	N2	CO	Air	Air avec injection de noir de carbone ; $n_C/n_{O_2} =$			
					2,1	2,5	3	3,75
Masse érodée par électrode	$\text{g} \cdot \text{h}^{-1}$	5,1	2,72	18,5	17,1	29,2	30,0	37,3
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	$\mu\text{g} \cdot \text{c}^{-1}$	7,1	3,78	25,6	23,7	40,6	41,7	51,8
Taux d'érosion rapporté à la puissance	$\text{g} \cdot \text{kWh}^{-1}$	0,283	0,17	1,06	0,9	1,62	1,7	1,87
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	$\text{g} \cdot \text{kWh}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$	0,026	0,015	0,095	0,081	0,147	0,151	0,169

### 3.3.2. Débit du gaz plasma

Trois essais à l'air ont été réalisés pour étudier l'influence de la vitesse du gaz sur le taux d'érosion. Le premier essai a été effectué en doublant le débit d'air et le deuxième essai en conservant le débit initial mais en élargissant le diamètre de la zone plasma. Les différentes conditions et les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau 15. On note qu'en doublant le débit d'air, le taux d'érosion n'est pas multiplié par deux. Ceci étant naturel puisque ce n'est pas toute la quantité d'air qui vient impacter les électrodes en graphite. Le même débit sur une section de passage plus large permet de réduire notablement le taux d'érosion. On peut dire qu'une vitesse d'air plus faible permet de réduire le taux d'érosion.

Pour un débit d'air plus important de l'ordre de plusieurs dizaines de  $\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ , comme celui dont on a besoin pour la combustion dans le premier étage d'un électrobrûleur, il est indispensable que toute cette quantité d'air puisse passer par la zone de décharge. Ainsi, l'air sera en prépondérance au voisinage des surfaces exposées du graphite. Il faut alors trouver une solution pour contrôler l'aérodynamique autour des électrodes de façon à baisser la vitesse de l'air au voisinage des surfaces exposées du graphite sans réduire le débit traversant l'arc.

Tableau 15 : Paramètres des essais de quantification de l'érosion en fonction du débit d'air et de la géométrie interne de la zone de décharge

Paramètres	Unités	Valeurs		
Débit d'azote (gainage des électrodes)	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	3	3	3
Débit d'air	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	2	4	2
Diamètre de la zone plasma	cm	6,2	10	10
Vitesse moyenne du gaz dans la zone de décharge	m.s <sup>-1</sup>	0,51	0,27	0,20
Diamètre des électrodes	mm	18	18	18
Longueur exposée	mm	15	15	15
Courant	A	200	210	200
Puissance	kW	17,5	15	16,5
Masse érodée par électrode	g.h <sup>-1</sup>	18,5	10,8	6,8
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	μg.c <sup>-1</sup>	25,6	14,3	9,4
Taux d'érosion rapporté à la puissance	g.kWh <sup>-1</sup>	1,05	0,72	0,41
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	g.kWh <sup>-1</sup> .cm <sup>-2</sup>	0,095	0,065	0,037
Pertes thermiques au travers des parois de la torche	%	53	64	67

### 3.4. Bilans énergétique en fonction des conditions expérimentales

Avec la configuration de départ, les pertes thermiques sont supérieures à 45 % de la puissance totale et ceci pour des puissances allant de 15 à 20 kW. Il est indispensable de réduire ces pertes thermiques pour rendre disponible le maximum de puissance dans la chambre de combustion. La Figure 40 montre le bilan de puissance pour un essai de fonctionnement à l'air. Les oscillations avec des périodes inférieures à une minute sont principalement dues à de faibles fluctuations de la puissance électrique sous l'effet des forces hydrodynamiques. Ces deux facteurs sont liés, car les perturbations hydrodynamiques affectent directement la zone inter-électrodes, ce qui peut changer par exemple la température locale et par conséquent la conductivité du gaz. La puissance de l'arc change en conséquence. Les fluctuations avec des périodes de plusieurs minutes sont liées à la variation de la distance inter-électrodes. En effet, à cause de l'érosion des électrodes la distance inter-électrodes augmente au cours du temps et la colonne d'arc est étirée d'avantage. Plusieurs formulations empiriques ont été présentées pour lier la longueur de la colonne d'arc à la tension d'arc. L'équation de Ayrton et la formule de Warrington, supposent que la tension d'un arc, dans des conditions stationnaires, croit en fonction de la longueur de sa colonne [107].

Equation d'Ayrton

$$U_a = A + E_a \cdot L + \frac{C + D \cdot L}{I} \quad (13)$$

Formule de Warrington 
$$U_a = E_a \cdot L = \frac{K}{I^n} L \quad (14)$$

$U_a$ ,  $E_a$ ,  $A$ ,  $L$  et  $I$  sont respectivement la tension de l'arc, le gradient de tension dans l'arc, la chute de la tension cathodique, la longueur de la colonne d'arc et le courant parcourant l'arc.  $C$ ,  $D$ ,  $K$  et  $n$  sont des constantes empiriques.

Ainsi, lorsque la distance inter-électrodes augmente, la puissance de l'arc augmente aussi. A une certaine longueur, les forces hydrodynamiques peuvent venir éteindre l'arc. Nous intervenons alors pour faire avancer les électrodes et les rapprocher. L'intervention est effectuée en surveillant la tension de la torche, à partir d'une limite propre aux conditions de fonctionnement (principalement, le débit d'air, le courant et la durée de fonctionnement). La chute de la tension liée au rapprochement des électrodes se traduit par une chute de la puissance thermique mesurée. Le calcul en temps réel de la puissance thermique perdue au travers des parois de la torche, peut être un moyen d'ajustement de la position des électrodes. L'analyse des pentes de croissance de la puissance peut également donner une estimation du taux d'érosion des électrodes en cours de fonctionnement.

Comme on peut le voir dans le Tableau 15, les variations du débit d'air et de la section de passage montrent que lorsque la vitesse moyenne du gaz plasmagène baisse les pertes thermiques croissent et peuvent atteindre 67 % de la puissance totale. Comparée aux essais à l'azote, au monoxyde de carbone et à l'air, l'injection de poudre de noir de carbone permet de baisser les pertes thermiques dans la torche (cf. Tableau 12). La température dans la zone de décharge diminue en présence de ces particules, car elles jouent le rôle d'un vecteur d'énergie qui l'absorbe dans la zone de décharge pour l'émettre par rayonnement plus loin. Néanmoins, l'augmentation du débit de noir de carbone a tendance à réduire cet effet.

Dans la configuration actuelle de la torche plasma, le débit d'air total ne peut pas dépasser  $10 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . En effet, nous avons noté qu'avec un débit plus élevé, la décharge devient difficile à stabiliser et l'arc s'éteint régulièrement car l'écoulement induit des forces hydrodynamiques importantes et un refroidissement rapide de la zone inter-électrodes. Les conditions d'existence de l'arc ne sont plus satisfaites.

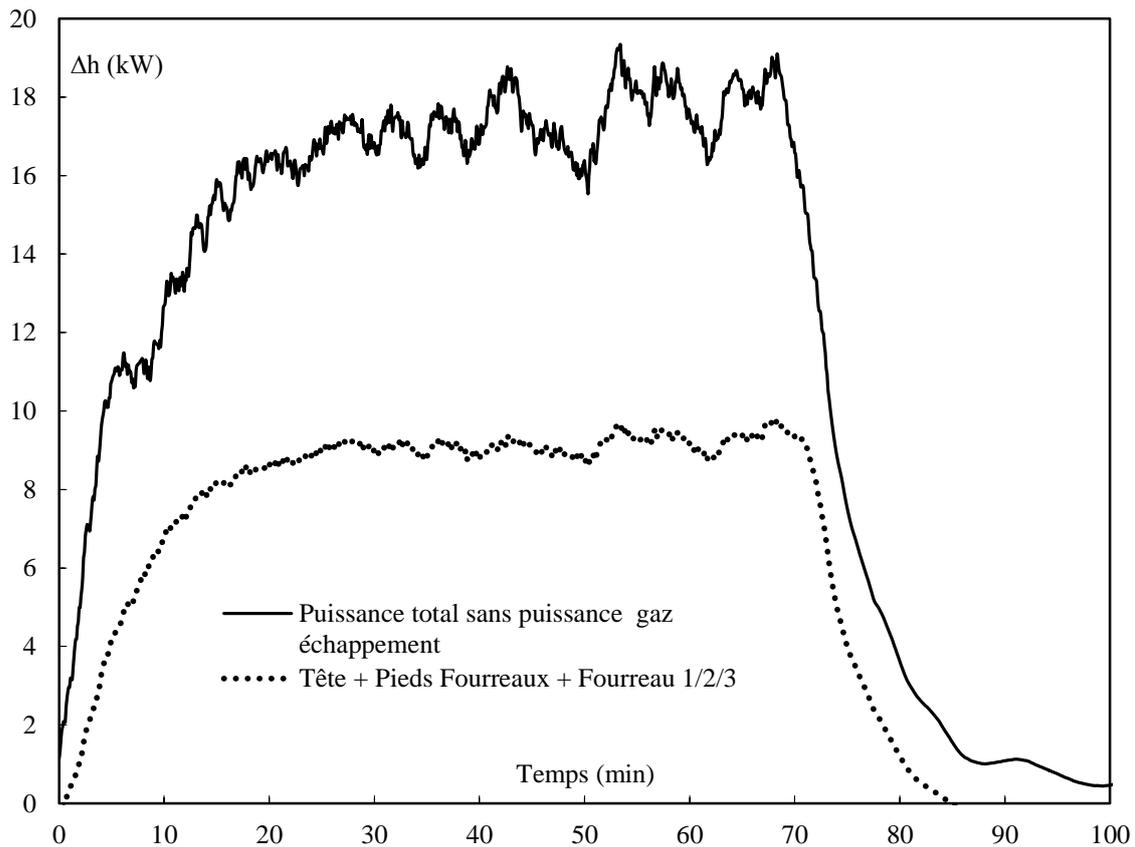


Figure 40 : Evolutions de la puissance thermique totale et de la puissance perdue au travers des parois de la torche. Plasma d'azote ( $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et d'air ( $2 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ). Essai d'une durée de 70 minutes.

### 3.5. Caractérisation du comportement de l'arc

Pour mieux comprendre le comportement de l'arc dans la configuration coplanaire, nous nous sommes intéressés à l'analyse du mouvement de l'arc en exploitant les vidéos prises par caméra rapide. L'étude du mouvement des arcs électriques dans les torches plasma se limite souvent à des analyses cognitives qualitatives, ne permettant pas une caractérisation objective à l'échelle locale des arcs électriques ainsi que des phénomènes qui les influencent.

Afin de permettre une étude quantitative des principales caractéristiques de l'arc électrique (vitesse et direction du déplacement d'arc, point d'accroche sur la cathode, rayon de courbure et longueur de l'arc ...), un algorithme de traitement et d'analyse d'images a été développé sur la base du logiciel Matlab. Cet algorithme appliqué à une vidéo acquise par caméra haute vitesse permet de mieux appréhender le comportement de l'arc mais aussi d'effectuer une analyse statistique sur la vitesse et la direction du déplacement de l'arc ainsi que sur sa géométrie.

### 3.5.1. Algorithme de détection et d'analyse des arcs

L'algorithme se divise en trois parties principales. La première partie permet de détecter la position des électrodes et de compléter les parties invisibles. La deuxième partie traite la vidéo image par image et permet de différencier l'arc des électrodes ou d'une simple zone chaude. Les éléments qui définissent la position, comme les pieds de l'arc et la ligne moyenne sont également extraits dans cette partie. La dernière partie de l'algorithme permet de traiter les informations obtenus précédemment afin d'effectuer des analyses statistiques sur la vitesse, la direction de déplacement, le rayon de courbure de l'arc, la durée de vie et le profil d'intensité de l'arc.

#### *Détection des électrodes*

Basé sur la différence de luminescence entre l'arc et les électrodes, l'algorithme permet de déduire, à partir de la moyenne des matrices d'intensité lumineuse acquise sur une durée supérieure à une période du courant, la position et la géométrie des électrodes dans chaque image.

#### *Détection des arcs*

On suppose l'existence d'une température spécifique  $T_s$  qui délimite le volume de l'arc. Cette température sera atteinte une fois que l'arc est amorcé et la jonction est réalisée entre l'anode et la cathode. L'équivalent de cette surface à température  $T_s$  sur la matrice de luminosité sera une iso-ligne avec un seuil de luminosité  $I_s$  déterminée empiriquement.  $I_s$  correspond à une intensité lumineuse supérieure à celle des électrodes, mais suffisamment proche pour obtenir une distance minimale entre l'arc et l'électrode, permettant de détecter également les pieds d'arc. La détection de l'arc est réalisée sur chaque image de la vidéo. La Figure 41 illustre le traitement d'image réalisé par cet algorithme.

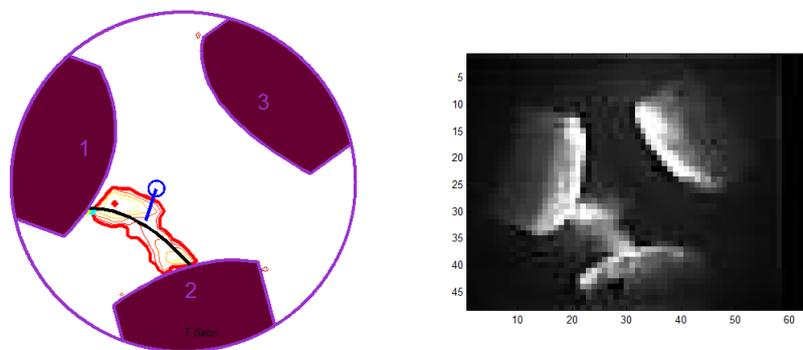


Figure 41. Images extraites de la vidéo prise par caméra rapide (droite) et de la vidéo traitée (gauche)



En ce qui concerne la vitesse, l'allure de la distribution gaussienne s'étale sur l'intervalle  $[0, 40]$  m.s<sup>-1</sup> selon la Figure 44. Statistiquement, la vitesse moyenne la plus probable est de 15 m.s<sup>-1</sup>. On note aussi que la distribution de densité de probabilité est quasi-symétrique par rapport à cette valeur moyenne. Cette vitesse rapportée aux conditions de température et de pression dans la zone inter-électrodes donne un nombre de mach de 0,012, montrant que l'arc est relativement stable durant sa durée de vie. Selon la Figure 45, le rayon de courbure le plus probable est de 8 mm. On peut déduire que les forces électromagnétiques ne parviennent pas alors à allonger suffisamment l'arc.

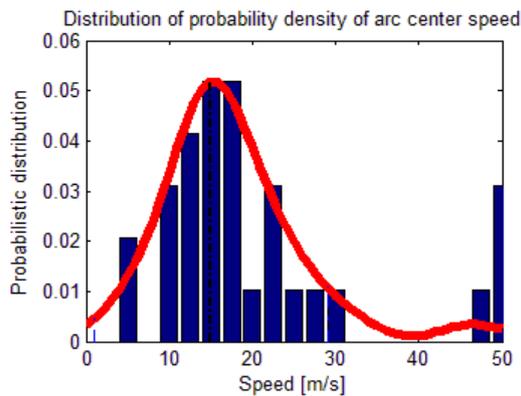


Figure 44. En rouge, courbe de la densité de probabilité de la vitesse moyenne du centre de la colonne d'arc. En bleu, histogramme statistique.

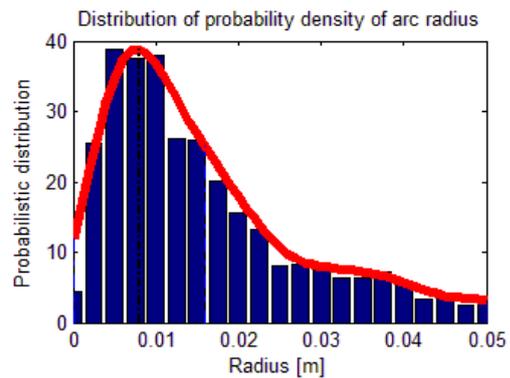


Figure 45. En rouge, la courbe de la densité de probabilité du rayon de courbure de la ligne moyenne de la colonne d'arc. En bleu, histogramme statistique.

Sachant qu'une période est de l'ordre de 1,5 ms et que pendant une période, on a 6 arcs [108], la durée de vie théorique d'un arc est de 250  $\mu$ s. Contrairement aux observations précédentes, le profil de la distribution de la densité de probabilité de la durée de vie des arcs ne peut pas être approximé à une gaussienne. La valeur la plus probable qui est de 190  $\mu$ s représente 76 % de la durée de vie théorique de l'arc. Nous en déduisons que les arcs ne s'enchainent pas.

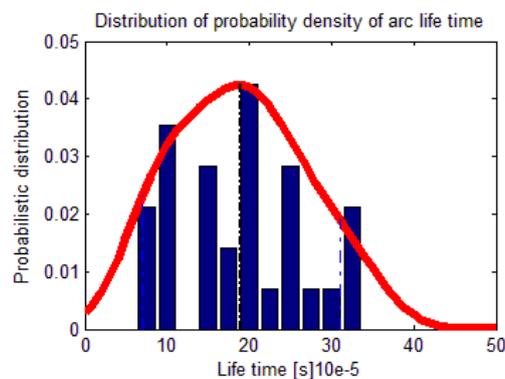


Figure 46. En rouge, courbe de la densité de probabilité de la durée de vie des arcs. En bleu, histogramme statistique.

Nous avons pu également tracer le profil moyen de l'intensité lumineuse sur une section de l'arc. Si on considère qu'il y a une relation linéaire entre l'intensité lumineuse et la température de l'arc, nous pouvons en déduire un diamètre moyen de l'arc. Comme le montre le Figure 47, le diamètre correspondant à la mi-hauteur est égal à 9 mm et le diamètre correspondant aux points d'inflexion est de l'ordre de 4 mm. Nous nous basons sur cette dernière valeur pour la simplification de la colonne d'arc détaillée dans le chapitre III.

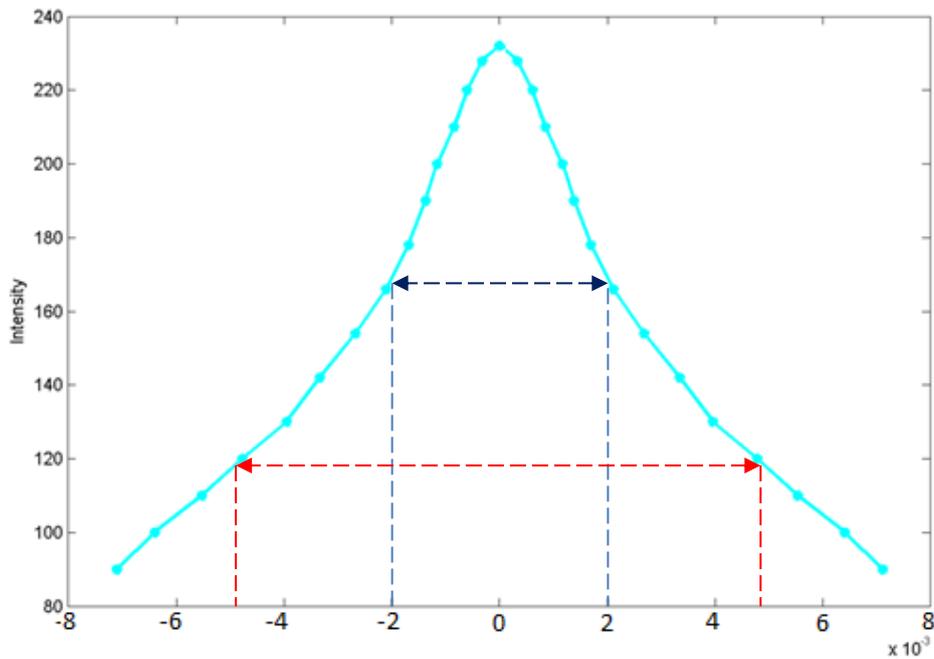


Figure 47 : Profil d'intensité lumineuse moyen sur la section d'un arc.

## **4. Développement d'une nouvelle torche adaptée à la combustion assistée par plasma**

### **4.1.Objectifs**

La configuration coplanaire initiale de la torche plasma triphasée a été conçue pour un fonctionnement en milieu non-oxydant (hélium, argon, azote, gaz de synthèse, ...), pour des applications telles que la production de noir de carbone, la synthèse de nanoparticules ou la gazéification. L'intégration de la torche plasma dans un brûleur nécessite qu'elle puisse fonctionner avec de l'air comme principal gaz plasmagène. L'étude préliminaire détaillée dans la section précédente montre les limitations de cette conception en termes d'érosion des électrodes, pertes thermiques, puissance électrique et débit d'air.

Tout d'abord, la limite du débit d'air est autour de  $10 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ . Ce débit n'est pas suffisant pour l'assistance à la combustion dans un électrobrûleur de plusieurs MW (entre 5 et 10 MW). En effet, dans un électrobrûleur de 10 MW développé par Ustimenko et al., le débit d'air fourni pour la torche DC de 100 kW est égale à  $54 \text{ kg.h}^{-1}$ , soit  $45 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$  [47]. La torche triphasée actuelle fournit moins de 25 % du débit nécessaire pour l'assistance à la combustion. Il est donc nécessaire d'améliorer la conception de la torche pour garantir un débit plus important sans déstabiliser la décharge électrique.

Ensuite, la puissance de la torche doit être augmentée à 100 kW. Avec la configuration coplanaire, la limite de puissance est autour de 20 kW pour 200 A. En effet, l'arc reste confiné dans la zone inter-électrodes et les forces électromagnétiques et hydrodynamiques ne parviennent pas à l'étirer suffisamment pour faire croître la tension de l'arc. Elle ne dépasse pas les 90 V dans tous les essais réalisés. Les jets aux électrodes imposent aux pieds d'arc une direction perpendiculaire à la section de l'électrode. Dans une configuration coplanaire, cette direction est orientée vers les autres électrodes et la déviation de la colonne d'arc par les forces électromagnétiques est minimale. Le deuxième point à améliorer est l'angle entre les électrodes qui doit être optimisé pour extraire le maximum de puissance.

Le troisième élément à optimiser est l'érosion des électrodes. Actuellement, le taux d'érosion à l'air est autour  $0,095 \text{ g.kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ . Pour des électrodes consommables en graphite alimentées en continu, ce taux d'érosion ne va pas contraindre le fonctionnement continu de la torche sauf si les conditions érosives deviennent plus sévères dans le cas où le débit d'air

plasma, la puissance électrique et le courant d'arc sont augmentés simultanément. Il est indispensable d'associer les solutions technologiques citées précédemment afin que le taux d'érosion ne se dégrade pas avec des conditions opératoires sévères.

Le quatrième axe d'amélioration concerne les pertes thermiques. Actuellement la torche plasma est dotée d'un revêtement en graphite sur les parois pour minimiser les pertes en conditions non-oxydantes. Cette isolation ne peut pas être utilisée pour un fonctionnement à l'air. De plus, à cause du confinement de l'arc dans un faible volume plasma, les pertes thermiques sont supérieures à 45 %, malgré l'isolation en graphite qui est en place. La géométrie de la torche doit être modifiée pour mieux transférer l'énergie du plasma vers la sortie de la torche. Il faut également identifier le matériau d'isolation le mieux adapté qui offrira une excellente tenue thermique associée à une forte résistance à l'oxydation.

#### **4.2. Solutions technologiques préconisées pour augmenter la puissance de la torche**

Les travaux de C. Rehmert portant sur la modélisation MagnétoHydroDynamique de la décharge triphasée montrent l'influence de la configuration des électrodes sur le comportement de l'arc [97]. Lorsque les électrodes sont parallèles, l'étirement de l'arc est maximal sous l'effet combiné des jets aux électrodes et de la force de Lorentz. Théoriquement, des électrodes parallèles permettent d'atteindre une puissance maximale. Néanmoins, ceci nécessite la modification de la procédure de démarrage. Avec la configuration coplanaire, le démarrage est réalisé par simple mise en contact des électrodes. Le court-circuit permet le passage de courant entre les électrodes qui ne sont pas au même potentiel, provoquant ainsi l'apparition d'un arc électrique. L'éloignement des électrodes permet d'obtenir un arc plus puissant. Dans le cas où les électrodes sont parallèles, le démarrage par mise en contact n'est pas possible et demande l'utilisation d'une électrode de relais ou d'une source secondaire de plasma pour ioniser le gaz dans la zone inter-électrodes et le rendre conducteur à faible tension. Pour des raisons technologiques tenant compte des difficultés techniques identifiées précédemment, les électrodes ne sont pas parallèles mais sont inscrites dans un cône ayant un angle de  $20^\circ$  par rapport à l'axe de la torche. Cet angle de  $20^\circ$  a été identifié comme étant l'angle le mieux adapté pour répondre au compromis puissance/complexité technologique. Un angle plus faible complexifierait la conception de la torche et nous obligerait à avancer d'avantage les électrodes pour la mise en contact lors du

démarrage, ce qui augmenterait désavantageusement la longueur de la torche et par conséquent, les pertes aux parois.

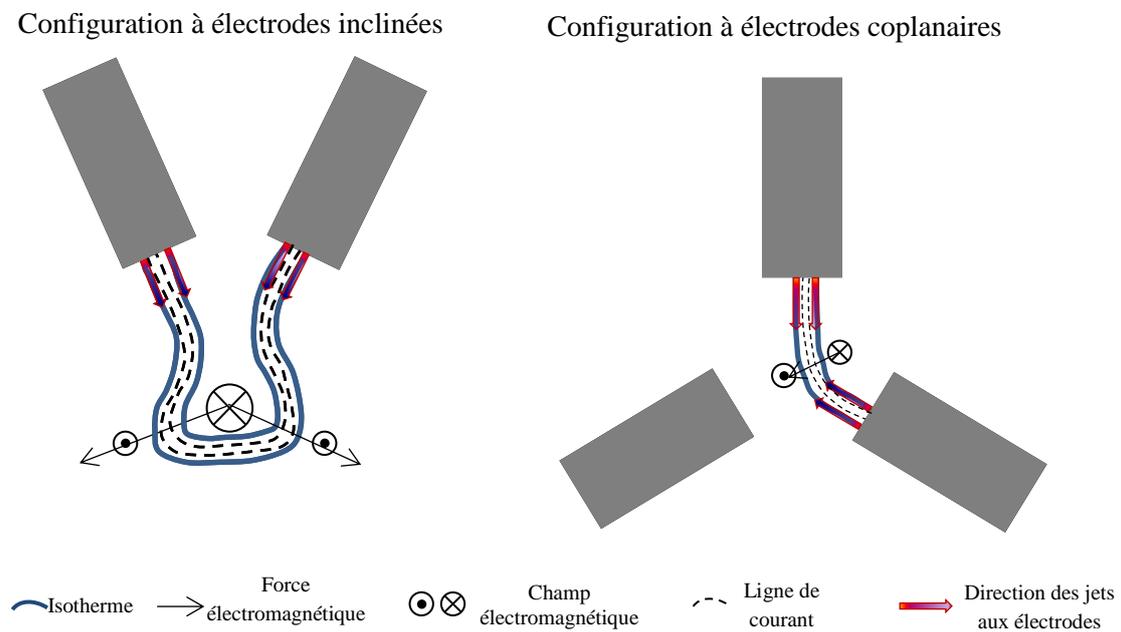


Figure 48 : Illustration des mécanismes conduisant à l'étirement de l'arc dans une configuration d'électrodes inclinées et une configuration d'électrodes coplanaires

Selon la Figure 51, la dissociation de l'oxygène commence autour de 1 600 K, la concentration d'oxygène atomique reste très faible à 2 000 K ( $6,68 \cdot 10^2$  ppm) mais dépasse les  $10^5$  ppm à 3 000 K. Pour des raisons de tenue de matériaux, cette température est choisie comme la température moyenne du gaz plasmagène à la sortie de la torche. La température est évidemment plus élevée dans la zone de décharge, ce qui permet d'augmenter la concentration d'oxygène atomique. Les Figure 49 et Figure 50 permettent de déterminer l'énergie volumique que doit contenir le gaz pour atteindre une température moyenne de l'ordre de 3 000 K en sortie. Pour l'air, cette température correspond à une énergie volumique de  $1,53 \text{ kWh} \cdot \text{Nm}^{-3}$ . Pour une puissance de 100 kW, le débit de gaz nécessaire est alors égal à  $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .

Pour le débit et la température de sortie sélectionnés, la section de sortie est calculée en fonction du nombre de Reynolds. Si on considère l'intérieure de la torche comme un cylindre, la relation entre le nombre de Reynolds  $R_e$  et le diamètre de sortie  $D_s$  est définie par l'équation suivante :

$$Re = \frac{4 Q_{T_0}}{\pi v_s} \cdot \frac{\rho_{T_0}}{\rho_{T_s}} \cdot \frac{1}{D_s} \quad (\text{II.8})$$

Dans cette équation,  $Q_{T_0}$ ,  $\rho_{T_0}$ ,  $\rho_{T_s}$  et  $v_s$  sont respectivement le débit à la température ambiante, la masse volumique à la température ambiante et à la température de sortie et la viscosité cinématique à la température de sortie. Si le régime est laminaire dans la torche, la vitesse ainsi que la température de l'écoulement ne seront pas homogènes à cause du gradient entre les écoulements axial et périphérique. Par contre, si le régime est complètement turbulent dans la torche, des poches de turbulences et de recirculations peuvent apparaître. Ceci peut affecter le contrôle de l'écoulement sur les extrémités des électrodes, augmentant ainsi l'érosion, ou encore sur les parois de la torche, augmentant par conséquent les pertes thermiques. Un nombre de Reynolds transitoire peut être un compromis intéressant pour associer les avantages des deux modes. Pour une valeur de  $Re$  égale à 1 800, le diamètre correspondant est égal à 15 cm. Ce diamètre donne une vitesse de sortie autour de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ .

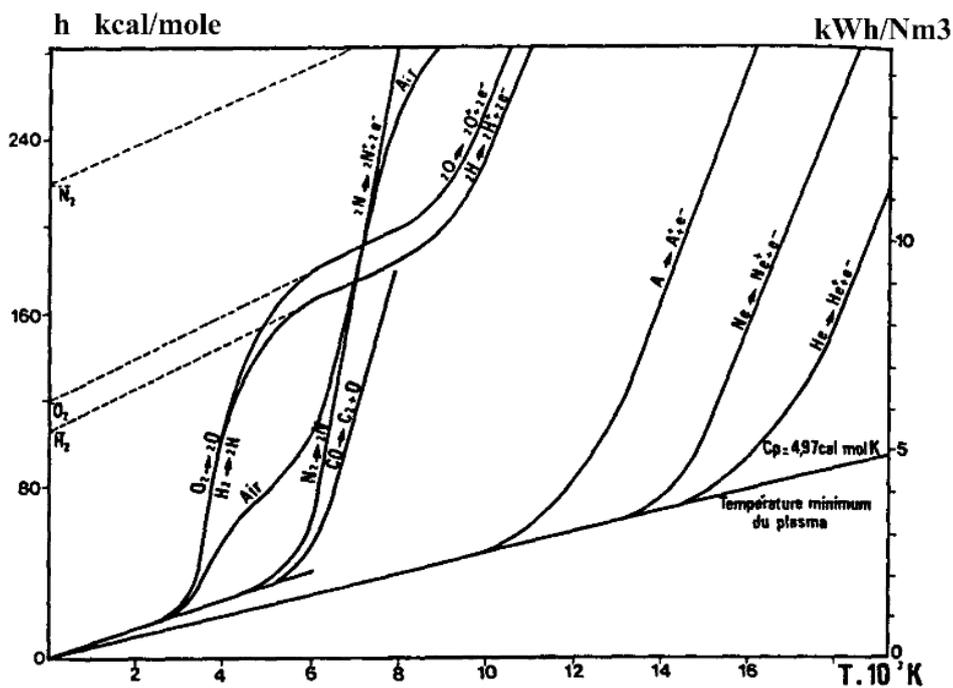


Figure 49 : Relation Enthalpie-Température pour différents gaz [9]

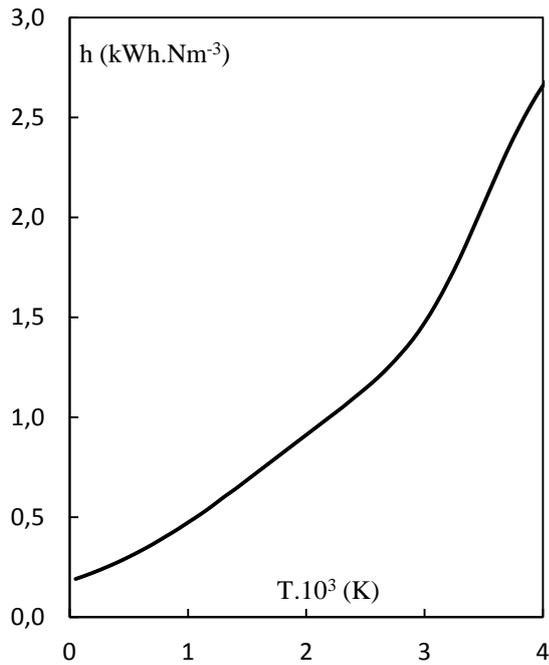


Figure 50 : Courbe Enthalpie-Température de l'air à 1 bar absolu

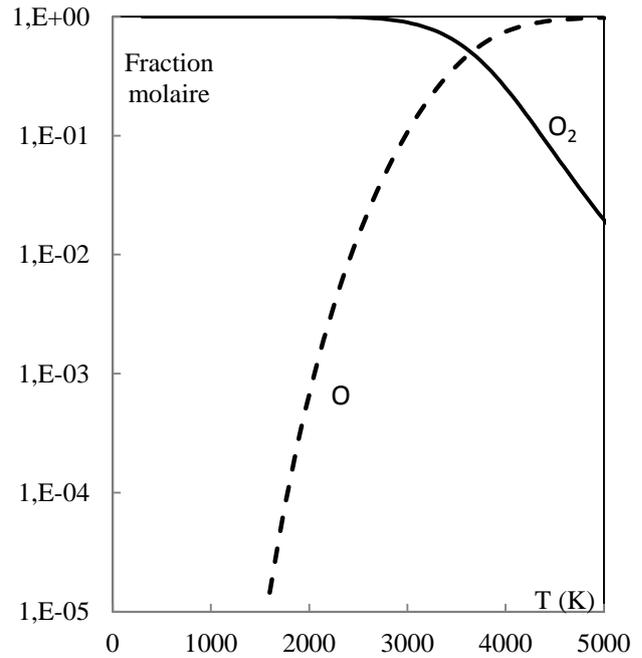


Figure 51 : Composition de l'oxygène en fraction molaire en fonction de la température à 1 bar absolu

### 4.3. Solutions technologiques préconisées pour réduire l'érosion des électrodes

#### 4.3.1. Gainage des électrodes par un gaz neutre ou réducteur

Les essais préliminaires sur la torche initiale montrent que l'azote offre un taux d'érosion relativement bas ( $0,026 \text{ g.kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$  à l'azote contre  $0,095 \text{ g.kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$  à l'air). L'azote est gardé comme gaz de gainage pour les électrodes. Afin d'amener le gainage jusqu'au plus proche de la zone de formation de l'arc, le débit d'azote est porté à  $10 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ . Le débit d'air passe à  $55 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$  pour conserver le même débit total et les mêmes conditions de sortie soit une température de  $3\,000 \text{ K}$ , une vitesse de  $10 \text{ m.s}^{-1}$  et un nombre de Reynolds de  $1\,800$ . Le prix du  $\text{Nm}^3$  d'azote étant estimé à  $0,3 \text{ €}$ , les frais supplémentaires liés au gainage à l'azote sont acceptables.

#### 4.3.2. Protection chimique des électrodes

L'injection de noir de carbone avec un ratio  $n_C/n_{O_2}$  de l'ordre de 2 a permis de réduire le taux d'érosion de  $10 \%$ . Le contrôle de l'équilibre thermo-chimique autour des électrodes peut être efficace si les conditions aérodynamiques et thermiques dans cette zone sont favorables. Pour l'application visée de combustion de biomasse, l'injection de noir de carbone pour contrôler l'équilibre chimique autour des électrodes sera remplacée par une injection de

biomasse qui se fera via une buse placée au-dessus de la zone de décharge avec un débit autour du kg par heure. De plus, pour la fabrication des électrodes, du graphite imprégné de phosphate nous a été préconisé par la société SGL Carbon. Cette imprégnation permet d'améliorer la résistance à l'air jusqu'à 1 100 K. Les caractéristiques de ce graphite sont résumées dans le Tableau 16.

Tableau 16: Propriétés du graphite des électrodes de la nouvelle torche plasma triphasée

Propriété	Unité	Valeur
Masse volumique	$\text{g.cm}^{-3}$	1,77
Porosité	%	14
Diamètre moyen des porosités	$\mu\text{m}$	1,8
Coefficient de perméabilité	$\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$	0,25
Conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	90
Résistivité électrique	$\mu\Omega.\text{m}$	14
Résistance à l'oxygène	K	Jusqu'à 1 100

#### 4.3.3. Augmentation du diamètre des électrodes

Comme précisé précédemment [79], il a été démontré que le taux d'érosion augmente lorsque la section de passage du courant diminue. Pour une puissance de 100 kW, il est judicieux d'utiliser des électrodes de plus gros diamètre. Ceci permet d'avoir une densité de courant plus faible et par conséquent moins d'échauffement par effet joule. La Figure 52 montre la relation courant-tension en fonction de l'angle entre les deux électrodes d'une torche jumelle DC. Bien que dans notre cas le courant soit alternatif, le comportement de l'arc sur un temps très court (durée de vie de l'arc pour un courant triphasé est un sixième de la période du courant) est semblable à celui d'un arc DC. Ainsi, pour une puissance de 100 kW, on peut estimer le courant à 360 A et la tension à 260 V dans une configuration à  $22,5^\circ$  en DC. Pour une densité de courant maximal de  $1 \text{ A.mm}^{-2}$ , le diamètre minimal pour pouvoir supporter 360 A est de 21 mm. En gardant une marge de sécurité, le diamètre des électrodes est amené à 25 mm. Pour la même densité de courant, le courant maximale toléré pour des électrodes de diamètres 25 mm est de 490 A. La modification du diamètre des électrodes implique la modification technologique du système d'alimentation électrique et d'une grande partie des supports d'électrodes

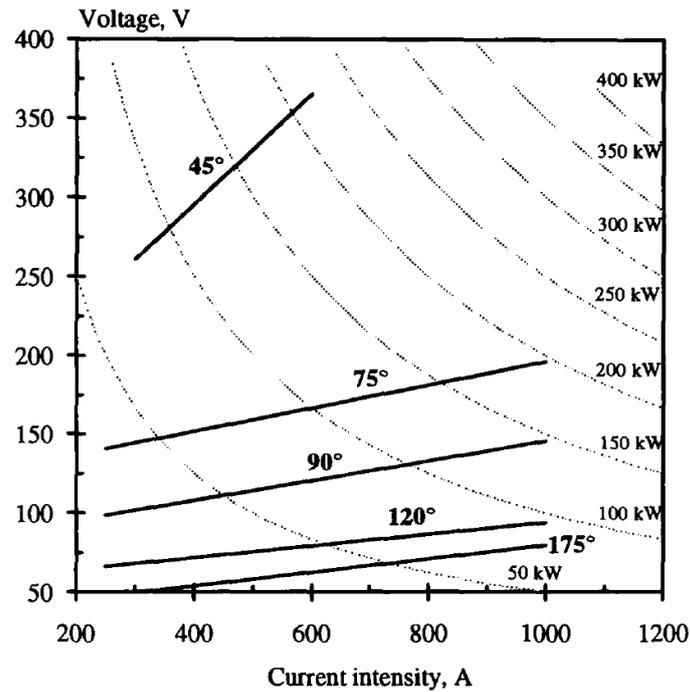


Figure 52 : Variation de la puissance électrique en fonction de l'intensité du courant et de l'angle entre les électrodes pour une torche jumelle à électrodes en tungstène. L'angle entre les électrodes est le double de l'angle entre une électrode et l'axe principal de la torche [109]

#### 4.3.4. Protection physique des électrodes

La céramique en nitrure de bore (Figure 53) qui joue le rôle d'isolant électrique est conçue pour acheminer le gaz de gainage jusqu'au plus proche de la zone de décharge. Son diamètre intérieur est également réduit pour laisser un espace de 1 mm seulement entre l'électrode et la céramique. La vitesse de l'azote est alors augmentée afin de prolonger le gainage le plus loin possible. La forme de l'extrémité de la céramique est réduite progressivement afin de garder un écoulement laminaire à la sortie du gainage et éviter le détachement de la couche limite.

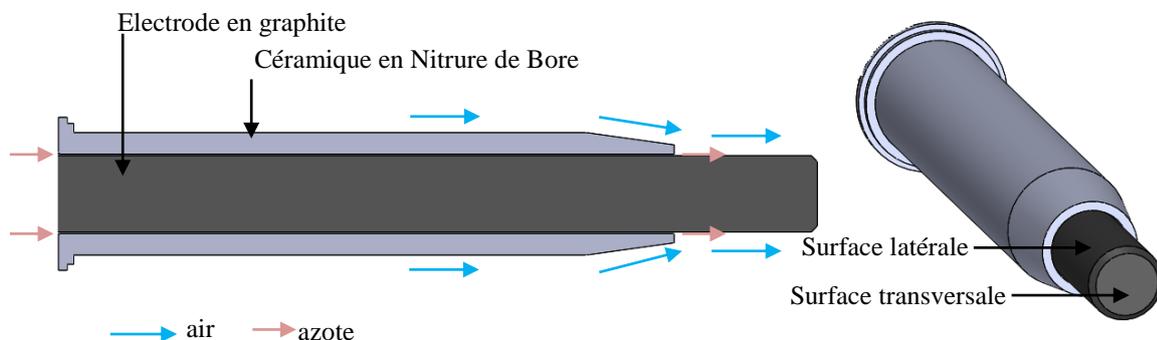


Figure 53 : vue en coupe (gauche) et vue isométrique de l'électrode en graphite avec l'isolant électrique en nitrure de bore

#### 4.3.5. Contrôle de l'écoulement du flux d'air

Avec la quantité importante d'air injecté autour des électrodes, il est indispensable de contrôler l'écoulement d'air pour éviter l'augmentation du taux d'érosion à fort débit. Nous avons vu que la vitesse de l'air joue un rôle primordial dans le phénomène d'érosion. Réduire la composante normale de la vitesse sur la surface des électrodes peut donc réduire le taux d'érosion. L'air est alors injecté autour des céramiques en nitrure de bore de manière excentrique (Figure 54) afin de minimiser le passage de l'air au-dessus de la zone de décharge et de privilégier le passage de la majorité du débit d'air en dessous des électrodes, limitant ainsi la présence d'oxygène autour de la zone chaude des électrodes.

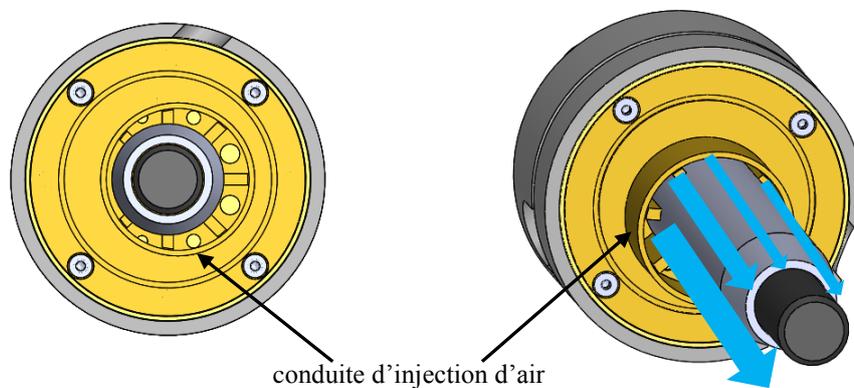


Figure 54 : Vue de face (gauche) et vue isométrique du montage excentrique de l'électrode dans la conduite d'injection d'air

#### 4.4. Solutions technologiques préconisées pour réduire les pertes thermiques

Pour améliorer le rendement thermique de la nouvelle torche, une pièce modulable en céramique moulée (oxyde de zirconium) protège les parois de la torche. Dans la configuration testée, elle a un diamètre intérieur de 15 cm. La céramique n'est pas collée aux parois, laissant ainsi un passage de quelques millimètres entre elle et la paroi intérieure en inox de la torche, ce qui permet l'écoulement d'un film d'air froid favorable pour limiter les pertes thermiques au travers des parois en acier. Cette céramique résiste thermiquement jusqu'à 2 480 K. Les parois en acier sont également refroidies par eau avec un débit de  $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . Les propriétés de cette céramique sont résumées dans le Tableau 17.

Tableau 17 : Caractéristiques de la céramique RESCOR 760 (FINAL Matériaux)

Propriétés	Unités	Valeurs
Formule chimique	--	ZrO2
Densité	kg.m <sup>-3</sup>	1 500
Résistance à la compression	MPa	27,6
Module de rupture	MPa	8,27
Dilatation thermique	E <sup>-6</sup> /K	10,1
Conductivité thermique	W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	0,937
Température maximale	K	2 480

#### 4.5. Nouvelle conception de la torche plasma triphasée

Basée sur les éléments de conception détaillés précédemment, des itérations de conception et de simulation préliminaires ont été réalisées (Annexe 1). La géométrie finale est le sujet des travaux de modélisation numérique présentés dans le chapitre III. Les simulations ont permis de valider la tenue des matériaux et de vérifier l'efficacité des options de gainage. Par la suite, la conception fut finalisée en prenant en compte les contraintes de fabrication, de montage et de fonctionnement. Le résultat final, représenté Figure 55, a été monté sur le banc d'essai représenté par le P&D de la Figure 56.

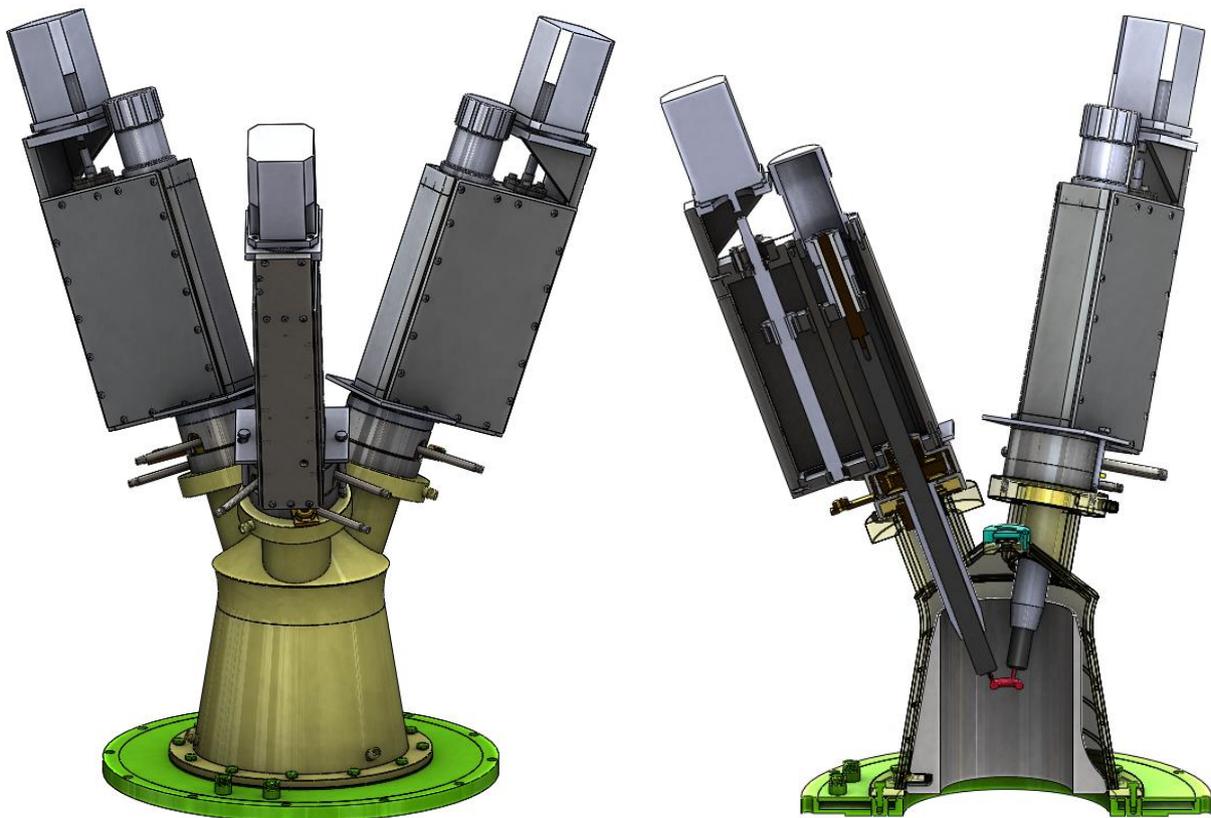


Figure 55 : Vue isométrique (gauche) et coupe transversale (droite) de la conception 3D de la nouvelle torche triphasée de 100 kW

## **5. Analyse du fonctionnement de la nouvelle torche plasma dans des conditions oxydantes**

Le banc expérimental initial a été modifié, comme le montre la Figure 56, pour intégrer la nouvelle torche. Le réacteur a été doté d'un hublot de visualisation de 1 mètre de longueur avec double parois en verre refroidi par eau. Il permet ainsi une visualisation des intérieurs de la torche et du réacteur en fonctionnement. Le dispositif de refroidissement par eau de l'ensemble du réacteur ne nous permettant pas de fonctionner à pleine charge lors de la combustion, des essais de combustion à faible débit de biomasse ont été réalisés avec pour objectif de décrire qualitativement le comportement de la nouvelle torche plasma lors de l'assistance à la combustion de biomasse.

### **5.1. Essais préliminaires sans combustion**

Les premiers essais réalisés sur la nouvelle torche ont été faits sans combustion de biomasse. Le but de ces essais était de valider le fonctionnement continu de la torche pour différentes conditions opératoires. Les données des essais sont résumées dans le Tableau 18. L'essai à l'argon est le premier essai réalisé pour tester la nouvelle torche. Pour des raisons de sécurité, l'argon et l'azote sont choisis comme gaz plasmagènes et le test a duré une dizaine de minutes. Cet essai a été réalisé sans l'isolation thermique en céramique afin de valider le circuit de refroidissement de la torche dans les conditions thermiques les plus sévères. Suite à ce premier test, la torche a été entièrement démontée et le diagnostic des différentes pièces n'a pas montré d'anomalies. Pour le deuxième essai, le débit de gaz plasma (azote) a été augmenté jusqu'à  $21 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . Cet essai a permis de vérifier si le contrôle de l'écoulement du flux de gaz plasmagène - avec les différentes solutions technologiques apportées – permet de réduire l'impact des forces hydrodynamiques sur l'arc et d'éviter son extinction. L'excentricité de l'entrée principale du gaz plasma par rapport à l'axe des électrodes permet la déviation du flux de gaz en direction de la zone avale de la torche et la stabilité de l'arc plasma ne semble pas être très perturbée par l'augmentation du débit de gaz plasma. Pour le troisième essai, le gaz plasmagène utilisé est de l'air avec un gainage des électrodes à l'azote. La puissance a été augmentée progressivement avec le débit jusqu'à 54 kW pour un débit total de  $30 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  de gaz (air + azote). Le dernier essai est réalisé pour tester le fonctionnement à débit et à puissance constants sur une durée de 30 minutes afin de valider la fiabilité de la torche et de permettre des bilans thermiques sur l'ensemble du banc expérimental.

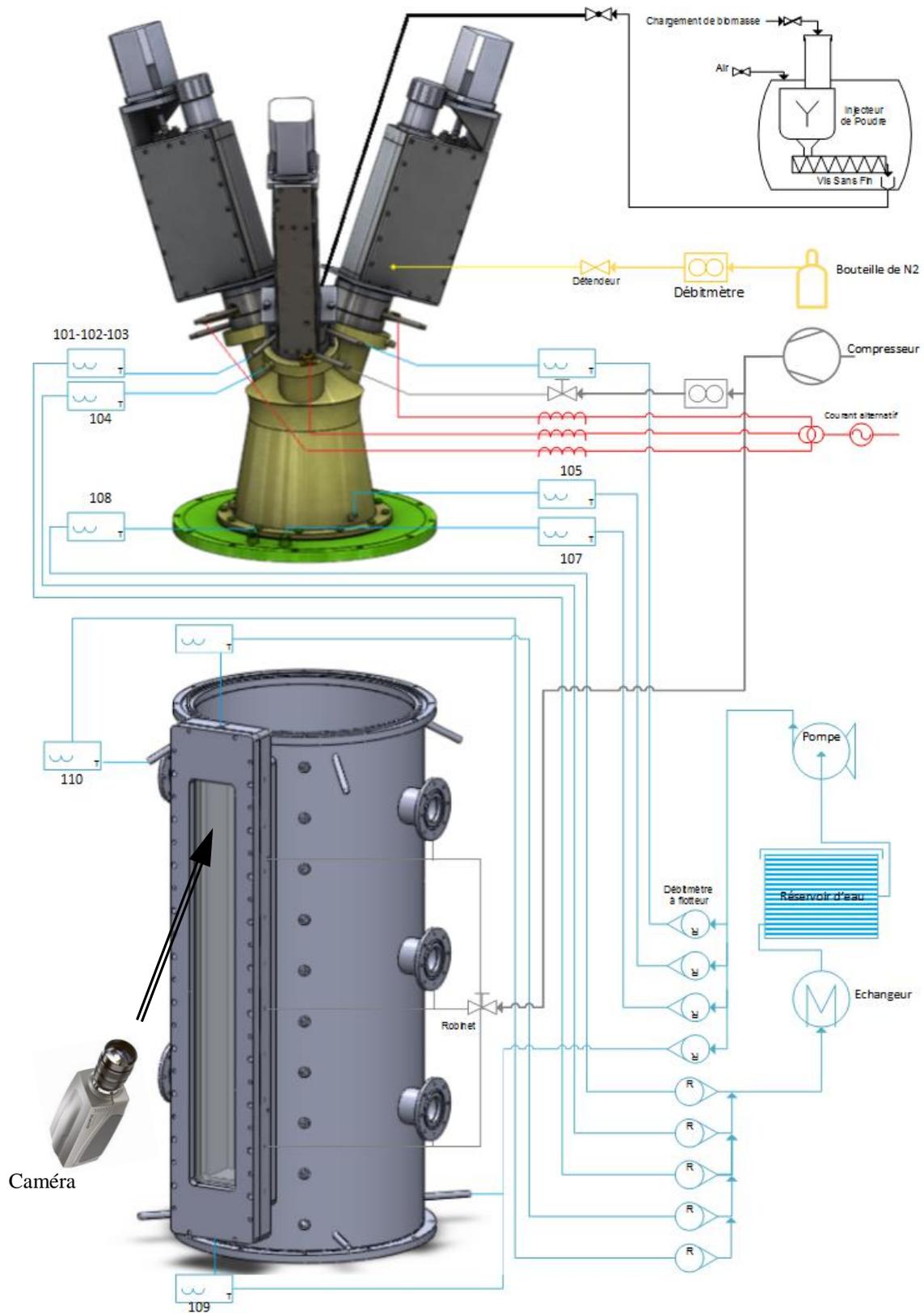


Figure 56 : P&D du banc expérimental

Tableau 18 : Conditions opératoires des essais de validation

N° de l'essai	Gaz plasmagènes	Débits des gaz (Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> )			Courant de consigne (A)	Puissance électrique moyenne (kW)
		Air	Azote	Argon		
1	Argon + Azote	0	3	5	200	25
2	Azote	0	21	0	200	18
3	Air + Azote	de 15 à 25	5	0	de 200 à 300	54
4	Air + Azote	22	5	0	300	57

### 5.1.1. Erosion des électrodes

#### 5.1.1.1. Erosion à l'azote

La mesure du taux d'érosion des électrodes à l'azote est réalisée durant l'essai numéro 2. Les résultats correspondants sont résumés dans le Tableau 19. Le taux d'érosion est légèrement plus faible que celui avec l'ancienne torche et est probablement dû à la densité de courant qui est plus faible avec un diamètre d'électrode de 25 mm. Dans la Figure 57, on voit les effets de l'arc sur l'extrémité de l'électrode. Quelques spots ainsi que des trajectoires de spot sont visibles sur la face transversale. Sur la vue de côté, on remarque que la face latérale de l'électrode n'est pas altérée et l'érosion se fait de façon homogène sur la face transversale. On remarque également un changement de couleur sur 4 cm de l'extrémité dû à la vaporisation de l'imprégnation sur cette partie de l'électrode dont la température est supérieure à 1 100 K.

Tableau 19: Bilan de l'essai à l'air avec la nouvelle torche

Paramètre	Unité	Valeurs
Débit d'azote	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	21
Diamètre des électrodes	mm	25
Longueur exposée	mm	80
Courant	A	200
Puissance	kW	18
Masse érodée par électrode	g.h <sup>-1</sup>	4,8
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	µg.c <sup>-1</sup>	6, 7
Taux d'érosion rapporté à la puissance	g.kWh <sup>-1</sup>	0,27
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	g.kWh <sup>-1</sup> .cm <sup>-2</sup>	0,004



Figure 57 : Vue de face et vue de côté d'une électrode en graphite érodée après un fonctionnement à l'azote (nouvelle torche plasma)

#### 5.1.1.2. Erosion à l'air

La mesure du taux d'érosion à l'air est réalisée pendant l'essai numéro 4. Les résultats correspondants sont résumés dans le Tableau 20. Certes, la quantité de graphite érodée est 4,5 fois plus importante qu'avec l'ancienne torche, mais les conditions opératoires ne sont pas les mêmes : un débit d'air 11 fois plus important et une surface exposée 6 fois plus grande. Le taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface exposée est au contraire nettement inférieur avec une valeur de  $0,021 \text{ g.kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$  pour la nouvelle torche contre  $0,095 \text{ g.kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$  pour l'ancienne.

Tableau 20: Bilan de l'essai à l'air avec la nouvelle torche

Paramètre	Unité	Valeurs
Débit d'azote	$\text{Nm}^3.\text{h}^{-1}$	5
Débit d'air	$\text{Nm}^3.\text{h}^{-1}$	22
Diamètre des électrodes	mm	25
Longueur exposée	mm	80
Courant	A	300
Puissance	kW	57
Masse érodée par électrode	$\text{g.h}^{-1}$	81,2
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	$\mu\text{g.c}^{-1}$	75,1
Taux d'érosion rapporté à la puissance	$\text{g.kWh}^{-1}$	1,42
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	$\text{g.kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$	0,021

Comme on peut l'observer dans la Figure 58, le fonctionnement à l'air est totalement différent de celui à l'azote : en plus de l'érosion thermomécanique, qui se limite à la face transversale de l'électrode, est associée une érosion chimique au niveau de la face latérale de la pointe de l'électrode. On observe que seulement 1 cm après la sortie de la céramique en nitrure de bore reste bien protégé par le gainage d'azote. L'action limitée du gainage à l'azote sera confirmée par la modélisation de la torche dont les résultats sont présentés dans le chapitre III.

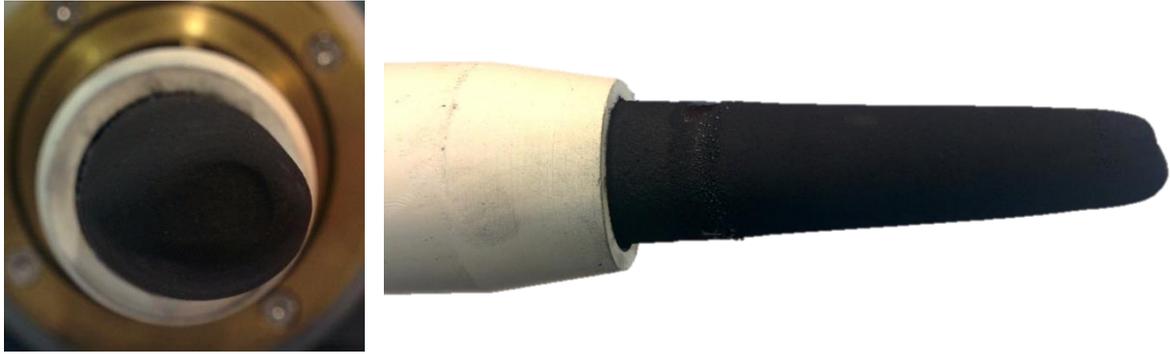


Figure 58 : Vue de face et vue de côté d'une électrode en graphite érodée après un fonctionnement à l'air avec un gainage d'azote (nouvelle torche plasma).

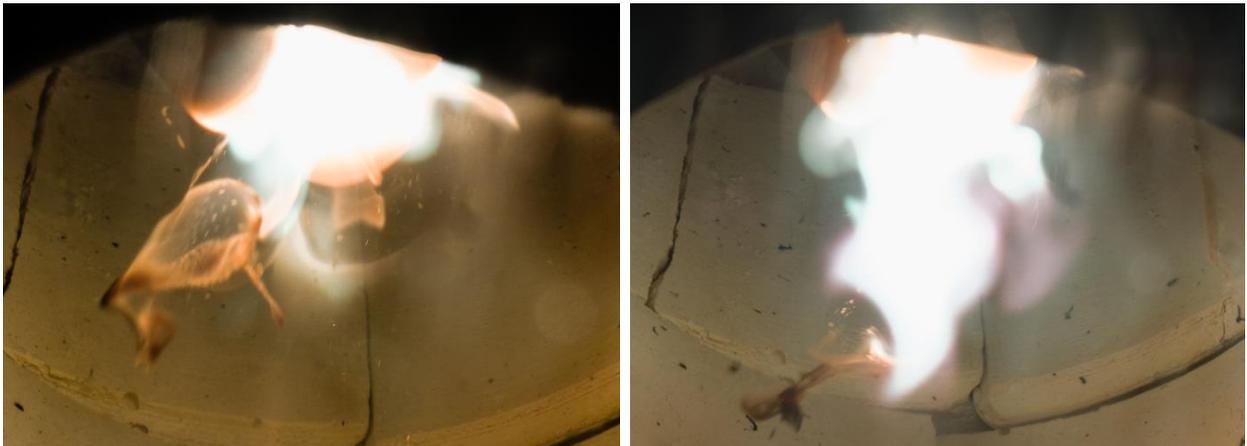


Figure 59 : Photos montrant un important arrachement thermomécanique de matière lors du démarrage du plasma (électrodes froides)

La Figure 59 illustre parfaitement le phénomène d'érosion par ablation. Les électrodes étant initialement froides, le claquage de l'arc donne lieu à un arrachement de matière par explosion. Les vidéos acquises par caméra rapide ont permis de visualiser ce phénomène d'ablation. La Figure 60 montre la trajectoire d'une particule de graphite provenant de l'ablation d'une électrode, très probablement au moment du réamorçage de l'arc. On note que la taille de la particule est conséquente, qu'elle rayonne fortement dans le visible et qu'elle suit une trajectoire rectiligne (qui peut être reliée à la direction des jets aux électrodes) jusqu'à percuter la paroi de la torche. La ligne reliant le point A au point B, représente la superposition de 300 images prises avec une vitesse d'acquisition de 15 000 images par seconde. La durée du déplacement est estimée à 20 ms. En ramenant la distance parcourue à l'échelle réelle, on trouve une vitesse de l'ordre de  $20 \text{ m.s}^{-1}$ .

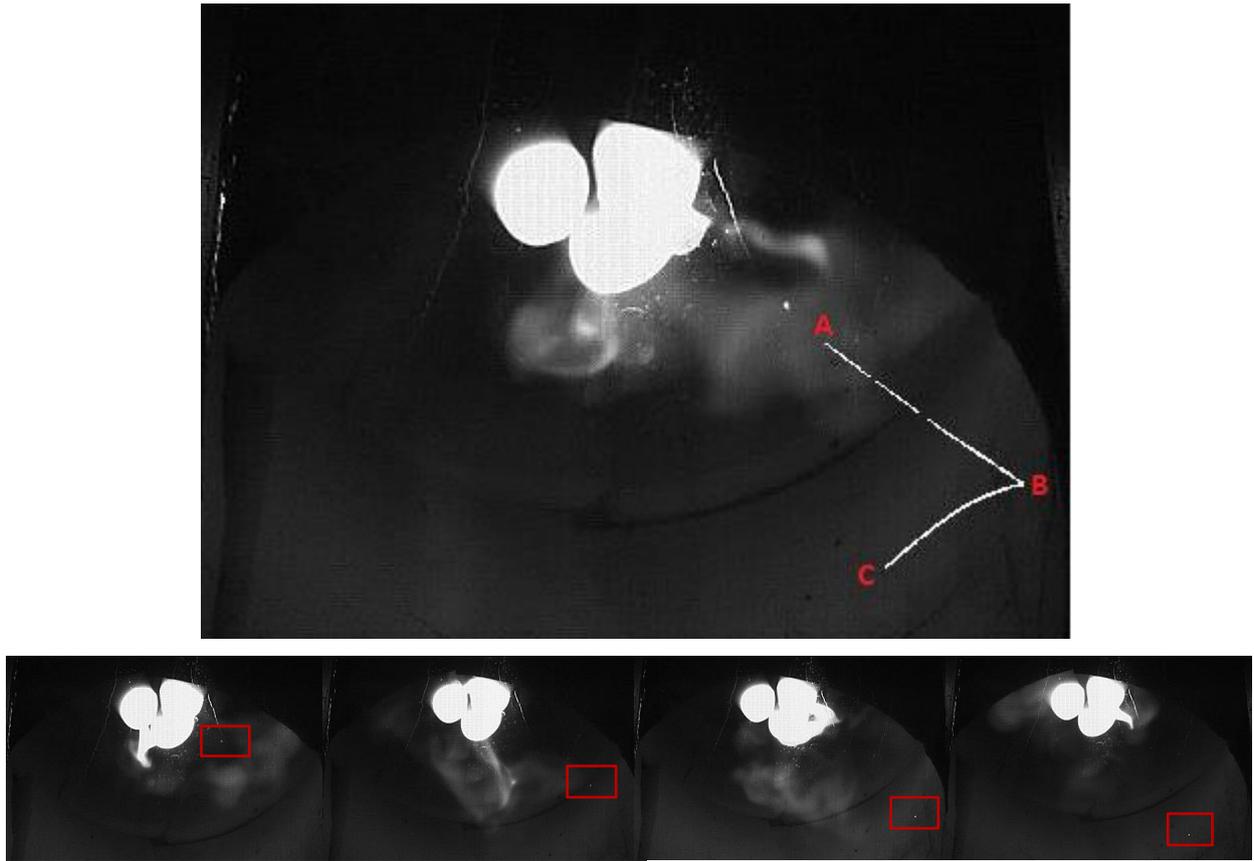


Figure 60 : Visualisation de l'érosion thermomécanique par superposition des positions d'une particule de graphite arrachée à l'une des électrodes (particule en mouvement entre A et C sur 35 ms)

### 5.1.2. Bilan énergétique

Les mesures de températures d'entrée et de sortie des circuits de refroidissement et des températures du gaz à la sortie du réacteur permettent de déterminer la répartition des pertes thermiques dans le banc expérimental. Comme le montre la Figure 61, les pertes thermiques dans la nouvelle torche ont été considérablement baissées. L'efficacité énergétique est maintenant supérieure à 85 % contre seulement 45 % avec l'ancienne torche. La Figure 62 montre le rôle important que joue la céramique dans la nouvelle conception pour baisser les pertes d'une valeur moyenne de 50 % à moins de 15 %. Vu l'inertie thermique de la céramique, l'équilibre thermique dans les circuits de refroidissement est atteint plus lentement et on estime la durée de stabilisation à 10 minutes. La nouvelle configuration permet d'atteindre des puissances plus élevées. La Figure 63 montre une amélioration du facteur de puissance qui est défini comme le ratio entre la puissance active et la puissance apparente. L'amélioration de ce paramètre montre que nous avons besoin d'une source électrique avec une puissance apparente moins élevée. Ceci permet de réduire les coûts d'investissement.

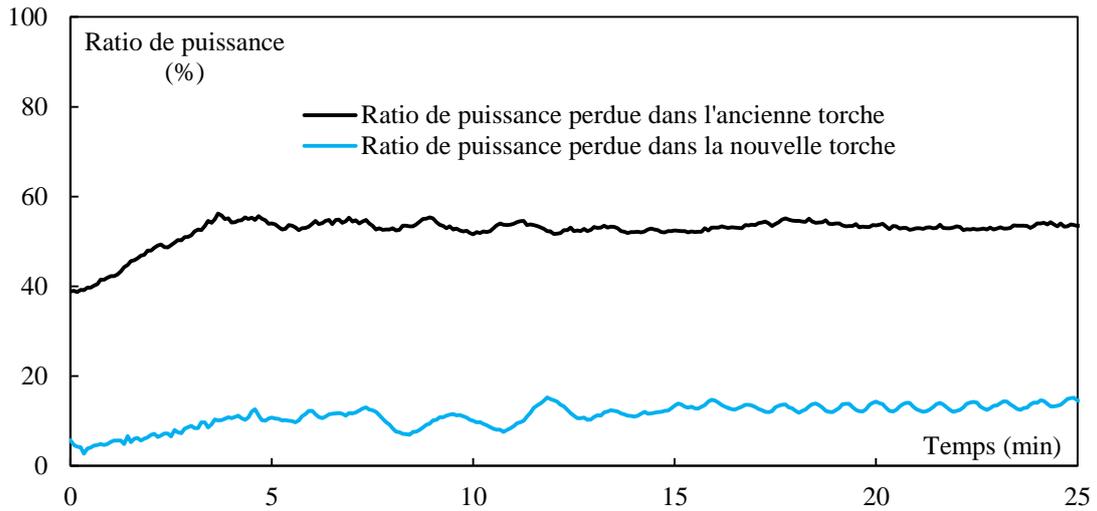


Figure 61 : Pertes thermiques dans les nouvelle et ancienne torches pour un fonctionnement à l'air

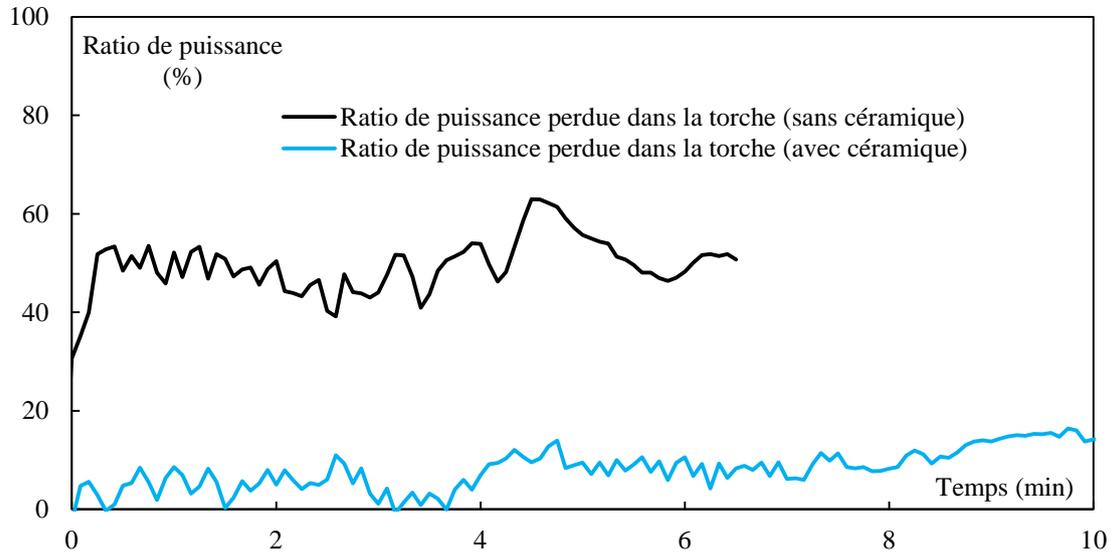


Figure 62 : Pertes thermiques dans la nouvelle torche sans et avec céramique

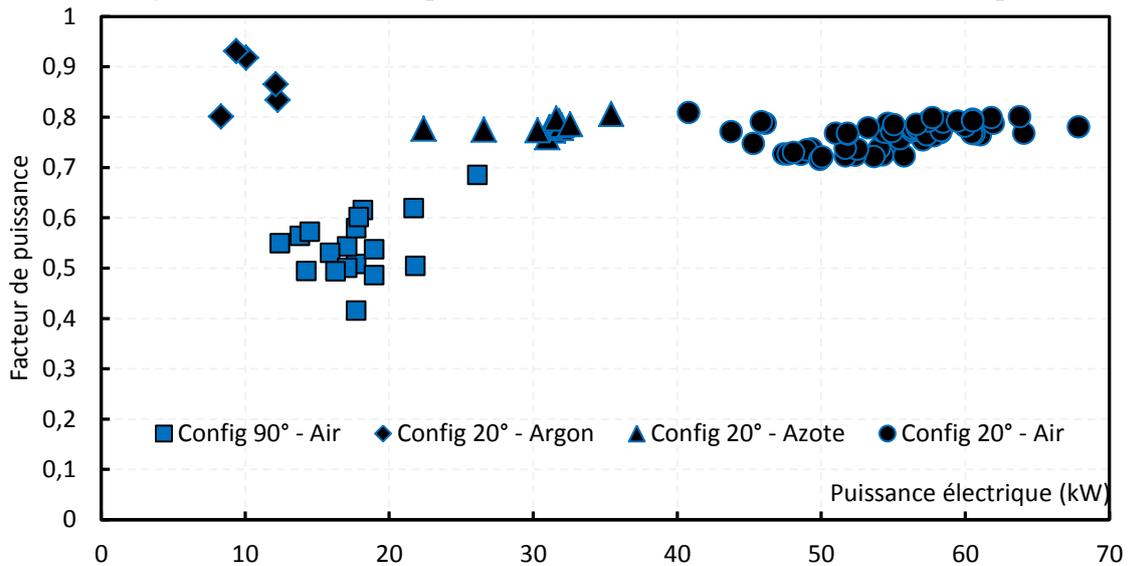


Figure 63 : Facteurs de puissance pour les deux torches en fonction de la nature du gaz plasma

## 5.2. Essais préliminaires de combustion assistée par plasma

Le dispositif de refroidissement par eau de l'ensemble du réacteur ne nous permettant pas de fonctionner à pleine charge lors de la combustion, des essais de combustion à faible débit de biomasse ont été réalisés avec pour objectif de décrire qualitativement le comportement de la nouvelle torche plasma lors de l'assistance à la combustion de biomasse. Deux essais ont été réalisés avec injection d'une biomasse (copeaux de bois) au cœur du plasma. Le premier a duré 20 minutes avec un débit de biomasse de  $1,1 \text{ kg.h}^{-1}$  et le deuxième a duré 45 minutes avec un débit allant de  $1,1 \text{ kg.h}^{-1}$  jusqu'à  $3,3 \text{ kg.h}^{-1}$ . Les conditions opératoires de ces deux essais sont résumées dans le Tableau 21.

Tableau 21: Conditions opératoires des expérimentations avec injection de biomasses solides

N° de l'essai	Gaz plasmagène	Débits			Courant de consigne (A)	Puissance électrique moyenne (kW)	Durée (min)
		Air ( $\text{Nm}^3.\text{h}^{-1}$ )	Azote ( $\text{Nm}^3.\text{h}^{-1}$ )	Biomasse ( $\text{kg.h}^{-1}$ )			
1	Air + Azote	22	5	1,1	300	53	20
	Air + Azote	22	5	1,1	300	53	
2	Air + Azote	28	5	2,2	300	57	45
	Air + Azote	28	5	3,3	300	59	

### 5.2.1. Erosion des électrodes

Les différentes valeurs des taux d'érosion en cours de combustion sont détaillées dans le Tableau 22. Comparé à l'essai sans combustion, le taux d'érosion en  $\text{g.h}^{-1}$  a augmenté. De plus, en augmentant le débit massique de biomasse, la masse érodée augmente aussi. Par contre, si on rapporte les taux d'érosion à la puissance et/ou à la surface exposée, on observe qu'il reste constant dans les 3 cas avec injection de biomasse. Sachant que ni le courant ni le facteur de puissance n'ont changé en cours de l'essai, la puissance a augmenté sous l'effet de la croissance de la tension. Ceci est probablement dû à l'augmentation de la résistivité du gaz plasmagène à cause du changement de la composition chimique du plasma avec la combustion. On en déduit que : (i) la croissance du débit de biomasse augmente la masse érodée mais pas à cause de l'effet thermique de la combustion et (ii) il y a une relation linéaire entre l'érosion et la puissance du plasma (au moins dans l'intervalle étudié). Nous n'avons pas pu identifier une relation semblable pendant les essais avec l'ancienne torche à cause de la faible variation de la puissance.

Tableau 22: Bilan du deuxième essai avec combustion

Paramètre	Unité	Valeurs		
Débit d'azote	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	5	5	5
Débit d'air	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	22	28	28
Débit de biomasse	kg.h <sup>-1</sup>	1,1	2,2	3,3
Diamètre des électrodes	mm	25	25	25
Longueur exposée	mm	80	80	80
Courant	A	300	300	300
Puissance	kW	53	57	59
Masse érodée par électrode	g.h <sup>-1</sup>	97,8	106,5	108,2
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	μg.c <sup>-1</sup>	90,6	98,6	100,2
Taux d'érosion rapporté à la puissance	g.kWh <sup>-1</sup>	1,85	1,87	1,83
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	g.kWh <sup>-1</sup> .cm <sup>-2</sup>	0,027	0,027	0,027
Pertes thermiques à travers les parois de la torche	%	10	9	9

### 5.2.2. Bilan énergétique

Dans la Figure 64, les puissances thermiques ainsi que les puissances électriques de 2 essais à l'air (essais 3 et 4 du Tableau 18) et du premier essai de combustion (essai 1 du Tableau 21) sont tracées en fonction du temps. Les débits d'air et d'azote pour ces 3 essais sont les mêmes. Dans la Figure 65, on observe que le ratio des pertes thermiques dans la torche est d'avantage réduit durant la combustion. A l'équilibre thermique, ces pertes sont inférieures à 10 %. Dans la Figure 64, les essais à l'air sans injection de biomasse présentent relativement la même puissance électrique. On note que la puissance électrique dépasse toujours la puissance thermique totale. En effet, des pertes thermiques - comme les pertes dans le circuit de refroidissement du hublot ou le rayonnement qui passe au travers - ne sont pas comptabilisées dans le bilan thermique. La moyenne de ces pertes thermiques non comptabilisées est estimée à 5,15 kW. Cette moyenne est calculée pour les points de mesures prélevés après la stabilisation de la puissance, soit 10 minutes après le démarrage. Pour ces trois essais, on peut établir le bilan suivant :

$$P_{totale} = P_{thermique\ mesurée} + \Delta P_{pertes\ thermique} = P_{plasma} + P_{combustion} \quad (II.9)$$

On suppose que la combustion n'apporte pas de pertes thermiques supplémentaires. Pour l'essai de combustion, l'injection de la biomasse a commencé à la 11<sup>ème</sup> minute. L'écart entre la puissance électrique et la puissance thermique totale diminue et descend à -0,42 kW (moyenne sur 4 points de mesure). Ceci donne une puissance de combustion moyenne de 4,73 kW par kg.h<sup>-1</sup>.

La biomasse injectée est un mélange de copeaux de bois dont le PCI est égale à 18 317 kJ.kg<sup>-1</sup>. Pour un débit de 1,1 kg.h<sup>-1</sup> (+/- 0,025 kg.h<sup>-1</sup>), la puissance fournie par la combustion complète est égale à 5,48 kW. Ceci donne un rendement thermochimique de 84%. Ce calcul est basé sur un faible débit de combustible, on ne peut en aucun cas extrapoler pour estimer le rendement de combustion de la torche associée à un bruleur dans des conditions nominales de fonctionnement.

Bien que les conditions opératoires soient conservées, y compris la valeur de la consigne de courant et la distance inter-électrodes, nous observons une légère augmentation de la puissance électrique de l'arc lors de l'injection de la biomasse. Dans la Figure 65 est tracée l'évolution des puissances thermique et électrique pendant l'essai de combustion avec injection de 1,1 kg.h<sup>-1</sup> entre la 15<sup>ème</sup> et la 30<sup>ème</sup> minute, 2,2 kg.h<sup>-1</sup> jusqu'à la 45<sup>ème</sup> minute et 3,3 kg.h<sup>-1</sup> jusqu'à la 55<sup>ème</sup> minute. A 1,1 kg.h<sup>-1</sup>, les puissances thermique et électrique sont presque confondues comme dans la Figure 64. Ensuite, l'écart s'amplifie avec l'augmentation du débit de biomasse. Le même rendement thermochimique autour 84 % est déduit de ces courbes pour les trois débits de biomasse.

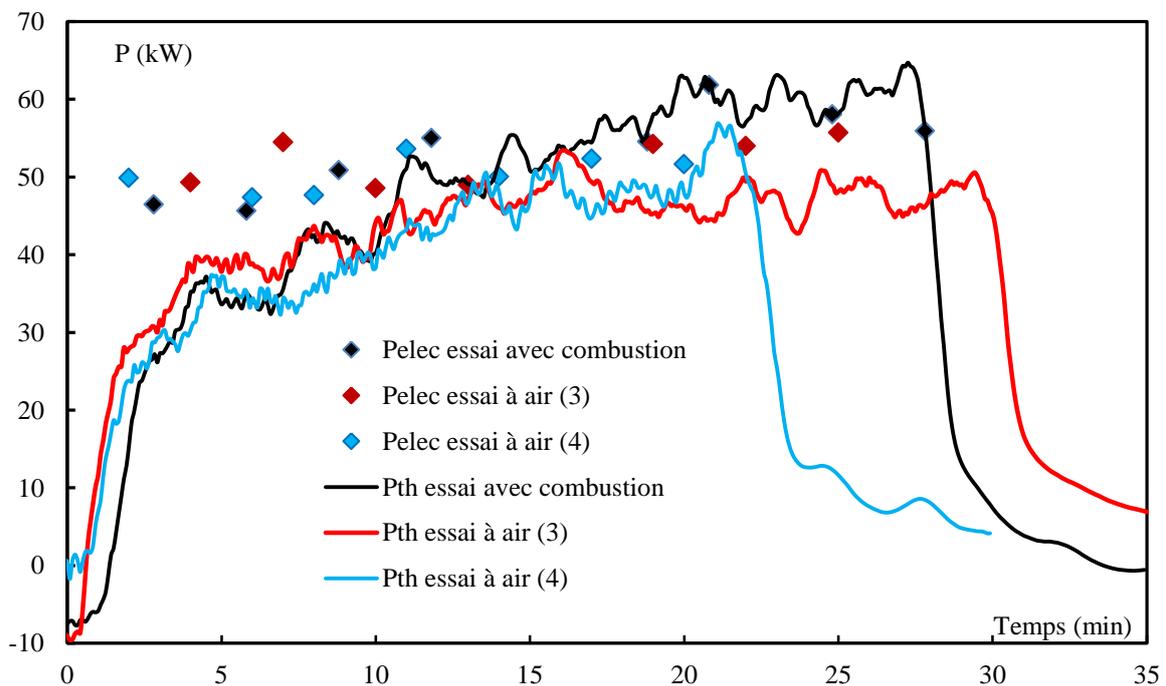


Figure 64 : Puissances thermiques et puissances électriques pour trois essais avec un mélange d'air et d'azote (Essais 3 et 4 du Tableau 18 et essai 1 du Tableau 21).

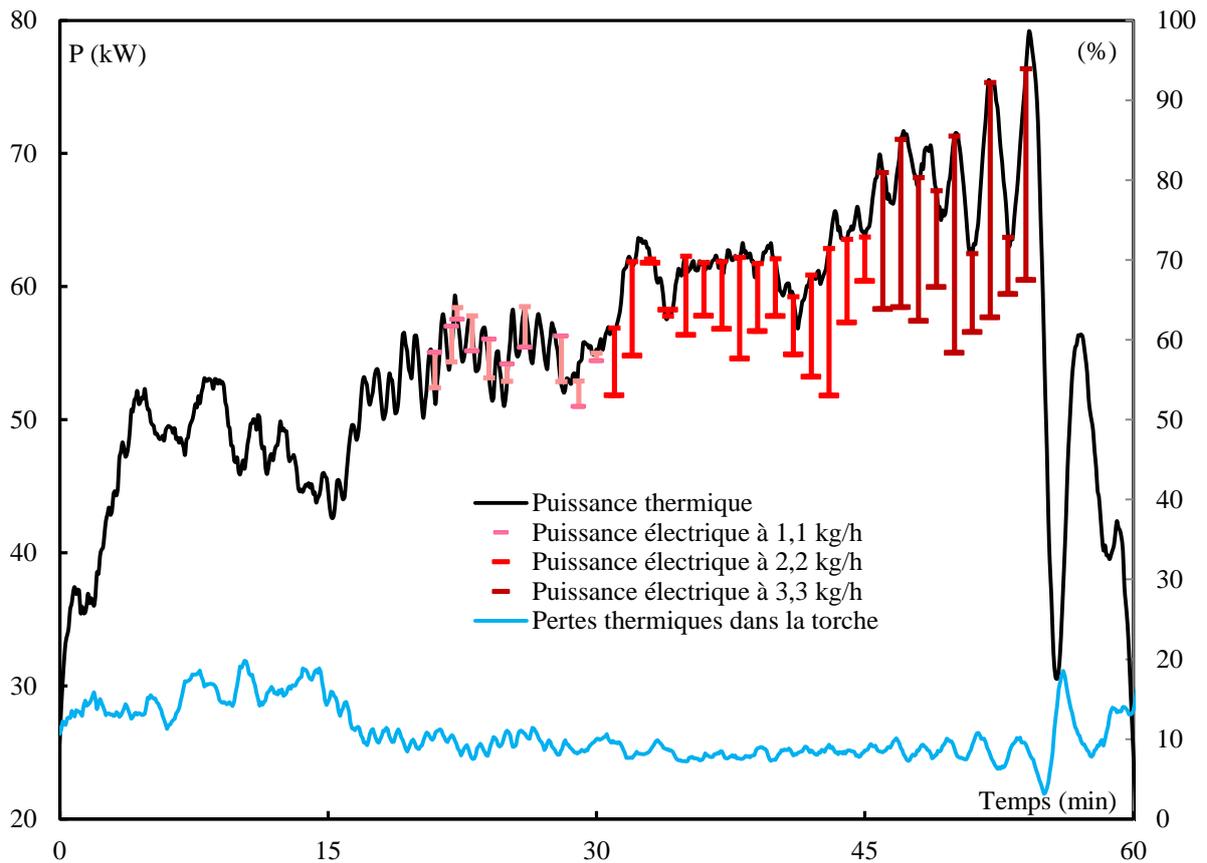


Figure 65 : Evolution de puissances thermique et électrique et des pertes thermiques dans la torche durant l'essai de combustion. Les intervalles colorés représentent l'écart entre la puissance thermique et la puissance électrique. Chaque couleur correspond à un débit de biomasse.

### 5.2.3. Analyse des gaz de combustion

L'analyse des gaz de combustion est réalisée en temps réel avec le détecteur NDIR. Comme le montre la Figure 66 et le Tableau 23, pendant les 5 premières minutes de l'essai 2, la fraction de  $\text{CO}_2$  croît progressivement jusqu'à atteindre une valeur stable de 0,35 vol%. En absence d'injection de biomasse, cette émission de  $\text{CO}_2$  provient de l'érosion des électrodes. En injectant du combustible, la valeur de  $\text{CO}_2$  croît de façon quasi-linéaire avec le débit de biomasse. La valeur moyenne par kg de bois injecté est égale à 0,37 %. Cette valeur étant proche de celle associée à l'érosion des électrodes, on peut en déduire un taux d'érosion. En effet, connaissant la concentration en atome de carbone de la biomasse testée (Tableau 2 du Chapitre I) et supposons que le rendement de la combustion est de 80 %, la concentration de 0,35 % correspond à une érosion de  $382,8 \text{ g.h}^{-1}$  pour les trois électrodes. Ceci revient à un taux d'érosion de  $127,6 \text{ g.h}^{-1}$ , ou un taux d'érosion rapporté au kWh de  $2,2 \text{ g.kWh}^{-1}$ . Cette

valeur est proche des taux d'érosion donnés dans le Tableau 22. La différence peut être due à une erreur d'étalonnage du NDIR.

On remarque également que la production d'hydrogène a la même tendance que le CO<sub>2</sub> mais avec une valeur plus faible. Le rapport entre les concentrations volumiques de CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub> est de l'ordre de 15. L'hydrogène provient majoritairement de la biomasse injectée. Le profil de production de CO est semblable mais avec des valeurs relativement faibles. On note aussi un pic de production de CO d'une valeur de 0,044 % au moment de l'arrêt du plasma qui correspond à une phase de gazéification lors du refroidissement de la torche plasma.

Tableau 23 : Composition des gaz de sortie par NDIR (les valeurs sont en pourcentage par rapport au débit total à la sortie qui contient aussi les gaz de refroidissement du filtre. Le débit totale est approximativement égal à 218 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>).

NDIR		Sans	Débit de biomasse			Moyenne <sup>i</sup> par kg
		combustion	1,1 kg.h <sup>-1</sup>	2,2 kg.h <sup>-1</sup>	3,3 kg.h <sup>-1</sup>	
	CO <sub>2</sub>	0,356	0,766	1,18	1,58	0,372
	CO	--	--	0,013	0,013	0,013
	H <sub>2</sub>	0,005	0,023	0,061	0,08	0,024

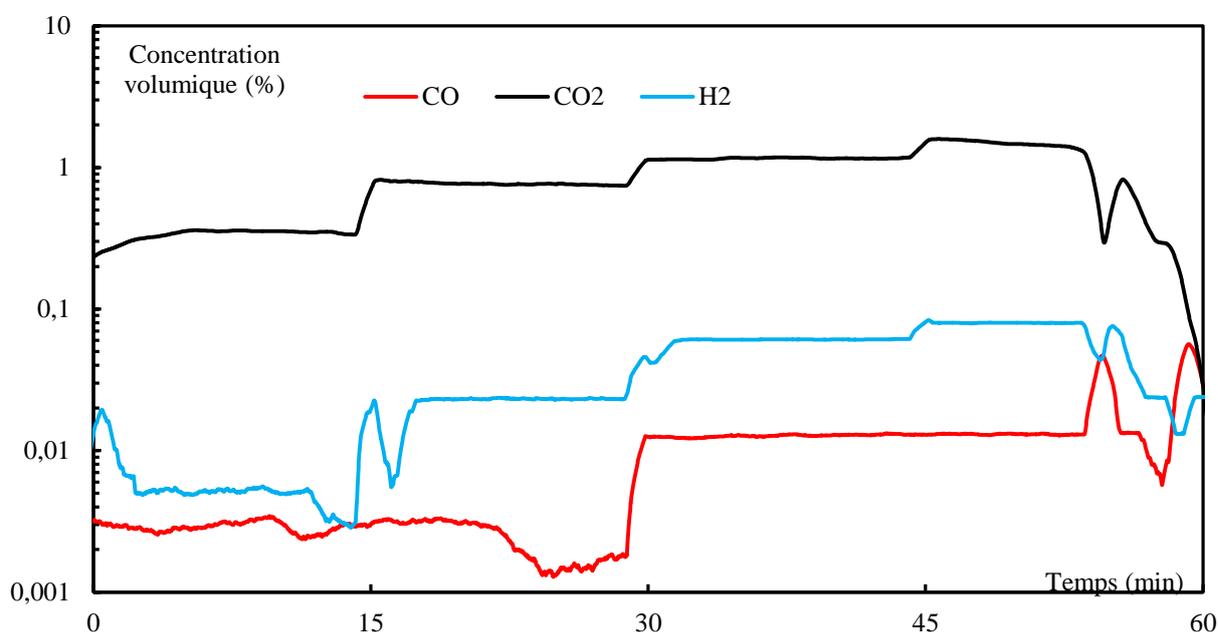


Figure 66 : Evolution des concentrations volumiques (%) du CO, CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub> dans les gaz à la sortie du filtre pendant le deuxième essai de combustion

<sup>i</sup> La moyenne par kg de combustible est calculée après soustraction de la fraction de gaz mesurée pendant la phase de fonctionnement sans combustion.

#### 5.2.4. Analyse par imagerie de la combustion de la biomasse

En passant par la zone de décharge, une grande partie de la biomasse injectée réagit avec l'air en initiant leur combustion avant de quitter le champ de visualisation de la caméra rapide (Figure 67). On estime la vitesse des particules de biomasse à  $20 \text{ m.s}^{-1}$ . Sachant que la distance séparant la zone de décharge de la section de sortie est égale à 15 cm, le temps de séjour d'une particule de biomasse dans la torche est de l'ordre de 7,5 ms. Dans un brûleur, nous aurons des temps de séjours plus importants et donc une meilleure combustion.

Visuellement, l'arrivée de la biomasse dans la zone plasma est notée par un changement instantané de sa couleur passant du violet d'un plasma d'air vers la couleur orangée d'une flamme de combustion. La Figure 68 montre cette différence de couleur. Il est initialement transparent et devient partiellement opaque. En comparant les deux photos avec combustion, cette opacité augmente avec le débit de biomasse. La température devient alors de plus en plus élevée et ceci peut expliquer l'accroissement de l'érosion avec l'augmentation de la quantité de biomasse injectée. Les vidéos en couleur de la flamme de combustion montrent des foyers de combustion autour des particules de biomasse qui se déplacent vers la zone réactive (enceinte de combustion). Une autre observation qu'on peut tirer de la Figure 68 est l'allongement important de l'arc dans cette configuration des électrodes. Même avec la quantité très faible de biomasse injectée, la flamme est intense et se projette à plus de 50 cm de la sortie de la torche.

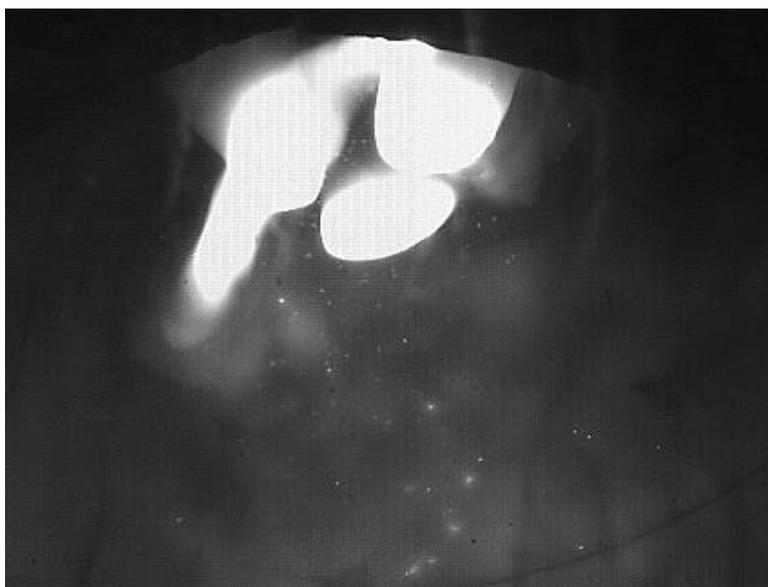


Figure 67 : Photographie de l'intérieur de la torche acquise par caméra rapide pendant l'injection de la biomasse avec un débit de  $1,1 \text{ kg.h}^{-1}$

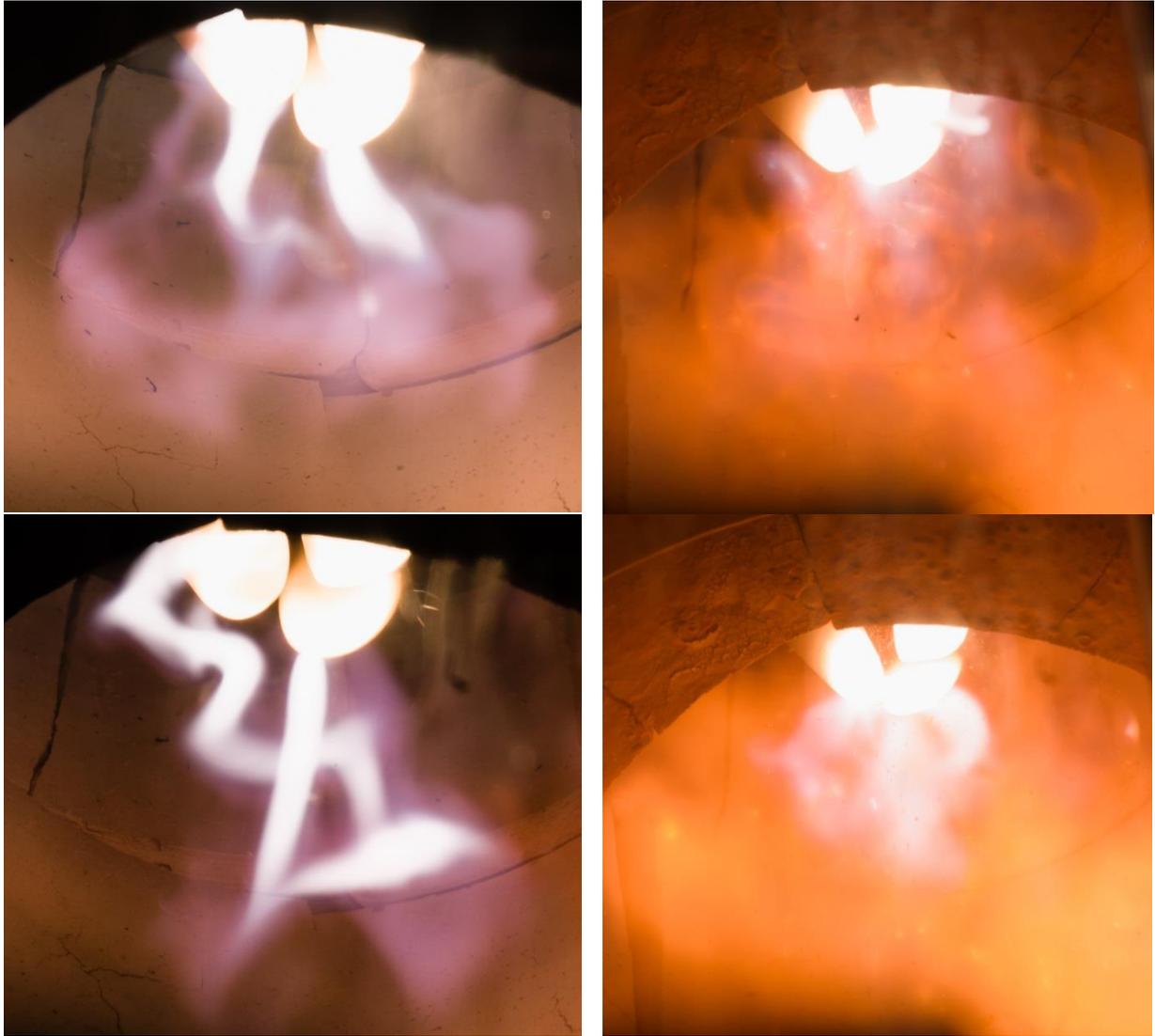


Figure 68 : Photographies de la zone d'arc dans un plasma d'air sans combustion (gauche) et avec combustion de  $1,1 \text{ kg.h}^{-1}$  (en haut à droite) et de  $2,2 \text{ kg.h}^{-1}$  (en bas à droite)

## 6. Conclusion

Les objectifs des travaux présentés dans ce chapitre consistaient à développer une nouvelle torche plasma triphasée qui réponde aux contraintes liées au fonctionnement à l'air à 100 kW: (i) minimiser l'érosion des électrodes en graphite tout en garantissant un fonctionnement à fort débit d'air et (ii) minimiser les pertes thermiques et contrôler l'écoulement plasma dans la torche pour une puissance de 100 kW.

Dans un premier temps, des essais préliminaires ont été réalisés sur la configuration initiale de la torche triphasée (électrodes coplanaires). Lors de cette étape, les taux d'érosion des électrodes en graphite ont été évalués pour différentes conditions opératoires: la nature et le débit du gaz plasmagène, les concentrations de carbone et d'oxygène au voisinage des parties chaudes des électrodes en injectant des particules de noir de carbone dans le plasma d'air. En parallèle de ces essais a été réalisée une analyse du mouvement des arcs par caméra rapide.

- *Nature du gaz plasmagène et des concentrations des espèces chimiques dans le plasma*

Dans le Tableau 24 sont résumés les taux d'érosion obtenus avec les différents gaz plasmagènes testés et avec injection de particules de noir de carbone.

Tableau 24: Taux d'érosion avec les différents gaz plasmagènes testés. Tous les essais réalisés contiennent une injection d'azote pour le gainage des électrodes avec un débit total de  $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .

Gaz plasmagènes	Unités				Valeurs			
	--	N2	CO	Air	Air avec injection de noir de carbone ; $n_C/n_{O_2} =$			
					2,1	2,5	3	3,75
Masse érodée par électrode	$\text{g} \cdot \text{h}^{-1}$	5,1	2,7	18,5	17,1	29,2	30,0	37,3
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	$\mu\text{g} \cdot \text{c}^{-1}$	7,08	3,78	25,6	23,7	40,6	41,7	51,8
Taux d'érosion rapporté à la puissance	$\text{g} \cdot \text{kWh}^{-1}$	0,283	0,17	1,06	0,9	1,62	1,67	1,87
Taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface	$\text{g} \cdot \text{kWh}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$	0,026	0,015	0,095	0,081	0,147	0,151	0,169

Le taux le plus bas est obtenu pour l'injection de monoxyde de carbone avec une valeur de  $0,015 \text{ g} \cdot \text{kWh}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Bien que le taux d'érosion à l'azote soit presque le double de celui au monoxyde de carbone, ce taux est relativement faible et l'azote peut toujours être considéré

comme gaz de gainage pour les électrodes. Parmi les solutions envisagées pour le gaz de gainage, le méthane semble une alternative possible à l'azote. Nous n'avons pas pu tester cette solution qui nécessite des dispositifs de sécurité que nous n'avons pas au laboratoire. Toutefois, nous avons fait une étude théorique du gainage des électrodes par du méthane dont les principaux résultats seront présentés dans le Chapitre III. En injectant de l'air, le taux d'érosion augmente jusqu'à  $0,095 \text{ g.kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ . L'injection de noir de carbone n'a pas permis de réduire le taux d'érosion des électrodes comme souhaité. Les résultats obtenus montrent que les conditions d'écoulement en amont de la zone de décharge ne sont pas favorables à l'oxydation partielle du noir de carbone pour la création d'une atmosphère riche en monoxyde de carbone autour des électrodes. Ceci est certainement dû à un passage trop rapide des particules de carbone dans le plasma qui jouent le rôle d'un vecteur d'énergie en l'absorbant dans la zone de décharge pour l'émettre par rayonnement plus loin. Le temps de séjour des particules injectées et les échanges thermiques entre ces particules et le gaz plasmagène sont des paramètres difficiles à maîtriser. De plus, les particules de carbone qui n'ont pas le temps de réagir chimiquement avec l'air forment un nuage opaque qui bloque le rayonnement du plasma et des parois en partie haute, ce qui change totalement le champ de température dans la torche et augmente les pertes aux parois.

- *Débit du gaz plasmagène*

Trois essais à l'air ont été réalisés pour étudier l'influence de la vitesse du gaz sur le taux d'érosion et sur les bilans thermiques. Dans le Tableau 25 sont résumés les résultats obtenus avec les différents débits de gaz plasmagène testés.

On note qu'une vitesse d'air plus importante au voisinage des électrodes augmente le taux d'érosion. Pour un débit d'air de l'ordre de plusieurs dizaines de  $\text{Nm}^3.\text{h}^{-1}$ , comme celui dont on a besoin pour la combustion dans le premier étage d'un électrobrûleur, il est nécessaire de contrôler l'aérodynamique autour des électrodes de façon à baisser la vitesse de l'air au voisinage des surfaces exposées du graphite sans réduire le débit traversant l'arc et tout en maintenant la stabilité de l'arc.

Tableau 25: Paramètres des essais de quantification de l'érosion en fonction du débit d'air et de la géométrie interne de la zone de décharge

Paramètres	Unités	Valeurs		
Débit d'azote (gainage des électrodes)	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	3	3	3
Débit d'air	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	2	4	2
Diamètre de la zone plasma	cm	6,2	10	10
Vitesse moyenne du gaz dans la zone de décharge	m.s <sup>-1</sup>	0,51	0,27	0,2
Diamètre des électrodes	mm	18	18	18
Longueur exposée	mm	15	15	15
Courant	A	200	210	200
Puissance	kW	17,5	15	16,5
Masse érodée par électrode	g.h <sup>-1</sup>	18,5	10,8	6,8
Taux d'érosion rapporté à la charge électrique	µg.c <sup>-1</sup>	25,6	14,3	9,44
Taux d'érosion rapporté à la puissance	g.kWh <sup>-1</sup>	1,06	0,72	0,41
Taux d'érosion rapporté à la puissance à la surface	g.kWh <sup>-1</sup> .cm <sup>-2</sup>	0,095	0,065	0,037
Pertes thermiques au travers des parois de la torche	%	53	64	67

A l'issue de ces essais, des bilans thermiques ont permis de déterminer la répartition des pertes thermiques sur la technologie actuelle de la torche et son rendement énergétique. Globalement, les pertes thermiques sont supérieures à 45 % de la puissance totale et ceci pour des puissances allant de 15 à 20 kW.

Comme on peut le voir dans le Tableau 25, les variations du débit d'air et de la section de passage montrent que lorsque la vitesse moyenne du gaz plasmagène baisse, les pertes thermiques croissent et peuvent atteindre 67 % de la puissance totale. Or, avec la configuration actuelle de la torche plasma, le débit d'air total ne peut pas dépasser 10 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup> car avec un débit plus élevé, la décharge devient difficile à stabiliser et l'arc s'éteint régulièrement.

En parallèle de cette étude paramétrique, nous avons analysé le mouvement des arcs par caméra rapide. Cette étude nous a permis de déterminer un diamètre moyen de l'arc situé autour de 4 mm. Nous nous baserons sur cette valeur du diamètre pour proposer un modèle simplifié de la colonne d'arc dans le chapitre III.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, en se basant sur l'étude précédente, nous avons détaillé les principales améliorations technologiques apportées dans la conception de la nouvelle torche triphasée afin de permettre son fonctionnement à l'air à 100 kW. Les solutions technologiques préconisées pour réduire l'érosion des électrodes sont

principalement : un gainage des électrodes par un gaz neutre ou réducteur, une protection chimique et/ou physique des électrodes, une augmentation du diamètre des électrodes, un contrôle de l'écoulement du flux d'air autour des électrodes ... Les solutions technologiques préconisées pour augmenter la puissance de la torche et réduire les pertes thermiques sont principalement : la modification de l'angle des électrodes en passant d'une configuration coplanaire à une configuration angulaire de 20°, la mise en place d'un isolant thermique dans la torche et la conception d'un design approprié pour contrôler l'écoulement du gaz plasma dans la torche.

Dans la dernière partie, des expérimentations réalisées avec la nouvelle torche ont permis dans un premier temps, de vérifier le bon fonctionnement des différents composants de la torche et dans un second temps, de la caractériser en fonction des conditions opératoires. Dans le Tableau 26 sont résumés les principaux résultats obtenus entre les deux designs de torche triphasée.

Tableau 26 : Comparaison ente les principales caractéristiques de l'ancienne torche coplanaire et la nouvelle torche à électrodes inclinées

Caractéristiques	Unités	Valeurs	
		Ancienne torche	Nouvelle torche (conditions testées/valeurs maximales fixées)*
Diamètre des électrodes	mm	18	25
Tension	V	90	140 / 180
Courant	A	200	300 / 360
Cos $\varphi$	--	~0,55	0,8 / 0,9
Puissance plasma maximale	kW	30	60 kW / 100 kW
Débit maximal	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	10	30 / 65
	g.h <sup>-1</sup>	18,5	81,2
Erosion des électrodes	μg.c <sup>-1</sup>	25,6	75,1
	g.kWh <sup>-1</sup>	1,06	1,42
	g.kWh <sup>-1</sup> .cm <sup>-2</sup>	0,095	0,021
Pertes thermiques	%	> 45	< 15 / 5

\* Valeurs maximales fixées lors de la phase de conception de la nouvelle torche

Les principaux résultats sont :

- La configuration avec les électrodes inclinées de 20° par rapport à l'axe de la torche permet d'atteindre des puissances plus importantes. Dans les cas testés, la puissance a été doublée, passant de 30 kW pour l'ancienne conception à 60 kW pour la nouvelle. Ce doublement de la puissance est le résultat de l'évolution de plusieurs paramètres qui sont,

d'une part des paramètres de réglage de la source électrique ou de la torche plasma tels que le courant d'arc et le débit de gaz plasma, et d'autre part, directement fonction de la configuration des électrodes tels que la tension d'arc et le facteur de puissance. L'objectif de 100 kW n'a pas encore été testé, principalement dû à la limitation du système de refroidissement actuel. Toutefois, les réglages que sont le courant et le débit d'air devraient nous permettre, dans les conditions nominales fixées (360 A et  $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) le fonctionnement de la torche à 100 kW.

- L'étude de l'érosion des électrodes montre que la masse de graphite érodée des électrodes a augmenté de  $18,5 \text{ g} \cdot \text{h}^{-1}$  à  $81,1 \text{ g} \cdot \text{h}^{-1}$  mais pour des conditions opératoires plus sévères (courant de 300 A et débit d'air de  $30 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ). Cependant, la prise en compte de la puissance électrique, de la surface exposée des électrodes et du débit d'air montre que le taux d'érosion, pondéré par ces paramètres opératoires, est plus faible pour la nouvelle torche. Il est de  $0,021 \text{ g} \cdot \text{kWh}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour la nouvelle torche contre  $0,095 \text{ g} \cdot \text{kWh}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour la torche coplanaire. L'étude faite sur l'érosion des électrodes dans le cas de la nouvelle torche montre que l'érosion principale provient de la réaction d'oxydation sur la face latérale de l'électrode qui n'est pas couverte par la protection en nitrure de bore et le gainage à l'azote. L'optimisation de la conception de la torche pour minimiser l'érosion des électrodes passera donc par une modification de cette partie afin de prolonger au maximum la protection des électrodes par un écran physique et par un gainage à l'azote avec l'isolant en nitrure de bore et aussi, par la maîtrise de l'écoulement d'air autour de la zone plasma. Cette optimisation devrait faire l'objet d'une étude ultérieure via le modèle numérique présenté dans le chapitre III.
- Les pertes thermiques ont été réduites de 55 % à moins de 15 %. Cette forte diminution des pertes est principalement due à l'intégration dans la torche d'un isolant thermique adapté aux nouvelles conditions opératoires et aussi, à l'augmentation du débit de gaz plasma, et par conséquent des vitesses du gaz dans la torche, ce qui permet de transférer le plus rapidement possible le flux d'énergie plasma dans la zone de combustion du futur brûleur sur lequel la torche sera intégrée. L'optimisation de l'efficacité énergétique de la torche passera aussi par un changement de la géométrie et des caractéristiques thermiques de cet isolant (diamètre intérieur, épaisseur, nature, ...). Cette optimisation devrait aussi faire l'objet d'une étude ultérieure via le modèle numérique présenté dans le chapitre III.

Les expérimentations réalisées avec injection de la biomasse (jusqu'à  $3,3 \text{ kg.h}^{-1}$ ) ont permis de caractériser qualitativement la combustion assistée par plasma. Les résultats montrent que nous avons une combustion quasi complète de la biomasse lors de son passage dans le plasma et que cette injection ne perturbe pas le fonctionnement de la torche, ni n'augmente l'érosion des électrodes pondérée par la puissance électrique. Au contraire, l'injection de biomasse a tendance à stabiliser le plasma ce qui permet d'écarter d'avantage les électrodes afin d'augmenter la tension d'arc et par conséquent, la puissance électrique du plasma. De plus, la combustion de la biomasse fait un apport énergétique de l'ordre de  $5 \text{ kW/kg}$ , ce qui nous permet dans notre cas, d'avoir en sortie de la torche une puissance thermique autour de  $80 \text{ kW}$  nous rapprochant ainsi de l'objectif des  $100 \text{ kW}$  initialement fixé. L'analyse par imagerie rapide nous a permis, via le suivi des particules de biomasse injectées, de visualiser les lignes de courant dans la torche. Ce sont des informations importantes sur l'écoulement dans la torche qui pourront être corrélées avec les simulations obtenues dans le chapitre III.



## Chapitre III

### Modèle numérique de l'écoulement plasma dans la nouvelle torche plasma triphasée

#### **1. Objectif de la modélisation numérique de la torche plasma triphasée**

L'objectif de ces travaux de thèse consiste à développer une torche plasma triphasée de 100 kW fonctionnant à l'air. L'étude préliminaire à l'air sur une ancienne torche triphasée conçue initialement pour fonctionner en milieu neutre, nous a permis d'identifier ses limitations, à savoir une puissance limitée à 20 kW à 200 A, un débit d'air maximal de  $10 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ , des pertes thermiques supérieures à 55 % et une forte érosion à l'air. Nous avons par la suite identifié les axes d'amélioration et préconisé des solutions technologiques pour la conception d'une nouvelle torche triphasée. Avant de réaliser les tests expérimentaux nécessaires pour la caractérisation de cette torche, nous nous proposons d'étudier cette nouvelle conception moyennant un modèle numérique.

L'objectif de notre recours à la modélisation consiste à : i) vérifier la bonne tenue thermique des différents composants de la torche sous la sollicitation thermique du plasma, ii) vérifier l'efficacité des solutions technologiques proposées et iii) étudier l'écoulement de gaz plasmagène dans la torche pour identifier les axes d'amélioration.

Pour baisser les pertes thermiques au travers des parois, nous évaluons principalement le rôle de la céramique d'isolation thermique et l'effet de l'excentricité de l'entrée d'air et des différents choix géométriques sur l'écoulement du gaz. Pour réduire l'érosion des électrodes, nous évaluons l'efficacité du gainage à l'azote en étudiant l'écoulement du film d'azote sur la surface de l'électrode et l'effet de l'injection de méthane comme gaz de gainage en étudiant le changement de la composition du gaz autour de la surface exposée des électrodes.

Dans le développement du modèle, nous avons commencé par une simplification substantielle de la colonne d'arc en la remplaçant par un domaine source dont la géométrie est inspirée des analyses des vidéos acquises par caméra rapide (analyse détaillée dans le chapitre II) et des simulations magnétohydrodynamiques réalisées dans une étude antérieure [97]. Pour la validation du modèle, la sensibilité aux variations des paramètres du modèle tels que le volume du domaine source et la valeur des forces électromagnétiques sont étudiées. Les effets des variations des paramètres physiques tels que le débit d'air et la puissance de l'arc sont également détaillés.

Dans la suite, nous avons pris en compte le rayonnement du plasma en utilisant une nouvelle base de données pour le coefficient d'absorption spectral. Ces coefficients sont moyennés en coefficients moyens d'absorption sur 6 bandes de longueur d'onde pour permettre leur intégration dans le modèle aux ordonnées discrètes à moindre coût. Cette étape est également suivie d'une étude de sensibilité sur la méthode utilisée pour moyennner, l'effet du volume du domaine source et l'impact de la discrétisation spatiale. Finalement, pour évaluer le rôle du méthane, le modèle réactionnel de Jones et Lindstedt est pris en compte pour simuler la cinétique chimique de la réaction du méthane avec l'air dans la torche.

## **2. Les modèles numériques de l'écoulement fluidique dans les torches plasma**

Avec l'amélioration des capacités de calcul, les modèles numériques de plasma d'arc, évoluent plus rapidement vers les géométries 3D et intègrent de plus en plus de phénomènes physiques comme les effets électromagnétiques, le rayonnement du plasma et la turbulence fine. Afin d'appréhender le degré de complexité de ces modèles, nous allons citer dans la suite, les principaux travaux de modélisation de décharges électriques dans les domaines DC et AC, par ordre chronologique.

Dans le domaine DC, A. Kaddani et al. [110] a présenté en 1995 un modèle MagnétoHydroDynamique instationnaire pour l'étude d'un arc dans l'argon alimenté par un courant de 200~300 A. L'écoulement étudié dans ce cas comporte un arc de 10 mm de longueur et son environnement, le tout placé dans un domaine de calcul dont les dimensions sont de 10x30x30 mm. Les simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel OMEGA et les résultats ont montré que l'ajustement de la densité de courant au niveau des électrodes a une influence importante sur la stabilité de l'arc. La cohérence des résultats a été vérifiée en les comparants avec ceux issus de simulations 2D et de travaux expérimentaux.

En 1999, A. Douce et al. [111] a proposé un modèle basé sur une géométrie axisymétrique pour décrire l'interaction entre un arc transféré dans l'argon et un bain métallique liquide. Les simulations ont été réalisées en utilisant le code ESTET pour une longueur d'arc entre 150 et 250 mm et en incluant le bain métallique et la chambre de préchauffage. La hauteur de l'ensemble des domaines modélisés est égale à 800 mm pour un diamètre maximal de 325 mm. Ce modèle a été développé pour la prédiction des champs de vitesse et de température dans le bain métallique ainsi que les paramètres électromagnétiques dans la région d'arc où le rayonnement et la vapeur métallique sont pris en compte. Les résultats de la simulation ont été vérifiés en les comparant avec des mesures expérimentales obtenues sur un four pilote.

Dans la même année et en utilisant le même code de calcul, M. Gonzales [112] a développé un modèle 3D instationnaire pour un arc de SF<sub>6</sub> dans un disjoncteur avec une attention particulière sur l'intégration des phénomènes turbulents par une approche statistique. Un an après, en utilisant le logiciel commercial de CFD FLUENT 5.0, P. Freton et al. [113] a proposé deux modèles 3D décrivant un arc transféré et un arc non-transféré dans l'argon. Tandis que les résultats du modèle de l'arc non transféré montrent une faible différence entre les modèles 2D et 3D, les différences sur les champs de vitesse et de température peuvent atteindre 50 m.s<sup>-1</sup> et 5 000 K au niveau de l'électrode.

En 2003, B. Barthelemy et al. [114] a développé un modèle pour un procédé de vitrification utilisant un plasma d'arc transféré. Pour des raisons de complexité du maillage, le réacteur modélisé contient deux électrodes parallèles (en réalité inclinées) de formes cylindriques jouant les rôles de l'anode et de la cathode. Le milieu environnant où la décharge électrique a lieu est également cylindrique avec un diamètre de 600 mm et une hauteur de 250 mm. Chaque électrode est protégée par un film d'argon et entourée de deux conduites concentriques en cuivre et en acier inoxydable avec un diamètre extérieur de 60 mm et une hauteur de 200 mm. La partie contenant le verre fondu est prise en compte dans le domaine de calcul mais découplée de la zone de décharge car il s'agit de deux phases différentes. Le rayonnement dans la zone de décharge est également intégré au modèle. La confrontation avec les mesures expérimentales issues du pilote industriel montre des résultats cohérents, à savoir : des quantités de fonte équivalentes entre le modèle et l'expérience à égale puissance.

A. Blais [115] a présenté un modèle 3D pour un arc transféré dans l'argon, d'une longueur de 10 mm et soumis à un champ magnétique. Le rayonnement est pris en compte via un coefficient

moyen d'absorption avec un rayon de plasma de 5 mm. La géométrie du modèle comprend une électrode à l'extrémité conique placée dans un volume axisymétrique. Le plan de coupe de cette géométrie est de 30x17 mm. Le modèle est implémenté sous FLUENT 5.0. Les simulations ont permis d'investiguer les effets du courant électrique et du débit du gaz sur les dimensions et la température de l'arc et les résultats sont en cohérence avec la littérature.

H-P Li et al. [116], [117] a développé un modèle MHD pour un arc non transféré dans l'argon avec une géométrie axisymétrique. Afin de prédire la position axiale du pied d'arc, le principe du minimum de Steenbeck a été utilisé. Le rayonnement est intégré au modèle et une attention particulière est accordée sur l'estimation des pertes thermiques vers le circuit de refroidissement de l'électrode. Les dimensions de la géométrie modélisée sont 24x60 mm. Les résultats obtenus après l'implémentation avec le code ESTET, ont permis de déterminer les champs de température dans le gaz, sur l'anode et sur la cathode ainsi que les valeurs de courant et de tension de la décharge. L'analyse du bilan énergétique montre que l'efficacité thermique de la torche varie entre 30 % et 40 % car plus de la moitié de la puissance totale est perdue dans le système de refroidissement de la cathode et de l'anode.

En 2011, V. Colombo et al. [118] a présenté les résultats en stationnaire et en instationnaire de deux modèles 3D MHD d'une torche jumelle DC fonctionnant à l'argon et dotée d'une cathode à pointe en tungstène et une anode cylindrique en cuivre. Les deux modèles numériques sont implémentés sous FLUENT : le premier avec l'hypothèse de l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL) et le deuxième avec la prise en compte de deux températures (2T). Les dimensions du plan médian du domaine de calcul sont identiques : 30x40 cm. Le modèle 2T donne une tension plus faible entre les électrodes ce qui montre que l'hypothèse de l'ETL peut ne pas être suffisante pour la prédiction de la puissance dans un modèle MHD.

En 2013, J. Mougnot et al. [119] a proposé un modèle 3D d'un arc transféré d'argon pour une application de soudure. Le modèle a été implémenté avec le code SATURN et prend en compte la gravité terrestre, les forces électromagnétiques, la force de Marangoni agissant sur la surface du bain de fusion ainsi que la vapeur de métal en ajustant les propriétés du gaz plasmagène. La géométrie comprend un arc de 5 mm de longueur et une pièce à souder de 5 mm d'épaisseur avec un diamètre total de 30 mm. Les résultats des simulations ont montré la faible influence de la vapeur métallique sur les propriétés de l'arc et du bain de fusion ainsi que l'importance du

choix du coefficient de tension de surface sur la forme du bain de soudage et sur le champ de vitesse.

Dans le domaine AC, moins de travaux ont été entrepris pour étudier des procédés plasma dans des géométries 3D. En 1999, B. Ravary [120] a détaillé un modèle analytique des forces électromagnétiques agissant sur la colonne d'arc pour une décharge triphasée. L'expression de cette force a été moyennée sur une période du courant pour son implémentation dans un modèle 3D d'un réacteur cylindrique où la colonne d'arc est représentée par un volume source de forme torique. Les simulations ont été réalisées avec le code FLUENT 5.0 pour de l'argon, de l'hélium et de l'azote. En ajoutant le rayonnement du gaz via le modèle DTRM, les résultats ont montré l'importante influence du rayonnement sur le champ de température des parois [121]. A notre connaissance, le travail le plus approfondi pour modéliser un système plasma triphasé est celui réalisé par Rehm et al 2013 [97]. Ici, une décharge de courant triphasé entre des électrodes en graphite est simulée sous le logiciel SATURNE dans lequel le modèle MHD a été implémenté. L'objectif de ce modèle était d'apporter une meilleure compréhension du comportement de l'arc dans différents gaz plasmagènes et d'analyser l'influence des paramètres géométriques comme l'angle entre les électrodes et la forme des pointes des électrodes ainsi que les paramètres électriques comme le courant et la fréquence. Les résultats obtenus montrent d'excellentes cohérences avec les observations expérimentales acquises avec une caméra ultrarapide. La robustesse du modèle va jusqu'à prédire les perturbations et les irrégularités de la colonne d'arc sur plusieurs périodes du courant. Néanmoins, ces résultats sont obtenus au détriment d'un temps de calcul conséquent (pouvant nécessiter plusieurs semaines) pour la simulation de quelques dizaines de périodes.

Les modélisations de l'ensemble de la torche plasma se font généralement au détriment de la finesse des résultats dans la zone de décharge et obligent souvent de se passer du modèle MHD. Les travaux d'I. Dème et al. [122], portant sur l'étude des propriétés radiatives des particules de noir de carbone dans un réacteur plasma, font appel à une représentation simplifiée de la colonne d'arc. En effet, l'arc est remplacé par un tore représentant une source de quantités de mouvement et de puissance. Bien que les résultats décrivant l'influence des particules sur les échanges thermiques dans le réacteur soient en cohérence avec les résultats expérimentaux, la caractérisation du plasma à proximité de la source ne peut pas être faite, cette approche reposant justement sur une modélisation très simplifiée de la colonne d'arc.

Notre objectif consiste à étudier l'écoulement du gaz plasmagène dans la torche pour prédire l'impact de la forte température du plasma sur les différents composants qui se trouvent en contact avec l'arc électrique comme les électrodes, à quelques millimètres comme les éléments d'isolation électrique ou à plusieurs centimètres, voire des dizaines de centimètres comme les parois intérieures de la torche et la chambre de combustion en aval. Le modèle choisi doit également nous fournir des informations sur la protection des électrodes moyennant des gainages à partir de gaz neutre ou réactif, dans une géométrie complexe et non axisymétrique. Le compromis que nous allons adopter consiste alors à proposer une forme simplifiée de la colonne d'arc, moyennée dans le temps et dans l'espace, idéalement inspirée d'une simulation MHD réalisée pour la même configuration. Ceci permettra de ne pas utiliser les équations de Maxwell dont le coût d'intégration est non négligeable en termes de temps de calcul. Un maillage hybride de plusieurs niveaux de finesse sera proposé à la suite pour affiner les résultats dans les zones critiques et étroites du modèle.

Tableau 27: Résumé des modèles 3D de plasmas d'arc

Auteur, année	Gaz et courant	Géométrie 3D et dimensions	Logiciel utilisé	Application et modèle	Référence
A. Kaddani (1995)	Argon DC	Arc : 10 mm Domaine de calcul : 10x30x30 mm	OMEGA	MHD, instationnaire, Haute pression	[110]
M. Choudhary (1997)	---	---	FLUENT	Four à arc électrique Rayonnement (modèle DO)	[123]
B. Dussoubs (1998)	DC	---	ESTET	Procédé de projection de poudre Arc soufflé	[124]
A. Douce (1999)	Argon DC	Axisymétrique Arc : longueur de 150 et 250 mm Domaine de calcul : hauteur de 800 mm et diamètre de 325 mm	ESTET	Four à arc électrique Arc transféré Modèle MHD stationnaire	[111]
M. Gonzales (1999)	SF <sub>6</sub> DC	---	ESTET	Disjoncteur	[112]
B. Ravary (1999)	Argon, Azote, Hélium AC	Axisymétrique Domaine de calcul : hauteur de 2000 mm et diamètre de 500 mm (approximatif)	FLUENT 5.0	Stationnaire Rayonnement du gaz (modèle DTRM)	[121]
P. Freton (2000)	Argon DC	Arc non transféré : géométrie axisymétrique : 13x13 mm Arc transféré : diamètre de 26 mm et hauteur de 20 mm	FLUENT 5.0	Arc transféré et arc non transféré Modèle MHD stationnaire Rayonnement du gaz (CEN)	[113]
HP. Li (2001)	Argon DC	Axisymétrique Domaine de calcul (plan) : 24x60 mm	ESTET	Arc non transféré, MHD,	[116]

I. Dème (2002)	Azote, méthane AC	Axisymétrique Domaine de calcul : hauteur de 2000 mm et diamètre de 500 mm (approximatif)	FLUENT 5.0	Réacteur de production de noir de carbone Modèle stationnaire avec rayonnement des particules	[122]
L. Klinger (2002)	Argon DC	Géométrie axisymétrique hauteur de 10 mm et diamètre de 10 mm	NSMB	Procédé de projection de poudre Modèle MHD stationnaire	[125]
B. Barthelemy (2003)	Oxygène, Argon DC	Domaine de calcul : hauteur de 250 mm et diamètre de 600 mm	ESTET	Vitrification Arc transféré	[114]
A. Blais (2003)	Argon DC	Axisymétrique Arc : longueur de 10 mm Domaine de calcul (plan) : 30x17 mm	FLUENT 5.0	Arc transféré Rayonnement du gaz (CEN)	[115]
C. Baudry (2003)	Argon, hydrogène DC	Géométrie axisymétrique Domaine de calcul : hauteur de 20 mm et diamètre de 8 mm (approximatif)	ESTET	Procédé de projection de poudre Modèle MHD instationnaire Rayonnement du gaz (CEN)	[126]
A. Kiyoumars (2009)	Air AC	Domaine de calcul : 4500x7500x8000 mm	3D-FEM	Four à arc électrique Modèle MHD stationnaire	[127]
V. Coulombo (2011)	Argon DC	Domaine de calcul : 400x300 mm	FLUENT	Torche jumelle Modèles MHD stationnaires et instationnaires à l'ETL et avec un modèle 2T	[118]
J. Mougenot (2013)	Argon DC	Arc : longueur de 5 mm Bain de fusion : hauteur de 5 mm Domaine de calcul : diamètre de 30 mm	SATURNE	Soudure Modèle MHD instationnaire	[119]
K.M. Tang (2010)	Argon DC	Domaine de calcul : 130x130x130 mm	PHOENICS	Torches jumelles pour la production de poudre Modèle MHD stationnaire	[128]
C. Rehmet (2013)	Azote AC	Domaine de calcul : hauteur de 63 mm et diamètre de 60 mm	SATURNE	Gazéification Modèle MHD instationnaire	[97]

### 3. Modèle numérique

#### 3.1. Modèle Source

« Un arc est une décharge caractérisée par les trois propriétés suivantes : (i) la densité de courant est très élevée, (ii) la plus grande partie du courant de décharge au voisinage de la cathode est transportée par les électrons issus de celle-ci, (iii) la DDP entre les électrodes est plus faible que dans les autres types de décharge » [98]. En effet, l'arc électrique peut être considéré comme une forme de décharge à fort courant dans laquelle le courant peut croître pratiquement sans limites, à l'instar de l'éclair où le courant peut dépasser  $3 \cdot 10^5$  A [129]. Un arc est composé principalement de 3 grandes parties : la zone cathodique, la colonne positive et la zone anodique comme représentées dans la Figure 69.

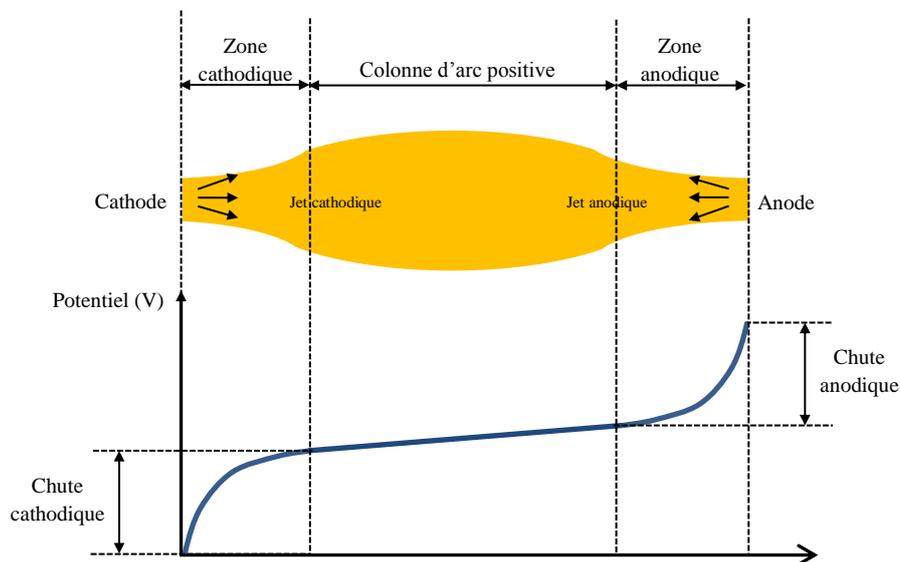


Figure 69 : Représentation schématique des différentes zones d'un arc électrique [98].

Aux bornes de la décharge, la cathode projette des électrons avec un fort courant et l'anode joue le rôle passif d'un collecteur d'électrons. La colonne positive se trouve entre la zone cathodique et la zone anodique et assure la continuité du courant électrique. Ces zones sont divisées en plusieurs sous-zones définies chacune par une longueur et une différence de potentiel caractéristiques. La zone cathodique comporte une zone de relaxation, une zone d'ionisation appelée pré-gaine et une zone de charge d'espace dite gaine, dont les ordres de grandeur des épaisseurs sont respectivement  $100 \mu\text{m}$ ,  $10 \mu\text{m}$  et  $10^{-2} \mu\text{m}$  pour une décharge à 1 bar abs. La zone cathodique ne peut pas être considérée à l'ETL car la fréquence de collision des électrons émis par la cathode n'est pas suffisante pour transmettre suffisamment d'énergie aux particules lourdes [130]. La zone anodique est également subdivisée en 3 régions ; une

gaine, une région de chute libre et une zone frontière avec dans l'ordre les épaisseurs suivantes:  $10^{-2}$   $\mu\text{m}$ , 1  $\mu\text{m}$  et 200  $\mu\text{m}$  à 1 bar absolu.

Le spot cathodique exécute un mouvement à la fois incessant et aléatoire, principalement dû à la présence de champs électromagnétiques produits par le courant d'arc [98]. La colonne positive de l'arc est proche de l'ETL et peut être considérée en transition entre le régime non-thermique et le régime thermique<sup>3</sup>. Des modèles dits à deux températures permettent d'évaluer les températures des électrons et des particules lourdes pour identifier l'état thermique de la colonne d'arc. Le passage à l'ETL a lieu pour des courants supérieurs à 1 A à la pression de 1 bar absolu.

La simplification de la colonne d'arc est principalement basée sur l'analyse du comportement de l'arc via des vidéos acquises par caméra rapide (analyse détaillée dans le chapitre II) et sur le travail de Christophe Rehmet [97] portant sur la modélisation MHD de la colonne d'arc dans la configuration d'une torche plasma alimentée en courant triphasé. Les résultats de ce modèle ont été confrontés aux résultats expérimentaux et montrent une bonne cohérence pour la prédiction du mouvement de l'arc, sa géométrie ainsi que les signaux électriques au cours de la décharge triphasée. Les instabilités et le comportement aléatoire de la colonne d'arc ont été également étudiés dans ces travaux.

L'arc est caractérisé par des jets aux électrodes qui font accélérer le plasma dans les zones anodique et cathodique à des vitesses de l'ordre de quelques centaines de  $\text{m.s}^{-1}$ , ce qui impose à l'arc une direction perpendiculaire à la surface de l'extrémité de l'électrode. L'effet Maecker est à l'origine de cette accélération du gaz qui se produit sous l'effet de la restriction de la section de passage du courant à l'interface arc-électrode. Les jets aux électrodes sont largement influencés par la température des électrodes. Pour un courant imposé de 400 A, la simulation MHD [131] donne une vitesse de jet de l'ordre de  $360 \text{ m.s}^{-1}$ . Des vitesses plus élevées peuvent être rencontrées pour des courants plus forts et peuvent même donner lieu à des ondes de choc. Le rayon de l'arc dans ces mêmes conditions est compris entre 3 et 4 mm. La température maximale atteinte est autour de 17 500 K et la densité de courant est proche de  $5.10^7 \text{ A.m}^{-2}$ .

Comme l'hypothèse stationnaire a été adoptée, nous cherchons pour notre modèle simplifié une structure statique moyennée de la colonne d'arc qui nous permettra de retrouver les

---

<sup>3</sup> Régime de la décharge dans lequel toutes les espèces de particule (électrons, ions, atomes, molécules) ont des températures voisines.

conditions de température et de vitesse au voisinage de la colonne d'arc sans le coût de calcul du modèle MHD.

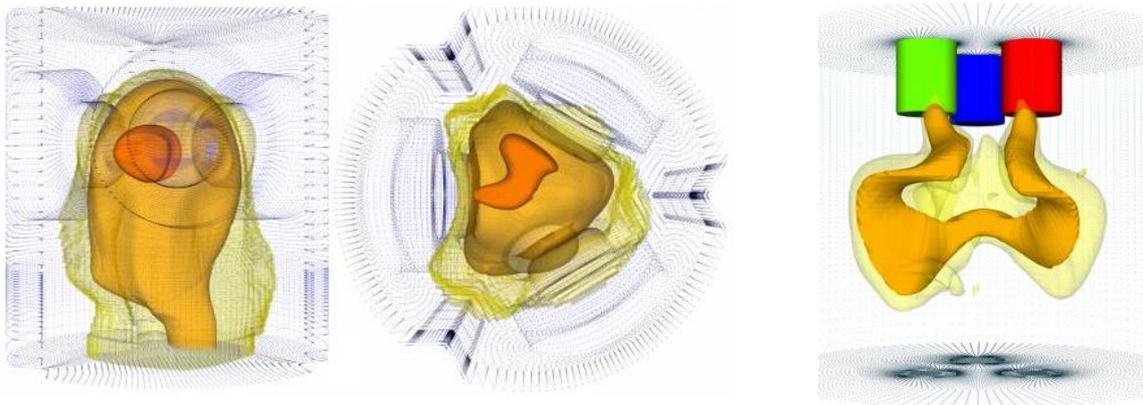


Figure 70 : (Gauche et centre) Arc représenté par des iso-surfaces de température à 15 000 K, 10 000 K et 5 000 K dans une configuration coplanaire des électrodes, (Droite) Arc représenté par des iso-surfaces de température à 8 000 K et 5 000 K dans une configuration parallèle des électrodes.  
Résultats issus du modèle MHD de la thèse de Christophe Rehmet [131].

La forme de la colonne d'arc dépend de l'ensemble des forces qui lui sont appliquées. Ce sont principalement la force hydrodynamique provenant du mouvement du gaz et les forces électromagnétiques. Bien que la force hydrodynamique ait une influence sur la stabilité de la colonne d'arc, ce sont principalement les forces électromagnétiques qui définissent la forme de la colonne d'arc. En effet, comme le montre la Figure 70, lorsque les électrodes sont dans une configuration coplanaire, la force de Lorentz a un impact minimal sur la colonne d'arc car la direction imposée par les jets aux électrodes laisse l'arc confiné dans la zone inter-électrodes. Ceci est dû au fait qu'un conducteur de courant rectiligne n'a pas d'effet déviant sur lui-même. Par contre, lorsque les électrodes sont dans une configuration angulaire, la force provenant de l'effet Maecker n'est pas dirigée vers les électrodes et la colonne d'arc s'allonge plus avant d'assurer la fermeture électrique entre l'anode et la cathode. La forme incurvée de l'arc initialement imposée par ces jets, rend la force de Lorentz plus importante, ce qui à son tour induit un mouvement centrifuge à l'arc (Figure 71) [132].

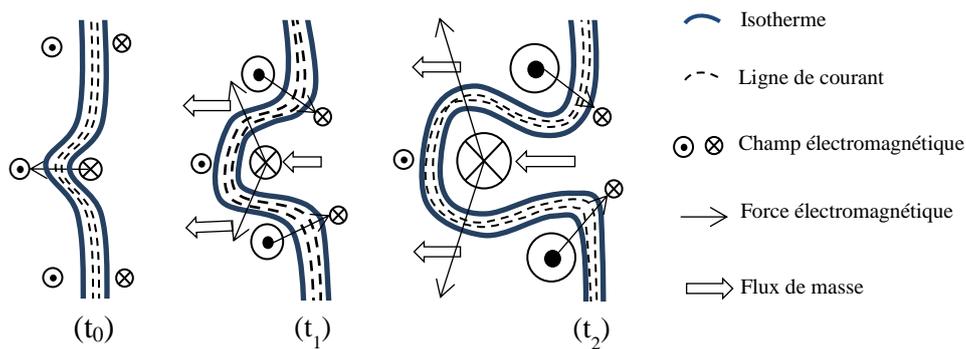


Figure 71: Illustration des mécanismes conduisant à la déformation de l'arc sous l'effet de la force électromagnétique et du flux de masse

Bien que la décharge possède une certaine instabilité sur un laps de temps supérieur à une période de courant, des formes statistiquement prépondérantes caractérisent la colonne d'arc comme celle qu'on observe dans la Figure 70 pour la configuration parallèle. Cette silhouette sera simplifiée par une approximation filaire de la colonne d'arc ayant un rayon unique quelle que soit la position curviligne sur la colonne. En réalité, pour chaque période de courant, 6 arcs ont lieu successivement entre les 3 électrodes qui sont alternativement cathode et anode. Un seul arc existe à la fois. En utilisant l'hypothèse de stationnarité où on néglige la fréquence du courant, on suppose que les arcs coexistent entre les trois électrodes et occupent toujours le même volume. Cette hypothèse est justifiée par les résultats de l'analyse statistique du comportement de l'arc détaillé dans le chapitre II. En effet, les densités de probabilité des principaux paramètres décrivant l'arc (position du centre de l'arc, la direction de mouvement, son rayon de courbure et sa vitesse) montrent des allures gaussiennes. Ceci montre qu'il existe une forme statistiquement probable qu'on peut associer à l'arc dans une approche stationnaire [133]. La forme qui en résulte selon la Figure 72 est proche d'un tore avec des pieds d'arc colinéaires avec les axes des électrodes. Ce volume est défini pour la suite comme étant la source de puissance et de quantité de mouvement et représente la colonne d'arc.

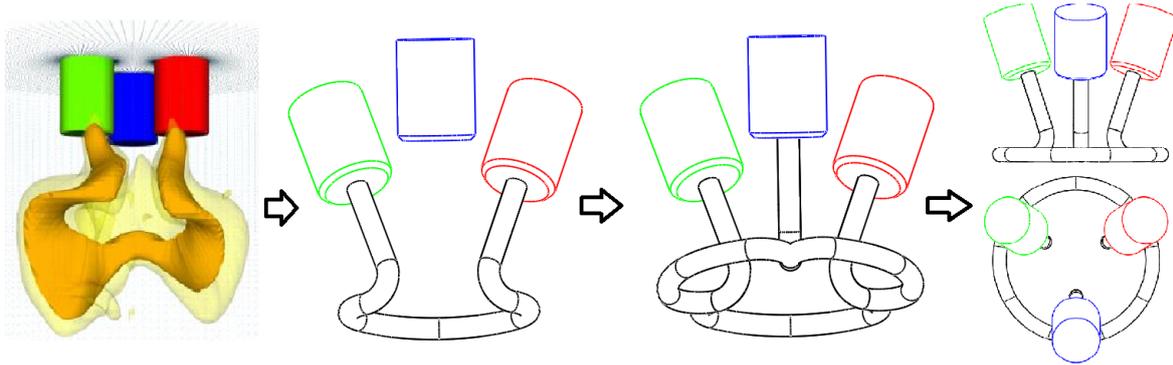


Figure 72 : Illustrations des hypothèses de simplification de la colonne d'arc en un volume torique avec des pieds d'arc linéaires (forme prépondérante issue de la simulation MHD, approximation filaire de la forme de l'arc, hypothèse de stationnarité et vues de face et de dessus de la colonne simplifiée)

### 3.2. Hypothèses de calcul

L'objectif de cette simulation consiste à prédire le comportement de l'écoulement du plasma, quantifier les pertes thermiques au travers des parois et comprendre l'interaction du gaz plasmagène avec les différents organes de la torche. Afin d'obtenir des résultats fiables mais avec un coût de calcul réduit, les hypothèses et les simplifications suivantes ont été posées.

Pour des raisons de simplification, seulement un tiers de la torche est pris en compte afin de réduire le temps de calcul et le poids du maillage. Cette hypothèse reste discutable car, bien que la géométrie présente une symétrie de rotation de  $120^\circ$ , elle implique que les effets de la force hydrodynamique des deux autres entrées soient pris en compte mais avec une symétrie imposée. La deuxième hypothèse consiste à supposer que l'écoulement de gaz plasmagène tend vers un état stationnaire. En réalité, la périodicité du courant imposé et la nature de la décharge triphasée donnent lieu à des forces hydrodynamiques dues aux jets aux électrodes, à des forces électromagnétiques principalement liées au potentiel électrique et à la force de Lorentz qui ne sont pas constantes et dépendent d'un grand nombre de paramètres, mais qui n'obéissent pas à la périodicité imposée par la source et présentent certains aspects aléatoires. Ainsi, inclure la périodicité dans la simulation ne permettrait pas une représentation plus fidèle de l'écoulement plasma dans la torche. On suppose alors que l'ensemble des phénomènes instationnaires est confiné dans le domaine source qui sera l'origine de la puissance électrique de la décharge et de la quantité de mouvement induite par les différentes forces électromagnétiques. Cette hypothèse sera discutée par la suite et une étude paramétrique a été réalisée pour évaluer la robustesse de cette hypothèse. La troisième hypothèse revient à supposer que l'équilibre thermodynamique local (ETL) est vérifié dans le

plasma, ce qui permet de définir une température unique pour toutes les espèces présentes en chaque point du domaine de calcul. Le gaz est également considéré incompressible car le nombre de Mach est supposé inférieur à 0,3. Dans le paragraphe ci-dessous sont détaillés les différents modèles et équations de transfert.

### **3.3. Géométrie et maillage**

La géométrie à modéliser représente le tiers de la géométrie réelle et contient donc une seule électrode avec son élément d'isolation électrique en Nitrure de Bore comme l'indique la Figure 73. Les éléments restants (corps métallique de la torche, céramique d'isolation thermique, domaine fluidique du gaz, domaine fluidique de l'eau de refroidissement) sont découpés de façon que le plan formé par l'axe principale de la torche et l'axe de l'électrode soit un plan de symétrie. Dans l'optique de gagner du temps de calcul, la géométrie a été simplifiée par rapport à la conception réelle de la torche. En effet, les éléments de jonction sont supprimés et le circuit d'eau ainsi que les entrées de gaz sont simplifiés.

La géométrie a été générée et traitée sous le logiciel de CAO SolidWorks puis transférée vers la plateforme ANSYS pour le maillage. Les Figure 73 montrent les différents sous-domaines pris en compte dans la simulation. Au vu de la complexité du maillage, il est très difficile de choisir un maillage structuré, hexaédrique par exemple, malgré l'avantage qu'il présente en termes d'économies de temps de calcul et de mémoire. Le choix s'est orienté naturellement vers un maillage tétraédrique non-structuré. Les éléments de ce maillage sont générés automatiquement, de façon arbitraire et sans aucune contrainte quant à leur disposition, permettant de mieux suivre les courbures et les singularités de la géométrie. Contrairement à un maillage structuré où la connectivité entre les nœuds est par définition implicite et dont le fichier de maillage se résume à une simple liste de nœuds, le maillage non-structuré présente une information géométrique sur les sous domaines et une information topologique sur la connectivité entre les nœuds. Afin d'optimiser ce maillage, des inflations<sup>4</sup>, au niveau des surfaces de contact entre les domaines fluides et les domaines solides, ont été ajoutées pour une meilleure prédiction fluidique des couches limites et le nombre de nœuds dans la zone de la source volumique a été augmenté afin de réduire le gradient de température entre les nœuds voisins et ainsi réduire les erreurs par diffusion numérique. Le maillage a été suffisamment raffiné et nous nous sommes assuré que l'erreur induite par le maillage choisi est acceptable.

---

<sup>4</sup> Une inflation de maillage sur un nombre de couches permet d'avoir une épaisseur croissante des mailles partant de l'interface du volume sélectionné vers l'intérieur de ce volume. Cette méthode est généralement utilisée pour améliorer la résolution au niveau des couches limites ou au niveau des interfaces entre les différents volumes.

La distance maximale entre les nœuds est autour de 0,005 m et le nombre total de nœuds est égal à 375 000.

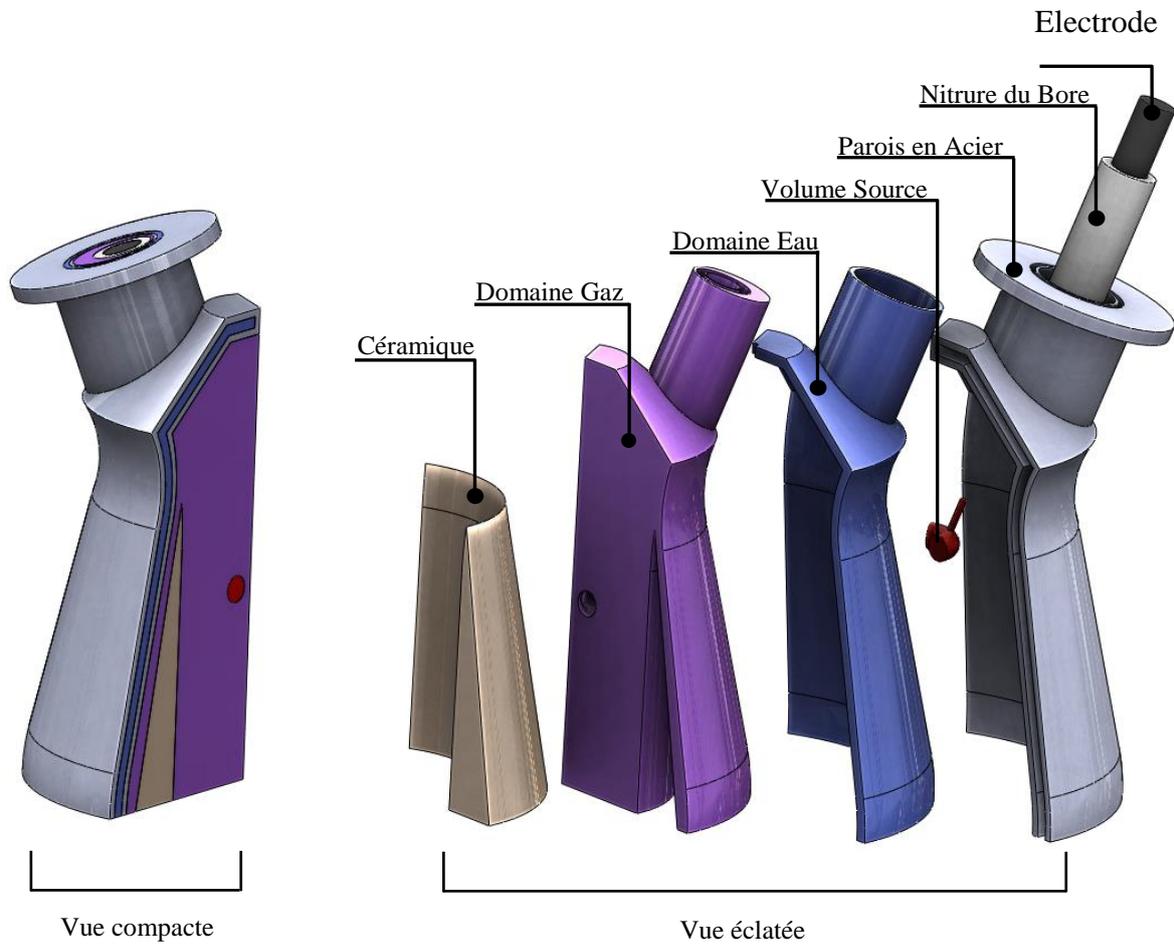


Figure 73 : Géométrie de la torche en vues compacte et éclatée (le tiers modélisé)



Figure 74 : Coupe verticale du domaine de calcul maillé

### 3.4. Equations de Navier Stokes

En tenant compte des hypothèses énoncées dans la section précédente, les équations de Navier-Stokes pour un mélange de plusieurs espèces sont considérées.

*Conservation de la masse*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0 \quad (\text{III.1})$$

$\rho$ ,  $t$  et  $\vec{V}$  sont respectivement la masse volumique, le temps et le vecteur vitesse

*Conservation des espèces chimiques (cas de plusieurs gaz)*

$$\frac{\partial(\rho u_i m_j)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho D_{ei} \frac{\partial m_j}{\partial x_i} \right) + S_i, \quad i \in [1, N - 1] \quad (\text{III.2})$$

$$\rho = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{m_i}{\rho_i}} \quad (\text{III.3})$$

où  $m_i$  est la masse de l'espèce  $i$  et  $D_{ei}$  est le coefficient de diffusion totale de l'espèce  $i$ .

*Conservation de la quantité de mouvement*

Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, les différents termes représentent respectivement l'accélération instationnaire, l'accélération convective, la dissipation liée au tenseur de contrainte en incluant les effets de la viscosité et de la pression dans le fluide agissant de façon isotrope et finalement, le terme source  $M^*$  à définir plus tard pour prendre en compte les forces électromagnétiques dans le gaz.

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{V} \times \vec{V} + \overrightarrow{\text{grad}} p - \overrightarrow{\text{div}} \bar{\tau} - M^* = 0 \quad (\text{III.4})$$

où  $p$  et  $\bar{\tau}$  sont respectivement la pression et le tenseur de contrainte.

*Conservation de l'énergie*

L'équation de bilan de l'enthalpie stipule que la variation temporelle de l'enthalpie est la somme de l'énergie perdue par convection, la dissipation par diffusion, la présence d'un éventuel terme source  $h^*$  et la dissipation par rayonnement.

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} h) + \text{div} \left( \frac{\lambda_c}{C_p} \overrightarrow{\text{grad}} h \right) - \text{div}(\bar{\tau} \cdot \vec{V}) - \rho h^* + S_{rad} = 0 \quad (\text{III.5})$$

où  $h$ ,  $\lambda_c$  et  $C_p$  sont respectivement l'enthalpie, la conductivité thermique et la capacité calorifique.

### 3.5. Modèle de turbulence

« L'écoulement d'un fluide est dit turbulent si son mouvement est tridimensionnel, rotationnel, intermittent, très désordonné, diffusif et dissipatif » [134]. Cette simple définition révèle la complexité de la turbulence et le challenge qu'on rencontre pour prédire avec précision les propriétés d'un écoulement turbulent. En effet, la modélisation de la turbulence est très importante aux échelles industrielle et académique car elle permet de réduire les dépenses en évitant la fabrication de prototypes, et transforme entièrement des technologies en offrant une meilleure appréhension des phénomènes qui régissent la turbulence. Dans l'industrie, l'approche de la turbulence est double, à savoir que l'on cherche à en éviter ou à en limiter les effets lorsqu'ils génèrent des pertes de charge, mais à l'inverse, on profite en général très largement de ses capacités diffusives dès lors qu'il s'agit de phénomènes de transferts dans les fluides (transferts de masse, d'espèces et de chaleur principalement). Afin de répondre à ces besoins, plusieurs approches ont été développées pour fournir les informations nécessaires à la compréhension des processus de la turbulence sans aller jusqu'à la prédiction de chaque tourbillon comme le propose l'approche DNS (Simulation Numérique Directe) qui pousse la finesse du maillage jusqu'à l'échelle de Kolmogorov. L'approche RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) est développée dans cette optique en partant des équations de Navier-Stokes et en introduisant une décomposition de Reynolds de la vitesse. Pour la fermeture du système d'équations, l'approche RANS contient plusieurs catégories : les modèles algébriques (à zéro équation), à demi-équation, à une équation et les plus répandus et les plus fiables, les modèles à deux équations.

Ces modèles à deux équations utilisent, en plus des équations moyennées de Navier-Stokes, deux équations de transport pour deux propriétés caractérisant la turbulence. La première est principalement l'énergie cinétique de la turbulence ( $k$ ) et la deuxième est choisie parmi une multitude de paramètres comme le taux de dissipation de l'énergie turbulente ( $\varepsilon$ ), l'échelle de longueur ( $l$ ), l'échelle de temps ( $\tau$ ), le taux de dissipation spécifique ( $\omega$ ) ... Les modèles à deux équations les plus utilisés pour les calculs CFD sont principalement les modèles  $k$ - $\varepsilon$  et  $k$ - $\omega$ . Il n'y a pas de raisons pour cette préférence, mais ces modèles sont si largement testés que leurs comportements pour une large gamme de problèmes physiques sont connus d'avance [135].

Le modèle  $k$ - $\omega$ , initialement proposé par Kolmogorov en 1942, ayant connu plusieurs améliorations au cours des années dont la dernière est celle de Wilcox en 2006, présente, dans

certaines applications, un meilleur degré de fiabilité que les autres modèles mais souffre de faiblesses dans les cas de simulations de jets aux libres parois, ce qui sera notre cas en prenant en compte l'interaction entre le jet plasma et le mélange primaire du brûleur [136].

D'autre part, le modèle k-ε est recommandé, au moins pour des estimations globales, pour des simulations multiphasiques, de combustion ou des écoulements avec des réactions chimiques. Il montre une robustesse dans la reproduction de l'écoulement dans la zone d'interaction entre le jet de plasma et le gaz qui l'entoure. De plus, bien qu'il ne soit pas en mesure de reproduire très finement le comportement de l'écoulement en présence de chimie rapide, ses résultats restent tout à fait fiables et offrent une prédiction satisfaisante de l'écoulement plasma [137]. Initialement établi pour des gammes de Reynolds élevées, ce modèle a subi plusieurs améliorations comme le « Realizable k-ε » ou encore le RNG k-ε (acronyme anglais : Renormalization Group k-ε). Ce dernier, permet une meilleure prédiction des recirculations entre des écoulements séparés et il est valable pour un large intervalle de nombre de Reynolds [138]. Le modèle RNG k-ε est choisi pour la simulation de l'écoulement plasma considéré comme un écoulement séparé du gaz frais injecté par les entrées, étant données les différences entre les propriétés physiques des deux états.

Ce modèle est sans doute le plus utilisé et testé des modèles de turbulence et se base sur la définition de la viscosité cinématique turbulente :

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III.6})$$

où  $C_\mu$ ,  $k$  et  $\varepsilon$ , sont respectivement une constante, l'énergie cinétique de la turbulence et le taux de dissipation turbulente.

Les deux équations de transports sont celle de l'énergie cinétique de la turbulence ( $k$ ), et celle du taux de dissipation turbulente ( $\varepsilon$ ) [135], obtenues en décomposant la vitesse dans les équations de Navier-Stokes en termes moyennés et fluctuants:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (\text{III.8})$$

Dans ces deux dernières équations,  $R_\varepsilon$  est un terme correcteur de  $C_{2\varepsilon}$ . Les termes  $G_k$  et  $G_b$  représentent la génération de l'énergie cinétique de turbulence respectivement par effet du gradient transversal de vitesse et par flottabilité et peuvent être déduits des relations suivantes :

$$G_k = 2\mu_t S_{ij} S_{ij}, \quad G_b = \beta g_i \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (\text{III.9})$$

La viscosité effective  $\mu_{\text{eff}}$  étant la somme de la viscosité moléculaire  $\mu$  et de la viscosité turbulente  $\mu_t$  [139] où  $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$ . Les termes  $\alpha_k$  et  $\alpha_\varepsilon$  sont les nombres de Prandtl pour  $k$  et  $\varepsilon$  et valent 0,72. Finalement les constantes du modèle RNG  $k$ - $\varepsilon$  utilisées dans FLUENT sont  $C_{1\varepsilon}=1,42$ ,  $C_{2\varepsilon}=1,68$  et  $C_\mu=0,0845$ .

### 3.6. Modèle de rayonnement

Le rayonnement d'un gaz atomique à haute température est principalement dû aux changements d'état électronique de l'atome. Ces variations peuvent être séparées en trois catégories : des transitions libre-libre, liée-libre et liée-liée. La première catégorie de transition a lieu lorsqu'un électron libre dans le gaz chaud interagit avec un ion ou un atome neutre. Une raie est alors émise lorsque l'électron libre est freiné à cause de son interaction avec le champ électrique de l'ion ou par collision avec l'atome neutre. La deuxième catégorie de transition électronique concerne le changement d'état d'un électron de deux façons possibles. La première possibilité a lieu lorsqu'un électron libre est capturé par un ion en émettant un photon. Cette situation ressemble à la transition libre-libre puisque l'électron est également freiné par le champ électrostatique de l'ion sauf que dans ce cas il perd suffisamment d'énergie par rayonnement pour se placer dans une orbite stable de l'ion. Ce phénomène est appelé la recombinaison radiative (en anglais « radiative recombination ») [140]. La deuxième possibilité, est l'inverse où un électron attaché à un atome dans un état énergétique élevé, absorbe une énergie qui dépasse la limite d'ionisation, lui permettant de quitter son orbite et de devenir un électron libre. Ce processus est appelé la photo-ionisation. En ce qui concerne la troisième catégorie de transition électronique participant au rayonnement, elle est complètement caractérisée par le changement d'état électronique dans l'atome. Ainsi, les électrons à haut niveau énergétique peuvent passer à un niveau plus bas en émettant un photon et de façon inverse, en absorbant un photon. Comme les électrons ne peuvent occuper que des états énergétiques discrets, l'énergie émise ou absorbée par ces transitions sont similairement discrètes et donne lieu à un rayonnement spectral caractérisé

par des pics élevés en émission ou en absorption. Les transitions électroniques liée-libre et liée-liée participent principalement au continuum de radiation dans l'ultraviolet et le visible tandis que la transition libre-libre est plus dominante dans l'infrarouge [141].

Le processus de rayonnement pour les molécules diffère un peu de celui des atomes à cause de modes de stockage d'énergie supplémentaires. En effet, en plus de son état électronique, l'énergie interne d'une molécule est fonction de ses niveaux d'énergie vibrationnelle et rotationnelle des atomes la constituant. Contrairement aux transitions de type liée-liée, la masse élevée des atomes en déplacement a pour conséquence l'existence d'un large nombre de transitions discrètes résultant de la multiplicité des passages possibles entre des états énergétiques très rapprochés. Pour une molécule diatomique, une transition de vibration est caractérisée par un quantum d'énergie plus important que celui associé à une transition de rotation. Il en découle que, pour un état vibratoire donné, on observe la multiplicité des états rotationnels possibles pour la molécule. Ce qui a pour conséquence un regroupement par paquets des systèmes de raies d'émission/absorption correspondantes. Ainsi, les lignes spectrales liées aux changements de niveaux d'énergie vibrationnelle sont observées dans l'infrarouge tandis que celles liées au changement de niveaux d'énergie rotationnelle sont plutôt observées dans l'infrarouge lointain. Néanmoins, ces différentes transitions de niveaux énergétiques se chevauchent généralement entre elles. Ainsi, les transitions électroniques moléculaire sont généralement accompagnées par des transitions vibrationnelles et rotationnelles [142].

En premier lieu, l'absorption du rayonnement dans le plasma peut être négligée car le plasma est considéré comme un milieu optiquement mince [138] mais l'investigation de l'interaction du plasma avec les différents éléments de la torche plasma comme les parois extérieures et les éléments d'isolation thermique et électrique, nécessite la prise en compte du rayonnement. D'ailleurs, la fraction du rayonnement émise par le plasma peut constituer une part significative de l'énergie injectée, par exemple jusqu'à 38% de la puissance de la source comme le montre T. Iwao et al. pour une torche plasma à l'argon de 4400 W dotée d'une source électrique à 100 A [143].

L'équation de transfert radiatif dite aussi équation de transfert des photons, définit, dans un point de l'espace, la variation de la luminance monochromatique directionnelle  $L_\lambda$  au travers d'une surface élémentaire  $s$  et dans la direction angulaire  $\omega$  pour un milieu qui émet, diffuse et absorbe.

$$\begin{aligned} & \frac{dL_\lambda(s, \vec{\omega})}{ds} + (\kappa_\lambda + \sigma_s)L_\lambda(s, \vec{\omega}) \\ &= \kappa_\lambda n^2 L_\lambda^0 + \frac{\sigma_s}{\pi} \int_0^{4\pi} L_\lambda(s, \vec{\omega}^i) \Phi(\vec{\omega} \rightarrow \vec{\omega}^i) d\Omega' \end{aligned} \quad (\text{III.10})$$

$$L_\lambda^0 = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1} \quad (\text{III.11})$$

Dans l'équation (10),  $L_\lambda^0$  représente le rayonnement de corps noir défini selon la loi de Planck,  $\kappa_\lambda$  le coefficient d'absorption spectral,  $n$  l'indice de réfraction du milieu et  $\sigma_s$  le coefficient de diffusion. Les termes à gauche représentent dans l'ordre : la variation de la luminance le long de  $s$  et les pertes d'intensité par absorption et par diffusion, quant aux termes à droite, ils représentent respectivement l'émissivité telle qu'elle est définie par la loi de Kirchhoff et l'accroissement par diffusion. En d'autres termes, la luminance est augmentée par l'émission et la diffusion est atténuée par l'absorption et la diffusion du volume de gaz contenu entre les deux plans séparés par les positions  $s$  et  $ds$ . Vu qu'à ce stade nous n'introduisons pas des particules solides pour la combustion, la diffusion peut être négligée.

Le paramètre le plus critique dans l'ETR est le coefficient d'absorption du gaz qui varie en fonction de la longueur d'onde et de la température [144]. Un éventail large de bases de données pour les coefficients d'absorption spectroscopiques de l'air existe actuellement, mais chacune avec ses spécificités.

Les premiers travaux fut développés au « U.S. Weather Bureau » en 1960 par R.E. Meyerott et al. Ils ont permis d'élaborer des tables de coefficient d'absorption pour l'air sec de 1 000 K jusqu'à 12 000 K, pour une densité relative de  $10^{-6}$  à  $10^{-4}$  et dans l'intervalle de longueur d'onde de  $[0,1167 ; 1.9837]$   $\mu\text{m}$  sur 41 bandes. Le modèle entrepris prend en compte les radiations discrètes des espèces diatomiques suivantes : NO (beta et gamma),  $\text{O}_2$  (Schumann-Runge),  $\text{N}_2$  (première et deuxième transitions positives) et  $\text{N}_2^+$  (première transition négative) ainsi que les radiations continues des espèces monoatomiques suivantes :  $\text{O}^-$  (absorption du photo-détachement), N, O (absorption photo-électronique des états excités) et les absorptions électroniques de type libre-libre [145]. La moyenne de Planck du coefficient d'absorption obtenu dans ces travaux est présentée dans le Tableau 28. Ces valeurs ont été compilées jusqu'à 24 000 K [146].

Tableau 28 : Coefficient d'absorption moyenné de l'air (moyenne de Planck) en fonction de la température et de la densité relative du gaz (par rapport à celle au niveau de la mer) en  $\text{cm}^{-1}$  [144].

T	$\kappa$							
	Densité							
	$10^1$	$10^0$	$10^{-1}$	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$
1 000 K	$1,077 \cdot 10^{-10}$	$3,401 \cdot 10^{-12}$	$1,077 \cdot 10^{-13}$	$3,401 \cdot 10^{-15}$	$1,077 \cdot 10^{-16}$	$3,401 \cdot 10^{-18}$	$4,682 \cdot 10^{-20}$	$1,479 \cdot 10^{-21}$
2 000 K	$7,366 \cdot 10^{-9}$	$7,371 \cdot 10^{-10}$	$7,366 \cdot 10^{-11}$	$7,366 \cdot 10^{-12}$	$7,311 \cdot 10^{-13}$	$7,189 \cdot 10^{-14}$	$6,802 \cdot 10^{-15}$	$5,697 \cdot 10^{-18}$
3 000 K	$1,8227 \cdot 10^{-4}$	$1,780 \cdot 10^{-5}$	$1,651 \cdot 10^{-6}$	$1,306 \cdot 10^{-7}$	$6,636 \cdot 10^{-9}$	$1,616 \cdot 10^{-10}$	$3,001 \cdot 10^{-13}$	$6,915 \cdot 10^{-14}$
4 000 K	$1,463 \cdot 10^{-2}$	$1,137 \cdot 10^{-3}$	$5,651 \cdot 10^{-5}$	$1,477 \cdot 10^{-6}$	$3,302 \cdot 10^{-8}$	$9,372 \cdot 10^{-10}$	$3,680 \cdot 10^{-11}$	$2,164 \cdot 10^{-12}$
6 000 K	$2,906 \cdot 10^{-1}$	$9,443 \cdot 10^{-3}$	$2,761 \cdot 10^{-4}$	$1,144 \cdot 10^{-5}$	$9,069 \cdot 10^{-7}$	$6,699 \cdot 10^{-8}$	$2,532 \cdot 10^{-9}$	$8,027 \cdot 10^{-11}$
8 000 K	$5,900 \cdot 10^{-1}$	$2,149 \cdot 10^{-2}$	$1,122 \cdot 10^{-3}$	$6,037 \cdot 10^{-5}$	$2,062 \cdot 10^{-6}$	$6,347 \cdot 10^{-8}$	$1,915 \cdot 10^{-9}$	$2,600 \cdot 10^{-10}$
12 000 K	2,606	$1,315 \cdot 10^{-1}$	$8,283 \cdot 10^{-3}$	$6,267 \cdot 10^{-4}$	$4,584 \cdot 10^{-5}$	$2,051 \cdot 10^{-6}$	$3,799 \cdot 10^{-8}$	$4,230 \cdot 10^{-10}$

En 1967 et dans le cadre des recherches sur la rentrée dans l'atmosphère de véhicules spatiaux, K.H. Wilson et W.E. Nocolet de « Lockheed Missiles and Space Company » ont présenté des tables du coefficient d'absorption spectral pour le carbone, l'azote et l'oxygène pour des températures de 3 000 K jusqu'à 24 000 K avec un pas de 1 000 K. Ce modèle se limite aux atomes neutres et simplement ionisés.

D'autres tabulations ont été développées au laboratoire EM2C par PH. Rivière et A. Soufiani à partir de 1995, dans l'intervalle de longueur d'onde de  $[0,035 ; 2] \mu\text{m}$  et pour des températures entre 10 000 K et 40 000 K et dont l'application est principalement orientée vers la zone chaude du plasma, plus précisément, la zone d'arc électrique. Dans cet intervalle de température, les molécules diatomiques ne participent pas au rayonnement. Les espèces prises en compte dans ce calcul sont : N, N<sup>+</sup>, N<sup>2+</sup>, N<sup>3+</sup>, O, O<sup>+</sup>, O<sup>2+</sup>, O<sup>3+</sup>, O<sup>-</sup> [147]. Ces valeurs ont été également étendues pour un large intervalle de pression allant de 0,1 à 100 bar [148].

Des travaux plus récents ont été réalisés par Bartlova et al. en 2011 [149], pour l'air sec à pression atmosphérique, pour des températures allant jusqu'à 30 000 K et en prenant en compte la présence d'argon et de dioxyde de carbone dans l'air. Cette base de données considère les espèces triplement ionisées pour les atomes et les molécules diatomiques suivantes : N, O, Ar, C, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO, NO<sup>+</sup>, CO, CO<sup>+</sup> et CN [149]. Dans la Figure 76, la Figure 77 et la Figure 78, sont tracés les coefficients d'absorption moyennés de l'air selon la moyenne de Planck et la moyenne de Rosseland, jusqu'à 12 000 K dans le visible et dans l'infrarouge  $[0,402 ; 8,108] \mu\text{m}$  [149].

En 2013, les travaux de T. Billoux sur l'élaboration d'une base de données radiatives pour des plasmas de type C<sub>w</sub>H<sub>x</sub>O<sub>y</sub>N<sub>z</sub> et son application au transfert radiatif pour des mélanges air, CO<sub>2</sub>, et CO-H<sub>2</sub>, ont permis de dresser une base de données complètes sur les caractéristiques radiatives de l'air entre 300 K et 30 000 K et à partir de  $0,209 \mu\text{m}$  jusqu'à l'infrarouge

lointain. Pour l'air, ce modèle prend en compte le troisième degré d'ionisation des atomes pour l'azote et l'oxygène. Dans les simulations présentées, les coefficients d'absorption utilisés découlent de ces travaux [14] qui considèrent à la fois les contributions atomiques et moléculaires. Cette base de données est définie pour des températures comprises entre 300 et 30 000 K et des longueurs d'ondes allant de 0,209  $\mu\text{m}$  jusqu'à l'infrarouge lointain. Elle prend en compte le rayonnement provenant du continuum moléculaire ( $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{NO}_3$ ,  $\text{N}_2\text{O}_5$ ), du continuum atomique ( $\text{O}$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{O}^{2+}$ ,  $\text{O}^{3+}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{N}^{2+}$ ,  $\text{N}^{3+}$ ,  $\text{O}^-$ ), des bandes moléculaires diatomiques ( $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$  et  $\text{N}_2^+$ , soit 20 systèmes moléculaires), et des raies atomiques (6217 pour l'oxygène et 8313 pour l'azote).

D'un point de vue pratique, le Coefficient Moyen d'Absorption (ou CMA) peut être utilisé pour simplifier la résolution de l'ETR. En effet, dans ce cas, le plasma est considéré comme un corps gris sur tout le spectre ou pour un certain nombre de bandes spectrales. Ainsi, à partir du coefficient d'absorption spectral, des coefficients d'absorption moyennés sont calculés sur un nombre d'intervalles de longueur d'onde choisi en fonction des variations des pics d'émission des espèces présentes dans l'air. Ce coefficient moyenné ne permet pas de résoudre directement l'ETR, mais de simplifier sa résolution en simplifiant la description spectrale du rayonnement. Pour obtenir ce coefficient, trois moyennes sont principalement utilisées : La moyenne naturelle, la moyenne stricte de Planck et la moyenne de Rosseland.

$$\text{La moyenne naturelle} \quad \bar{\kappa}_i(T) = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \kappa_\lambda(T) d\lambda}{\lambda_{i+1} - \lambda_i} \quad (\text{III.12})$$

$$\text{La moyenne stricte de Planck} \quad \bar{\kappa}_i(T) = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L_\lambda^0(T) \kappa_\lambda(T) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L_\lambda^0(T) d\lambda} \quad (\text{III.13})$$

$$\text{La moyenne de Rosseland} \quad \frac{1}{\bar{\kappa}_i(T)} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \frac{1}{\kappa_\lambda(T)} \frac{dL_\lambda^0(T)}{dT} d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \frac{dL_\lambda^0(T)}{dT} d\lambda} \quad (\text{III.14})$$

Contrairement à la moyenne naturelle simplifiée, la moyenne stricte de Planck est une moyenne en émissivité car elle permet d'obtenir un coefficient moyen d'absorption pondéré par l'émission d'un corps noir. Cette moyenne est considérée comme une bonne approximation pour les faibles épaisseurs optiques [142]. La moyenne de Rosseland est plus adaptée pour les valeurs élevées du coefficient d'absorption et elle est utilisée en préférence à

la moyenne de Planck car elle donne des résultats plus précis pour la majorité des applications. L'utilisation de la moyenne de Rosseland se base sur deux hypothèses i) le transport radiatif a lieu loin des parois et ii) le gradient de température sur la longueur optique considérée est faible [150].

La comparaison des CMA issus des travaux de Bartlova et al. [149] et de Cressault et al. [151] sur 3 bandes de longueur d'onde ([5,263 ; 8,108], [1,013 ; 5,263] et [0,402 ; 0,777]  $\mu\text{m}$ ), montre une similitude entre les deux moyennes (Figure 76, Figure 77 et Figure 78). Sur la deuxième bande, la base de données de Cressault et al. montre un écart plus important avec une différence non négligeable entre les moyennes de Planck et de Rosseland, néanmoins les maxima sont atteints aux mêmes températures.

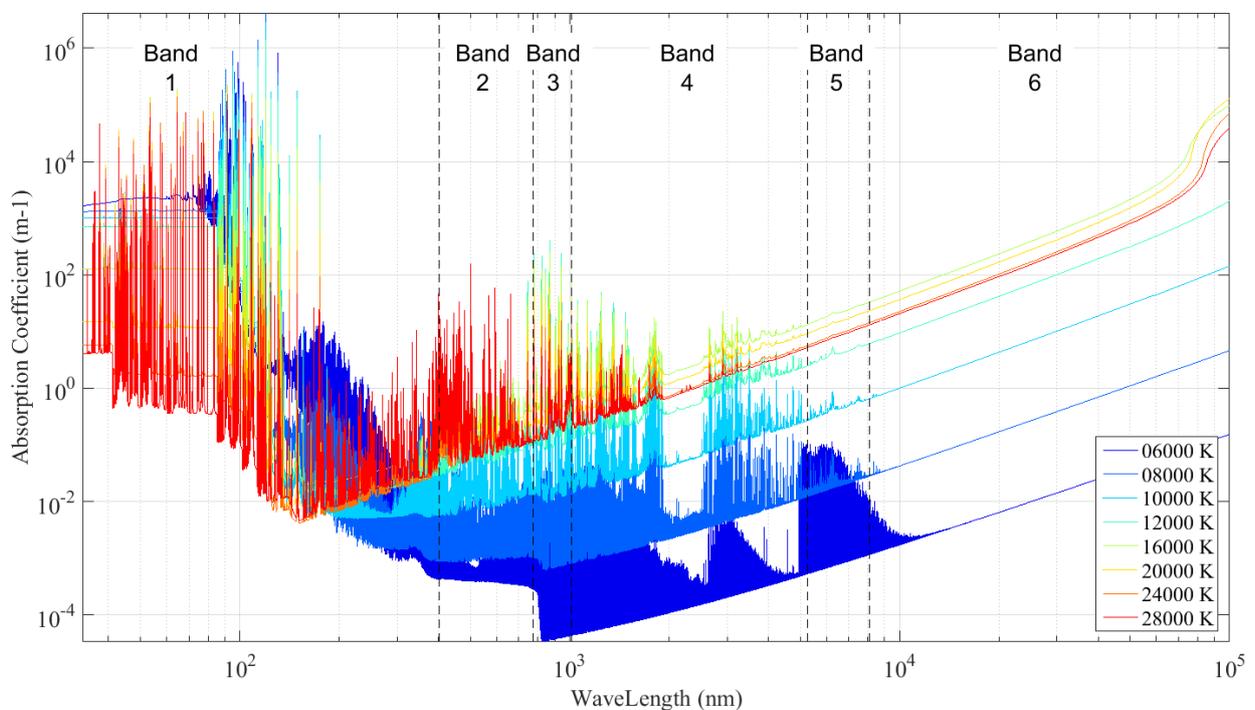


Figure 75 : Coefficient d'absorption spectral à différentes températures (Cressault et al. [151])

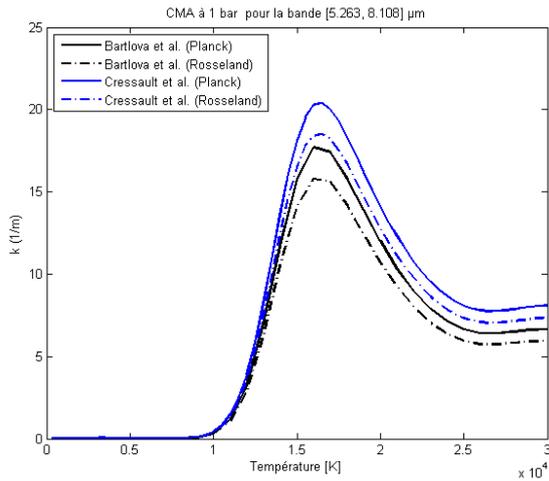


Figure 76 : CMA de l'air à 1 bar absolu en fonction de la température pour la bande [5,263 ; 8,108] μm

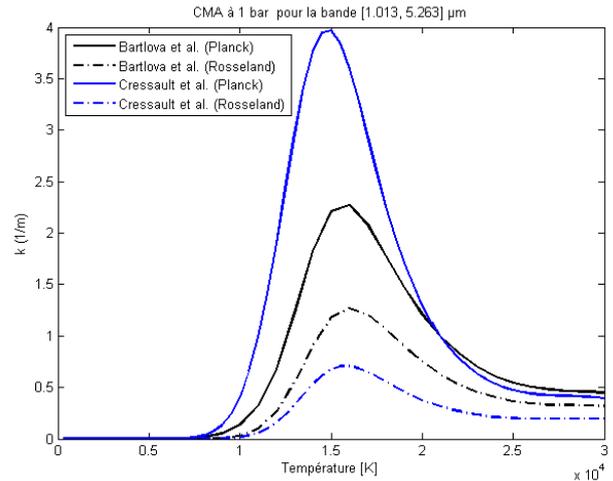


Figure 77 : CMA de l'air à 1 bar absolu en fonction de la température pour la bande [1,013 ; 5,263] μm

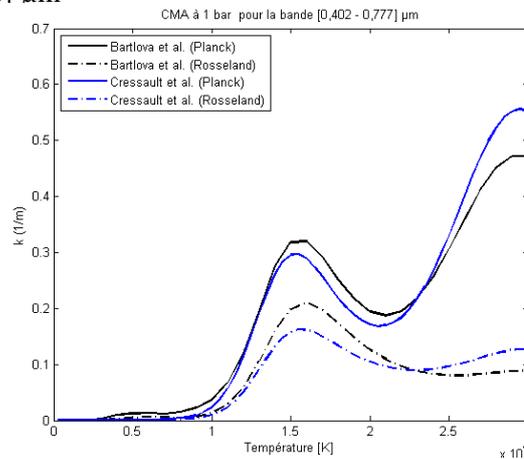


Figure 78 : CMA de l'air à 1 bar absolu en fonction de la température pour la bande [0,402 ; 0,777] μm

Afin de résoudre l'ETR, il faut choisir le modèle de rayonnement qui correspond le mieux aux conditions d'étude. Le plasma est considéré comme un milieu optiquement mince [152]. En effet, l'épaisseur optique définissant l'atténuation d'un faisceau lumineux par diffusion ou par absorption en traversant le milieu est un paramètre déterminant. La loi de Beer-Lambert, connue aussi sous le nom de la loi de Bouguer, postule que l'intensité d'un rayonnement électromagnétique d'une longueur d'onde  $\lambda$  subit le long de sa direction de propagation une diminution exponentielle de  $I_\lambda$  à  $I_{\lambda_0}$  en fonction de l'épaisseur optique  $\tau$  de la couche de gaz en question [153]:

$$\frac{I_\lambda}{I_{\lambda_0}} = e^{(-\tau_\lambda)} \quad (\text{III.15})$$

Pour les milieux optiquement épais, les méthodes  $P_N$ , dites aussi les méthodes aux harmoniques sphériques permettent d'obtenir une approximation du gradient de température

avec un faible coût de calcul. L'intensité rayonnée est dans ce cas divisée en plusieurs séries orthogonales d'harmoniques sphériques. Ces séries sont tronquées après un nombre  $N$  de termes afin de simplifier la résolution des équations différentielles qui en découlent. Quand les séries d'harmoniques se limitent au premier terme, la méthode est appelée  $P_1$  et malgré l'ordre de simplification choisi, elle peut être appliquée pour des géométries complexes avec des coordonnées curvilignes. Ce modèle inclut l'effet de la diffusion et considère que le gaz possède les caractéristiques d'un milieu gris *i.e.* l'émissivité du gaz ne dépend pas de la longueur d'onde. Par ailleurs, quand il s'agit d'un milieu optiquement mince, cette méthode a tendance à sous-estimer le flux radiatif lorsqu'on a une source de chaleur localisée et perd en précision, or c'est exactement le cas de notre étude [105][154].

Contrairement au modèle  $P_N$ , le modèle aux ordonnées discrètes DO (en anglais Discrete Ordinates) présente une précision relativement bonne dans tout l'intervalle de l'épaisseur optique. Ce modèle résout l'équation de transfert radiatif en la transformant en une équation de transport discrétisée sur un nombre d'angles solides. Le modèle DO permet de prendre en compte des milieux non-gris en considérant plusieurs bandes de longueur d'onde. Son principal inconvénient réside dans l'accroissement du temps de calcul avec la finesse de la discrétisation angulaire.

D'autres modèles existent pour la résolution de l'ETR comme le modèle S2S qui ne prend en compte que les échanges radiatifs entre les parois dans lesquels l'énergie échangée ne dépend que du facteur de forme, le DTRM (Discrete Transfer Radiation Model) où la diffusion n'est pas incluse, ou encore le modèle Rosseland qui ne présente de bons résultats que pour des milieux ayant une épaisseur optique supérieure à 3 [155].

### **3.7. Propriétés physiques des matériaux**

Les matériaux solides utilisés dans ce modèle sont de l'acier inoxydable pour les parois et des céramiques, du dioxyde de zirconium (Rescor 760) pour la protection thermique des parois et du nitrure de bore pour l'isolation électrique entre les électrodes et le corps de la torche. Les caractéristiques de ces matériaux sont résumées dans le Tableau 29 ci-dessous. Concernant les propriétés physiques de l'air, elles sont définies jusqu'à 20 000 K et générées grâce au logiciel de thermodynamique TT-Winner [156].

Tableau 29 : Les caractéristiques des matériaux solides introduites dans ANSYS FLUENT

Matériaux	Unités	Acier 304	Nitrure de Bore	Graphite	Oxyde de zirconium
Formule chimique ou désignation	--	Fe/Cr18/Ni10	BN	C	ZrO <sub>2</sub>
Masse volumique	kg.m <sup>-3</sup>	7 700	2 000	1 500	877
Capacité calorifique	J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	440	1 500	1 660	1 598
Conductivité thermique	W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	14	20	90	1
Coefficient d'absorption EM	m <sup>-1</sup>	1	1	0,66	1
Indice de réfraction	--	2,5	1,9	2,15	2,17
Température de fusion/sublimation	K	1 700	2 300	3 640	2 480

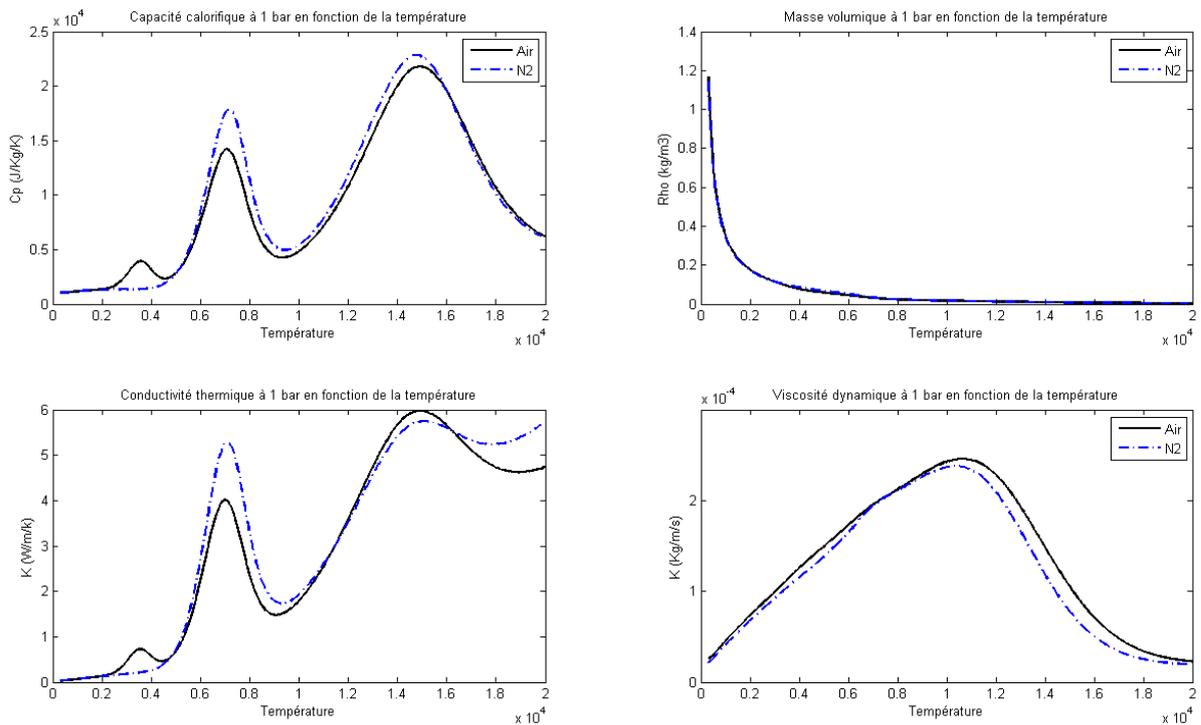


Figure 79 : Propriétés de l'air et de l'azote à 1 bar absolu en fonction de la température de 300 K à 20 000 K (capacité calorifique, masse volumique, conductivité thermique et viscosité dynamique)

### 3.8. Conditions aux limites

Le circuit d'eau est intégré dans modèle ce qui permet de quantifier l'augmentation de la température d'eau, car à l'échelle du laboratoire, le système de refroidissement a une capacité thermique limitée et la valeur de la température de sortie est une information importante pour la sécurité du banc expérimental. Ainsi l'ajustement des conditions aux limites a un effet minimal et se limite à la définition d'une condition de convection forcée sous air ambiant avec un coefficient de  $20 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ . Le débit total d'eau est de  $0,88 \text{ kg.s}^{-1}$ . Par la suite, le circuit d'eau sera éliminé et les conditions aux limites seront déduites des premières simulations. A

ce stade de l'étude, on s'occupe principalement du mélange de gaz dans le plasma et des conditions d'érosion des électrodes au voisinage de la zone de décharge.

En ce qui concerne les débits de gaz,  $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  sont injectés par deux entrées différentes (cf. Figure 80). La puissance totale de la torche est égale à 100 kW, ce qui donne une énergie volumique moyenne de  $1,53 \text{ kWh} \cdot \text{Nm}^{-3}$ . Ces valeurs correspondent à une température moyenne égale à 3 000 K en sortie de torche, à une vitesse de sortie moyenne de l'ordre de  $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  et à un nombre de Reynolds de 1 800. Les différents paramètres de calcul sont définis dans le Tableau 30.

En se basant sur les travaux de B. Ravary [157], les forces électromagnétiques induites sont prises en compte en ajoutant une force dans le volume de l'arc. Cette force contient une composante radiale divergente de  $4\,000 \text{ N} \cdot \text{m}^{-3}$  et une composante axiale de  $800 \text{ N} \cdot \text{m}^{-3}$  orienté vers la sortie. L'ordre de grandeur de ces valeurs est vérifié avec le calcul analytique détaillé dans l'annexe 2.

Tableau 30 : Paramètres de calcul

Paramètres	Unités	Valeurs
Débit d'eau du circuit de refroidissement	$\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	3,2
Débit de gaz autour des électrodes	$\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	10
Débit de gaz par les entrées principales	$\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	55
Puissance de la source	kW	100
Quantité de mouvement dans la source	$\text{N} \cdot \text{m}^{-3}$	$4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$
Coefficient de convection sur les parois externes	$\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	20
Température extérieures	K	300
Pression extérieure	Bar abs	1

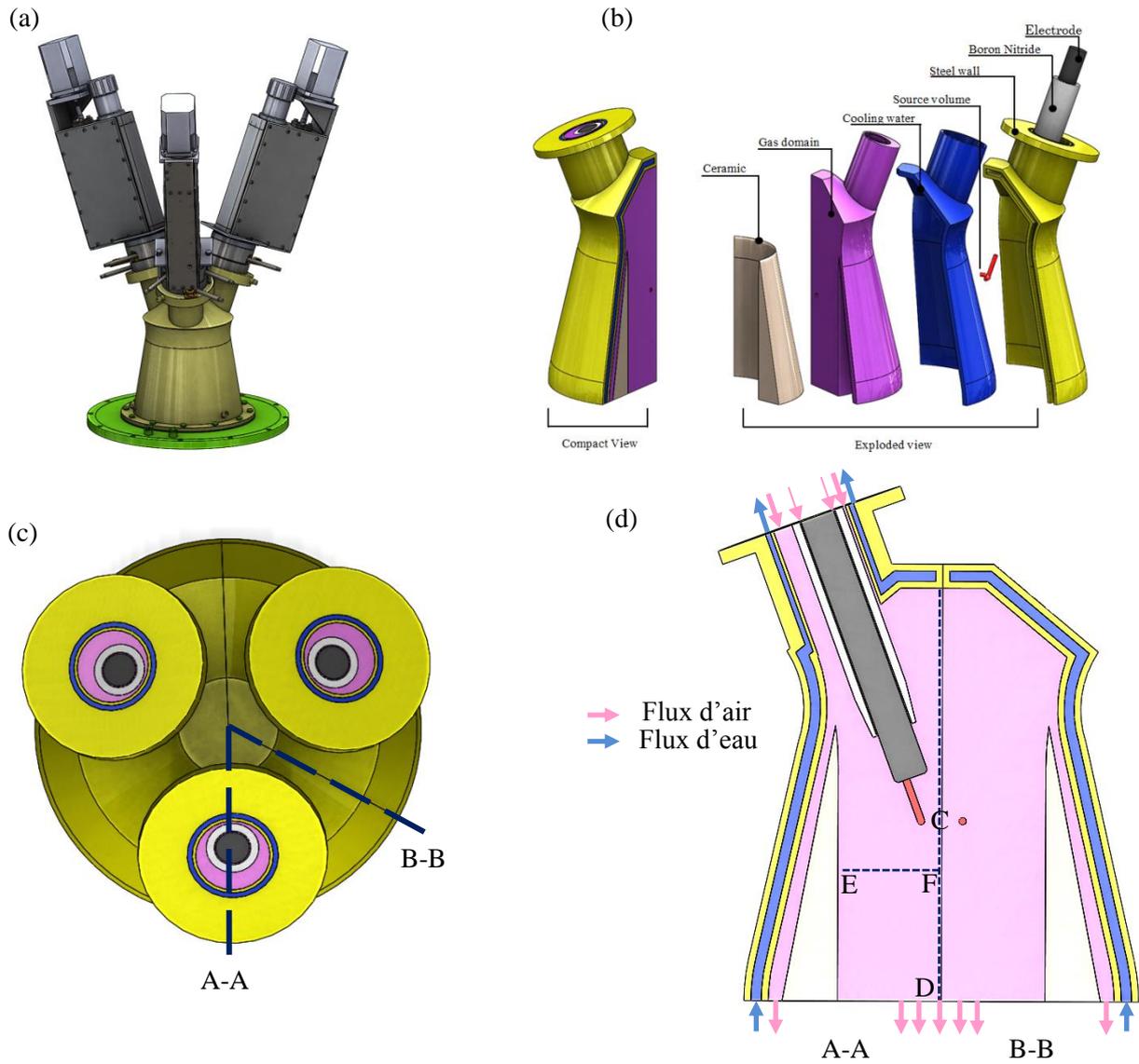


Figure 80 : Vue de face de la torche plasma triphasée (a), vue compact et explosée de la partie modélisée (b), vue de dessus de la partie modélisée (c) et plans de coupe A-A et B-B avec les différentes entrées et sorties (d)

## 4. Résultats de la simulation en milieu non-réactif

### 4.1. Simulation sans la prise en compte du rayonnement

Les premières simulations ont pour objectif d'évaluer les ordres de grandeur des champs de température et de vitesse. En premier lieu, le rayonnement n'est pas pris en compte, seules la conduction et la convection thermique sont les phénomènes assurant le transfert thermique. En considérant la forme de l'arc simplifié avec un diamètre de 4 mm pour la colonne d'arc, le volume du domaine source est égal à  $4 \text{ cm}^3$ . Ce volume sera notre cas de référence. Dans cette section, le seul gaz injecté est de l'air.

La Figure 81 montre respectivement le champ de vitesse dans une coupe radiale du réacteur (à gauche), ainsi que le champ de température (à droite). On y observe nettement l'expansion du gaz de la source de puissance vers le volume qui l'entoure. La température à l'intérieur de la source de puissance atteint les 19 000 K, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus dans les études antérieures présentées précédemment. Elle décroît ensuite avec un fort gradient. Le gaz accélère en aval de la zone de décharge et atteint une vitesse maximale de  $50 \text{ m.s}^{-1}$ .

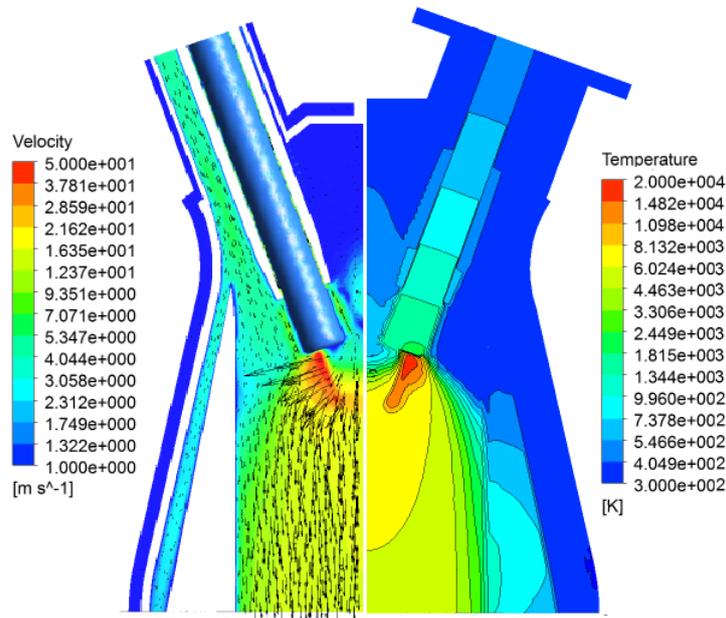


Figure 81 : Champ de vitesse (gauche), champ de température (droite)

En ce qui concerne les composants solides de la torche, le champ de température montre que les températures maximales ne dépassent pas les valeurs maximales permises par le matériau. En effet, l'élément d'isolation thermique en céramique joue son rôle de protection des parois métalliques. La température maximale sur les parois internes de la céramique est proche de 2 000 K (la température de fusion est proche de 2 500 K). Le rôle d'écran que joue la

céramique permet de réduire les pertes thermiques vers le circuit d'eau et stabilise la température moyenne de sortie autour de 4 000 K. On note aussi que le second élément sensible, correspondant à la pièce pour l'isolation électrique, n'atteint pas non plus des températures critiques car elle se trouve en amont de la zone de décharge. Les parois en acier de la torche sont bien refroidies grâce à la présence de l'écran en céramique et du circuit de refroidissement extérieur. Précisons à ce sujet que la céramique n'est pas en contact avec les parois métalliques et qu'un film d'air passe entre les deux pour une meilleure évacuation de la chaleur. La vitesse de ce film d'air est de l'ordre de  $5 \text{ m.s}^{-1}$ .

L'analyse du champ de vitesse montre qu'il n'y a pas de recirculations au niveau de la sortie. Quelques poches tourbillonnaires se forment à proximité de la zone de décharge, ce qui risque de perturber la décharge électrique. A la sortie, la moyenne pondérée par la masse de la viscosité moléculaire, de la masse volumique et de la vitesse sont respectivement :  $11,5.10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ,  $0,155 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $12,2 \text{ m.s}^{-1}$ . Sachant que le diamètre de sortie est égal à 0,15 m, le nombre de Reynolds vaut 2 466, ce qui veut dire que l'écoulement est partiellement turbulent.

Au niveau de la frontière, entre le gaz froid venant de l'entrée et le gaz chauffé par l'arc, le gradient de température est élevé et le nombre de Prandtl atteint la valeur de 0,8, ce qui montre que la diffusion visqueuse devient aussi importante que la diffusion thermique, contrairement au reste du domaine fluide où la diffusion thermique est dominante. Ceci veut dire que cette frontière caractérisée par un fort gradient de température et un nombre de Prandtl relativement élevé se comporte comme une barrière. Dans la Figure 82 sont représentées les propriétés physiques de l'air dans la torche. Comme le montre la Figure 79, la viscosité dynamique de l'air possède une allure presque gaussienne avec un maximum autour de 11 000 K ce qui explique la chute de la viscosité dans la source volumique où la température continue à croître. La capacité calorifique de l'air possède, quant à elle, trois maxima locaux autour de 3 500 K, 7 000 K et 15 000 K. Pour cette raison, on note une décroissance de la capacité calorifique en allant de la paroi vers le volume source. La même remarque est valable pour la conductivité thermique.

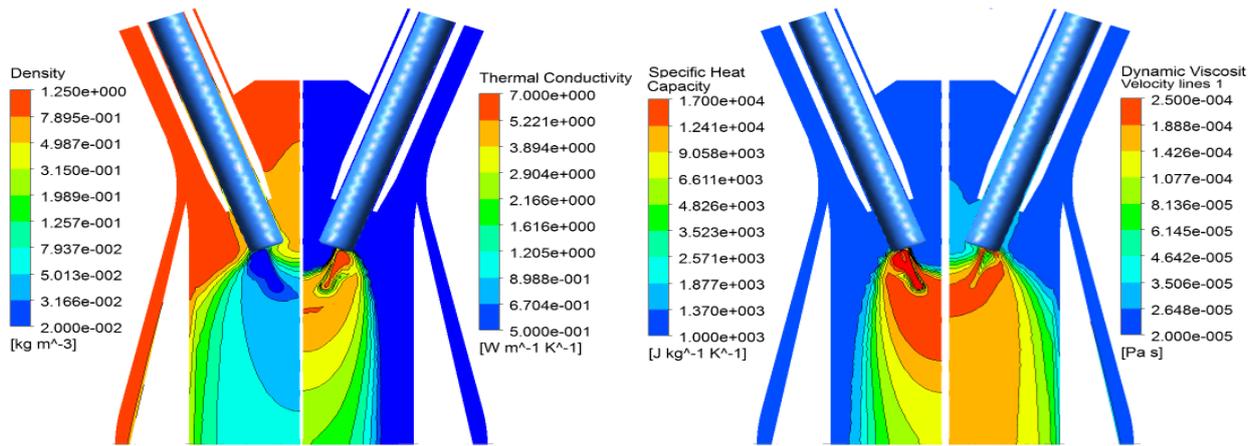


Figure 82 : Champs des différentes propriétés physiques du gaz dans le plan de symétrie du modèle (Densité, conductivité thermique, capacité calorifique et viscosité dynamique).

La Figure 83, qui représente le champ de température sur des plans horizontaux à des hauteurs différentes par rapport à l'extrémité de l'électrode, montre l'expansion du gaz après son passage par le volume source. La température devient de plus en plus homogène en se rapprochant de la sortie de la torche avec une température moyenne dépassant les 4 000 K. Vue la configuration excentrique de l'électrode, la majorité du flux de gaz plasma passe au-dessous de la zone inter-électrodes. Ceci permet de réduire le risque d'extinction de l'arc et augmente la chance d'obtenir une décharge plus stable. Comme le montre la Figure 83, cette dissymétrie de l'écoulement imposée dès l'entrée n'est plus notable au-dessous du deuxième plan (à 4 cm de l'extrémité de l'électrode).

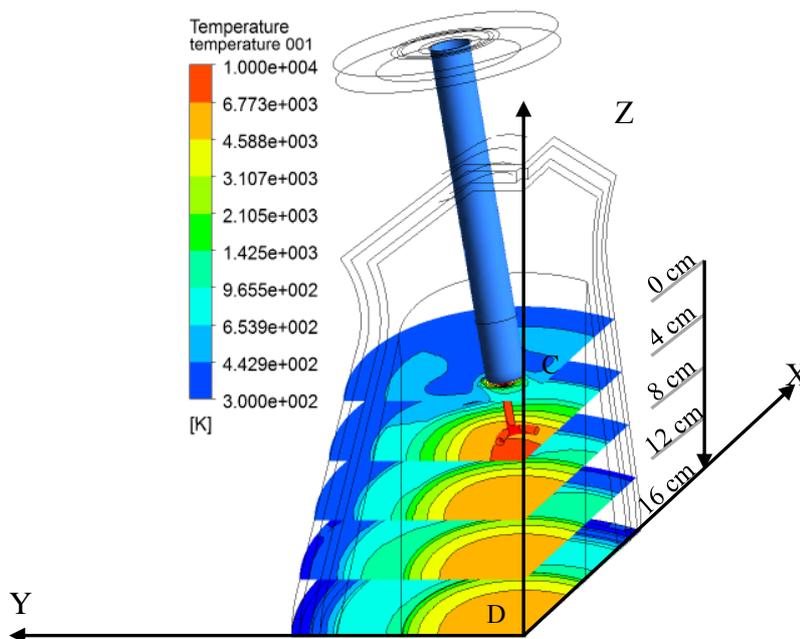


Figure 83 : Champ de température sur des plans à différentes hauteurs par rapport à l'électrode (0, 4, 8, 12 et 16 cm)

#### 4.1.1. Etude de sensibilité aux paramètres du modèle et aux paramètres physiques

Des études de sensibilités sont réalisées pour étudier l'influence des paramètres du modèle : le volume du domaine source (colonne d'arc) et la force électromagnétique (force de Lorentz), et des paramètres physiques : débit d'air et puissance de la source.

##### 4.1.1.1. Influence du volume de la source de puissance

Trois simulations pour des volumes de  $2 \text{ cm}^3$ ,  $4 \text{ cm}^3$  et  $6 \text{ cm}^3$  ont été réalisées. Ainsi, à même puissance, nous avons obtenu respectivement les températures moyennes de la source (par pondération massique) suivantes : 14 203 K, 11 934 K et 10 543 K. La Figure 84 montre le profil de température sur le segment vertical [CD] et le segment radial [EF] (cf. Figure 80). Sur le segment [CD], On note que la variation du volume du domaine source a un effet relativement faible sur la température du gaz plasma à l'extérieur de la source. Une différence de l'ordre de 25 % est observée en amont du domaine source sur une distance de 1 cm. Cette différence est principalement due à la recirculation du gaz dans cette région, comme on le verra dans l'étude paramétrique du débit de gaz. En aval de la source, l'écart descend au-dessous de 10%. Sur le segment [EF], on remarque qu'en diminuant le volume de la source, l'énergie devient de plus en plus confinée autour de l'axe de la torche. Plus on s'éloigne de la source, plus la différence s'amplifie mais à proximité des parois de la céramique (à 7 cm de l'axe), on retrouve la même température.

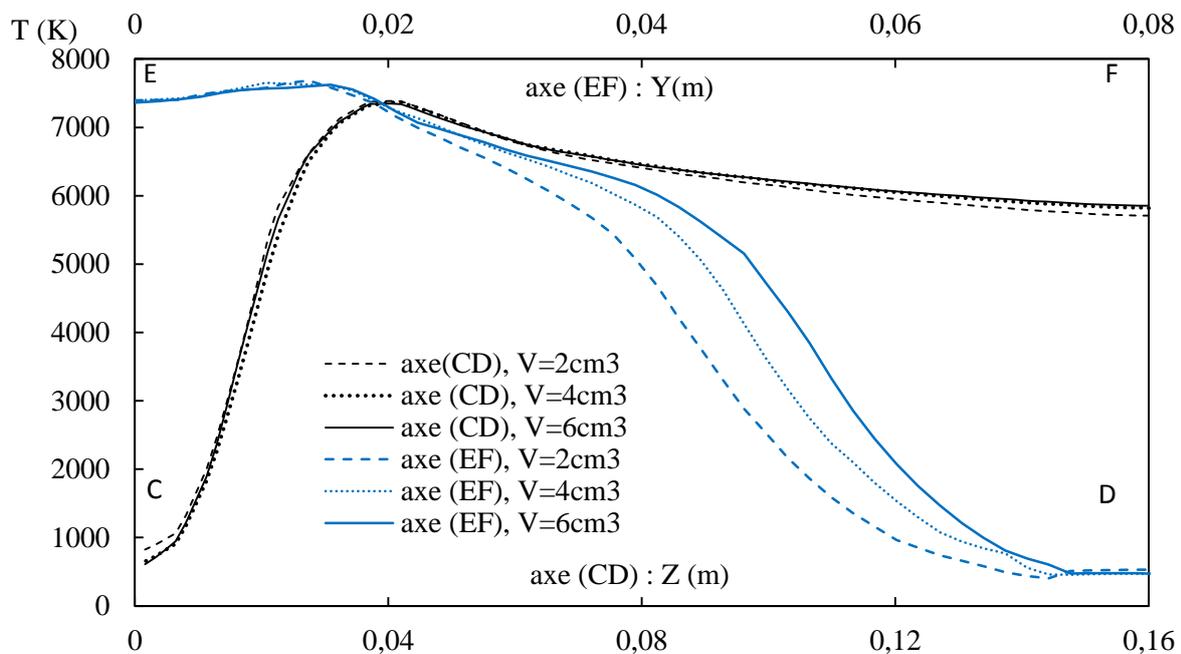


Figure 84 : Températures du gaz plasmagène (Air) sur des axes horizontaux à plusieurs distances à partir de l'extrémité de l'électrode et pour 3 volumes sources différents (cf. Figure 80 pour les positions des axes (CD) et (EF))

La représentation des iso-surfaces de température dans la zone source (Figure 85) permet de voir la dilution de l'énergie dans la source lorsque nous augmentons son volume. En effet, en faisant croître le volume de la source, bien que les enveloppes à 6 000 K restent quasiment identiques, la surface à 10 000 K devient de plus en plus restreinte. On note également que le volume de la source a une grande influence sur la température locale de l'extrémité de l'électrode puisque le domaine source est en contact avec l'électrode. Ainsi, pour un volume de  $2 \text{ cm}^3$ , on trouve une température au-dessus de 2 000 K sur une longueur de 2 cm, alors que pour un volume de  $6 \text{ cm}^3$ , une température au-dessus de 2 000 K n'est visible que sur quelques millimètres.

En conclusion, dans le cadre où nous souhaitons étudier l'influence des sollicitations thermiques du gaz plasma sur les composants entourant la zone de décharge, le modèle source peut être adopté, sans que son volume n'ait une influence prépondérante sur les résultats. Par contre, si on s'intéresse à l'érosion au niveau des électrodes, le choix du volume devient important car il modifie beaucoup la température de pointe des électrodes. Parmi les volumes sources testés, la source à  $4 \text{ cm}^3$  donne les résultats les proches des observations expérimentales.

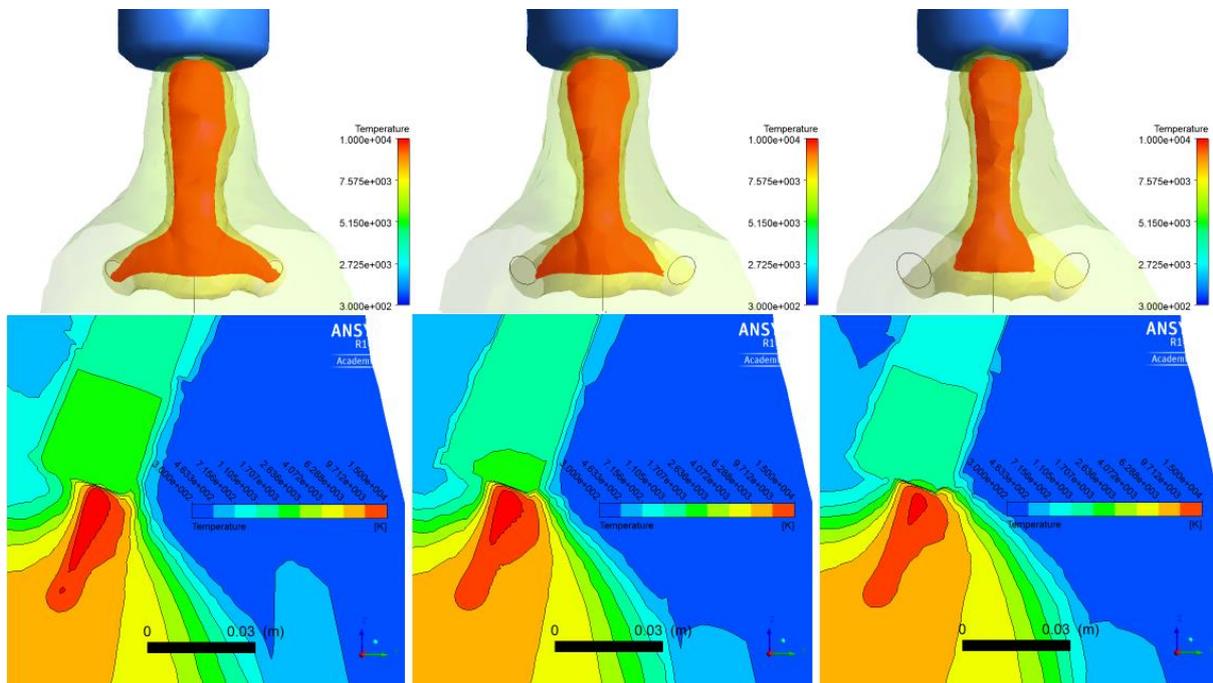


Figure 85 : Iso-surfaces à 10 000 K, 8 000 K et 6 000 K (haut) et iso-lignes de température dans le plan traversant les électrodes (bas)

#### 4.1.1.2. Influence de la force de Lorentz

Plusieurs travaux ont été consacrés à la quantification de la force de Lorentz sur l'arc électrique. Dans une précédente étude, un ordre de grandeur de la force de Lorentz est proposé pour un modèle triangulaire de la colonne d'arc [121]. Dans cette étude analytique, les conditions opératoires sont telles que le courant est égal à 280 A, l'angle entre les électrodes et l'axe principal de la torche est de  $15^\circ$  et la fréquence du courant est celle du réseau et vaut 50 Hz. La colonne d'arc est supposée avoir une section constante avec un rayon de 0,005 m. Ces valeurs sont proches de notre cas d'étude où le courant est autour de 330 A et l'angle en question est de  $20^\circ$ .

Le calcul analytique montre que la force de Lorentz possède deux composantes, l'une axiale (verticale descendante) dont la valeur moyenne est de l'ordre de  $800 \text{ N.m}^{-3}$  et une deuxième centrifuge perpendiculaire à l'axe du réacteur et dont la moyenne est proche de  $4000 \text{ N.m}^{-3}$ . Ce calcul suppose alors la coexistence des arcs et leurs interactions électromagnétiques. Afin de vérifier ces ordres de grandeur, la force de Laplace, induite par le courant traversant un arc sur un point d'un deuxième arc dans une configuration filiforme, est détaillée dans l'annexe 2. La valeur maximale de cette force est égale à  $4745 \text{ N.m}^{-3}$  ce qui est cohérent avec le modèle triangulaire.

Afin d'étudier l'influence de ce paramètre, nous avons fait varier les composantes centrifuge et axiale de la quantité de mouvement de +/- 10 %. La Figure 86 montre que cette variation n'a quasiment pas d'effets sur les valeurs de la température et l'erreur relative ne dépasse pas 1% à proximité de la zone source. La force électromagnétique a un effet prépondérant sur l'écoulement du gaz plasmagène mais une imprécision de quelques pourcents n'induit pas d'erreurs significatives.

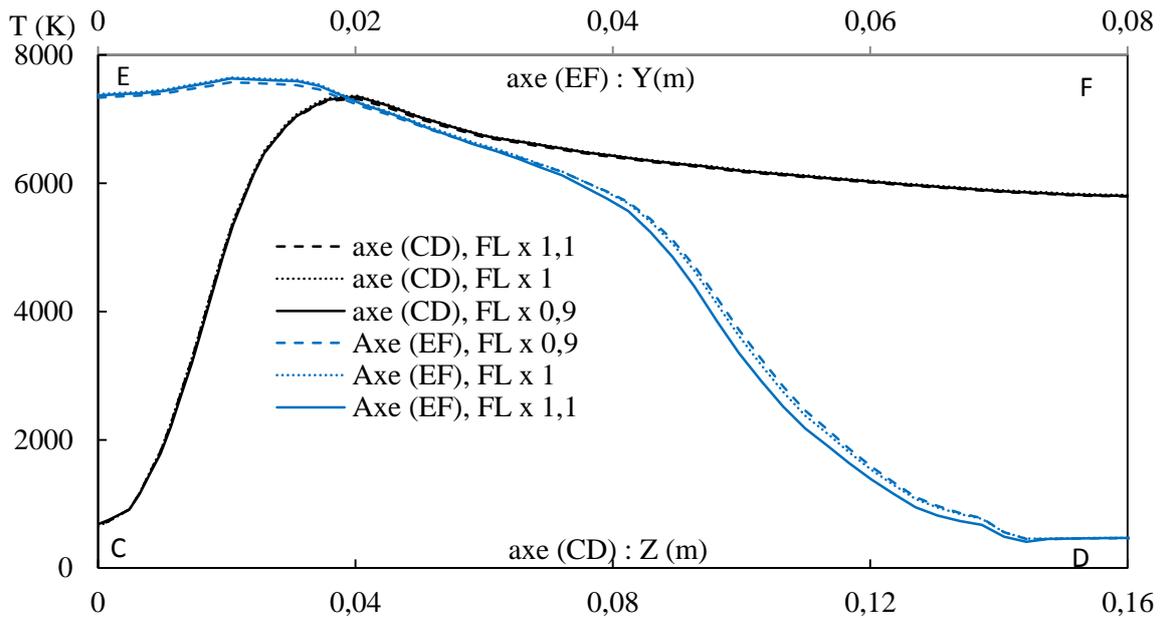


Figure 86 : Variation de la température du gaz en fonction de la force de Lorentz sur les axes (CD) et (EF),  $FL = 4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$   
(cf. Figure 80 pour les positions des axes (CD) et (EF))

Sur la Figure 87, lorsqu'on compare les cas (1) et (4) ayant le même volume source, on note que l'introduction de la force de Lorentz fait baisser la température moyenne de la source. En effet, la quantité de mouvement accélère le gaz à l'intérieur de la source et favorise le transfert de chaleur par convection vers l'extérieur. On retrouve des champs de température semblables entre les cas (1) et (2) qui n'ont pas le même volume source, ce qui montre que la dilution de la chaleur en fonction du volume de la source a le même effet que la projection du gaz en dehors de la colonne sous l'effet de l'introduction d'une quantité de mouvement centrifuge.

Le cas (1) met l'accent également sur l'aspiration du gaz froid provenant de la zone centrale en amont de la zone de décharge et son accélération en passant à l'intérieur de la colonne d'arc. Ce phénomène est amplifié par la présence de la force électromagnétique. Bien que la composante centrifuge soit dominante, l'accélération horizontale du gaz chaud rétrécit la section de passage du gaz froid, ce qui réduit la température de l'extrémité de la pièce en céramique.

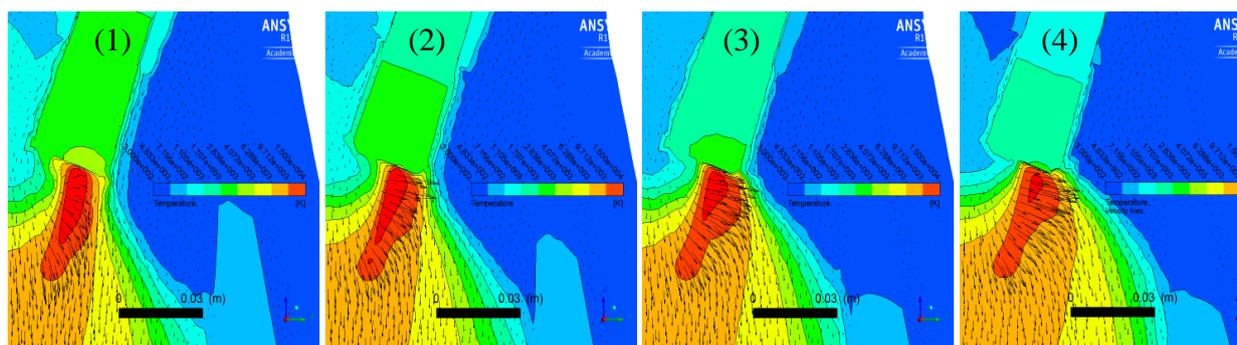


Figure 87 : Champs de température et de vitesse au voisinage de la zone source pour un cas sans force électromagnétique et 3 cas avec force électromagnétique pour des volumes sources différents.

- (1)  $V=4 \text{ cm}^3$  et  $FL = 0$ , (2)  $V=2 \text{ cm}^3$ ,  $FL = 4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$   
 (3)  $V=4 \text{ cm}^3$ ,  $FL = 4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$ , (4)  $V=6 \text{ cm}^3$ ,  $FL = 4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$

#### 4.1.1.3. Effet de la variation du débit d'air et de la puissance de la source

Le débit nominal est égal à  $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . Nous faisons varier le débit d'air total de  $25 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  à  $120 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  pour étudier la réponse du modèle à cette variation. Le débit d'air entre l'électrode et la céramique d'isolation électrique est toujours égal à  $10 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  au total.

En augmentant le débit, la température moyenne pondérée par le débit massique à la sortie passe de  $5\,712 \text{ K}$  à  $3\,393 \text{ K}$  puis à  $2\,264 \text{ K}$ . Ces températures sont en cohérences avec celles obtenues en exploitant la courbe Température-Enthalpie de l'air (cf. Figure 91). Comme le montre la Figure 88, le champ de température devient de moins en moins homogène à la sortie. L'accroissement du débit augmente également la température sur l'extrémité de l'électrode ce qui devrait accélérer l'érosion. Il semblerait que cette hypothèse ait été vérifiée expérimentalement lors des essais à fort débit d'air avec l'ancienne torche plasma (cf. paragraphe II.3.3.2). En baissant le débit, la température de la céramique d'isolation thermique dépasse la température permise par le matériau. Les Figure 89 et Figure 90 montrent l'évolution de la température sur deux axes horizontaux (coupant l'axe principal) à  $4 \text{ cm}$  et à  $10 \text{ cm}$  au-dessous de l'extrémité de l'électrode. L'augmentation du débit d'air affecte l'homogénéité de la température et tend à confiner la puissance au centre. Quant à la recirculation dans la zone inter-électrodes, elle s'intensifie avec le débit. Le modèle numérique semble avoir une réponse cohérente vis-à-vis de la variation du débit.

Pour étudier l'effet de la variation de la puissance, nous avons réalisé deux simulations supplémentaires à  $50 \text{ kW}$  et à  $150 \text{ kW}$ . La Figure 92 montre que l'augmentation de la puissance induit une augmentation de la température des électrodes. Ceci est dû au contact

entre le domaine source et la surface transversale de chaque électrode. La vitesse moyenne de sortie croît également et passe de 6,5 à 10 puis à 12  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Naturellement, la température moyenne du gaz plasmagène croît aussi à la sortie de la torche en passant de 2150 K à 3400 K puis à 3950 K. La température de la paroi interne de la céramique croît également mais sans dépasser 2 000 K.

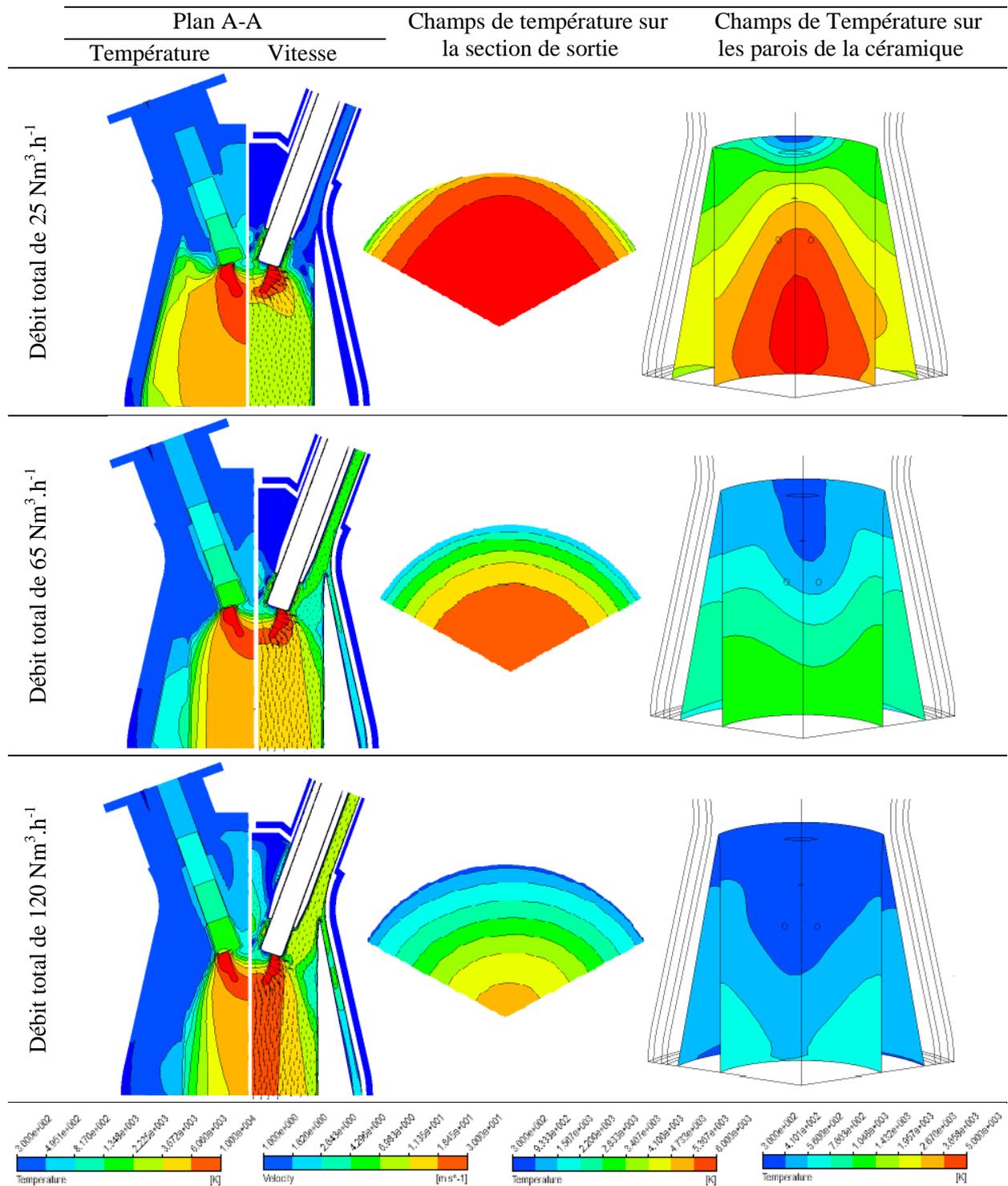


Figure 88: Champs de température et de vitesse sur le plan de symétrie puis champs de température sur la section de sortie et sur la surface de la céramique pour trois débits différents

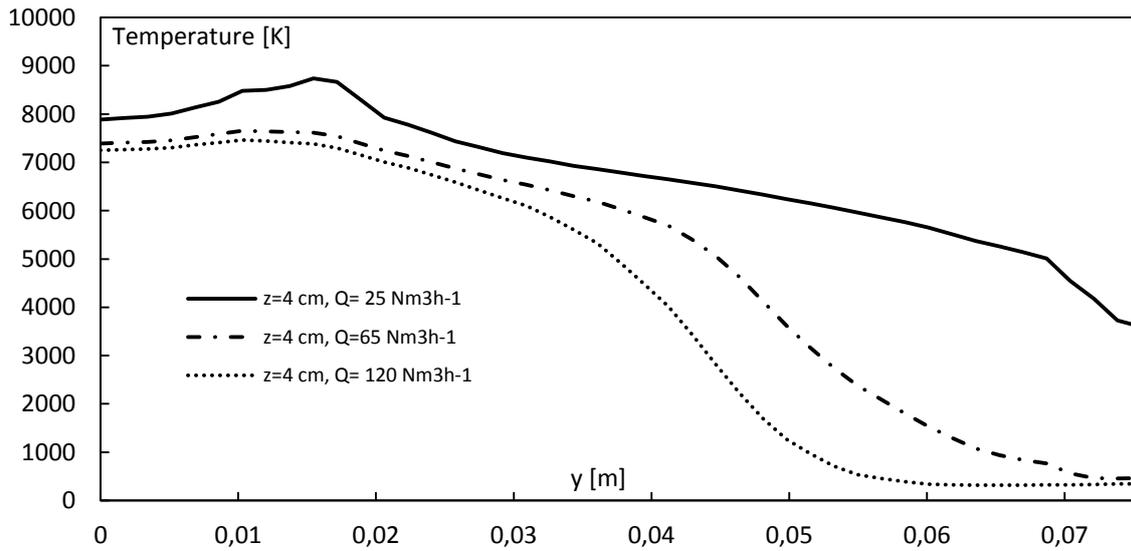


Figure 89 : Profil de température le long d'un axe horizontal du plan A-A et à 4 cm de l'extrémité de l'électrode pour différents débits

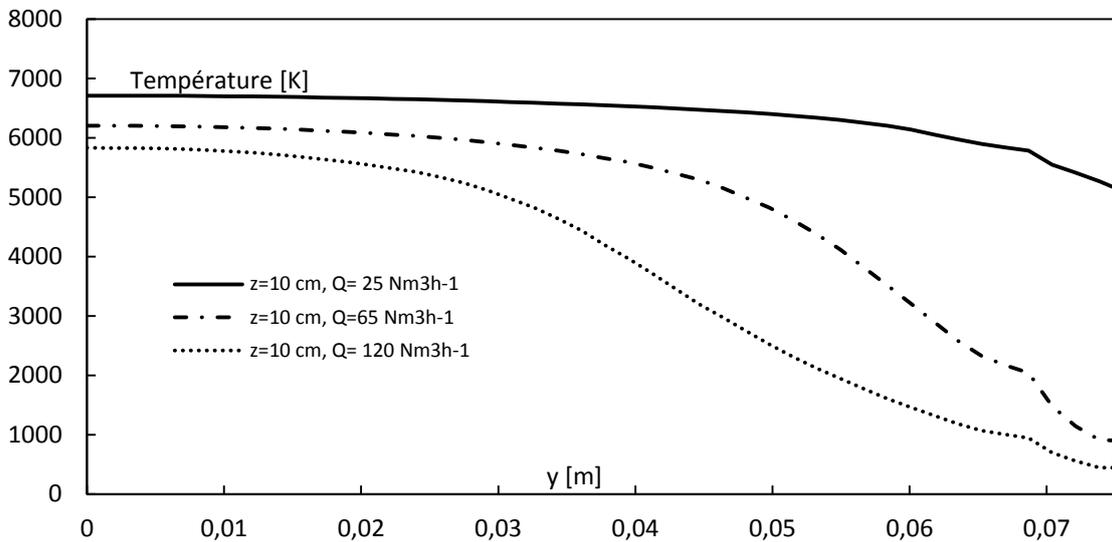


Figure 90 : Profil de température le long d'un axe horizontal du plan A-A et à 10 cm de l'extrémité de l'électrode pour différents débits

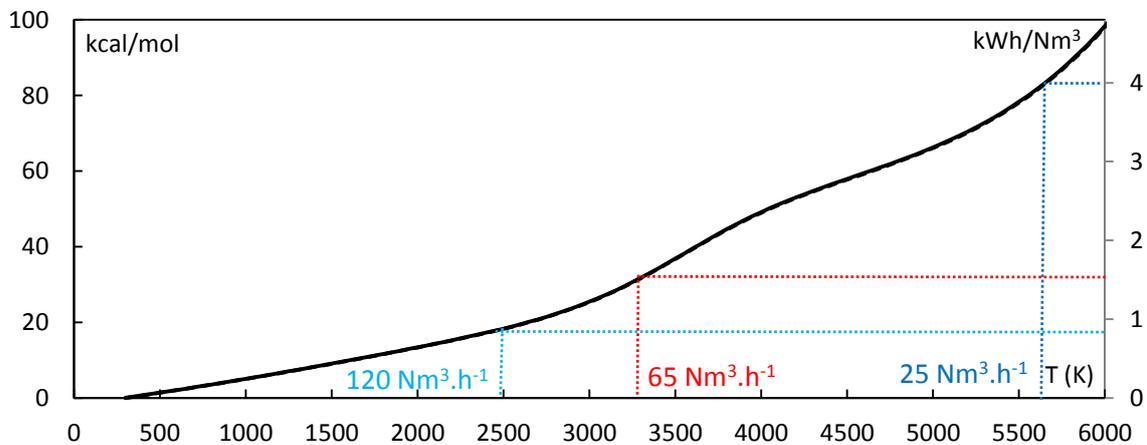


Figure 91 : Courbe enthalpie-température de l'air

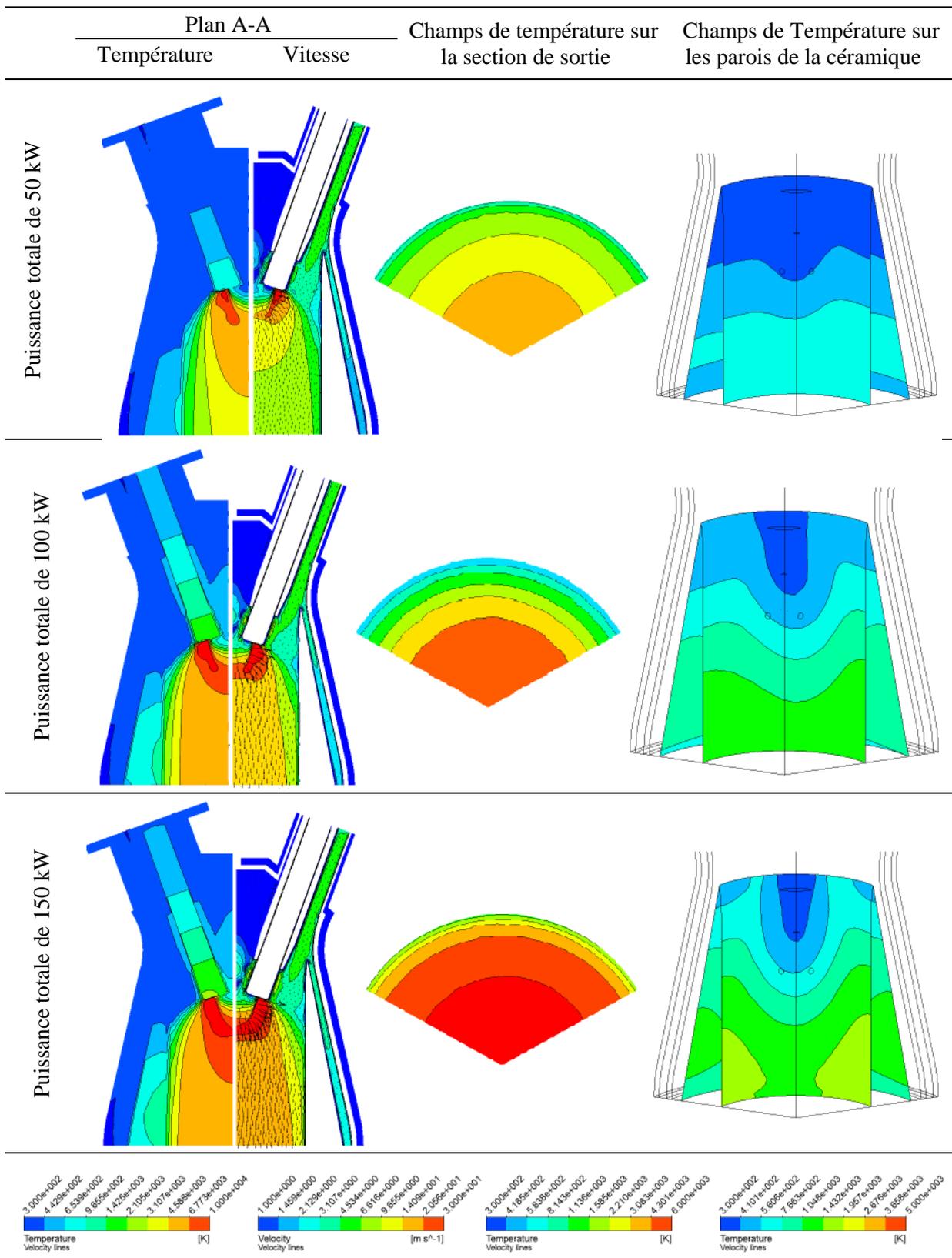


Figure 92 : Champs de température et de vitesse sur le plan de symétrie puis champs de température sur la section de sortie et sur la surface de la céramique pour trois puissances différentes.

## 4.2. Simulation avec la prise en compte du rayonnement

### 4.2.1. Comparaison entre les simulations avec et sans rayonnement

Le rayonnement joue un rôle important dans le transfert de chaleur dans le plasma et la quantité d'énergie rayonnée dépend de plusieurs paramètres comme la puissance de la décharge et la nature du gaz plasmagène. Une étude antérieure [158] montre que le pourcentage du rayonnement par rapport à la puissance totale du plasma est de l'ordre de 25 % pour une torche plasma de 10 kW. Les simulations réalisées montrent que la température pondérée à la masse du domaine source passe de 11 241 K à 8 558 K avec la prise en compte du rayonnement. Comme détaillé dans le Tableau 31, les pertes aux parois, initialement égales à 1 % sans rayonnement, atteignent 16,5 % avec la prise en compte du rayonnement. Dans ce cas, la part du rayonnement représente 23,7 % de la puissance totale. La différence est plus notable sur la température maximale du domaine source, elle chute de 19 635 K (sans rayonnement) à 10 509 K (avec rayonnement). Les températures maximales sur les parois des différents composants solides augmentent sauf pour les électrodes, car elles sont en contact avec la colonne d'arc. On peut déduire que le rayonnement a tendance à homogénéiser la distribution d'énergie en refroidissant le gaz et réchauffant les parois.

Tableau 31 : Comparaisons des températures maximales et des pertes thermiques entre les simulations sans et avec rayonnement pour un volume source de 4 cm<sup>3</sup>. Le modèle de rayonnement prend en compte les CMA générés par la moyenne de Planck et une discrétisation spatiale N<sub>0</sub>×N<sub>φ</sub> = 3×3

	Températures maximales (K)							Pertes thermiques (%)
	Fluides			Solides				
	Volume Source	Gaz	Eau	Electrode	Parois en acier	Oxyde de zircon	Nitrure de bore	
Sans rayonnement	19 635	18 869	301	2 314	310	1 332	605	1
Avec rayonnement	10 509	9 564	344	2 138	474	1 420	1 065	16,5

Le champ de température représenté dans la Figure 93 donne une idée plus claire sur le rôle du rayonnement. Sans rayonnement, la température de la paroi interne de l'acier ne dépasse pas 310 K mais avec la prise en compte du rayonnement, cette température atteint la valeur de 475 K. Malgré le fait que la température maximale sur la paroi interne de la céramique ne change quasiment pas, on note dans la Figure 94, que le champ de température est complètement différent et qu'il est plus homogène lorsque le rayonnement est pris en compte. Les champs de température sur les surfaces de l'électrode et de l'isolant électrique sont aussi différents.

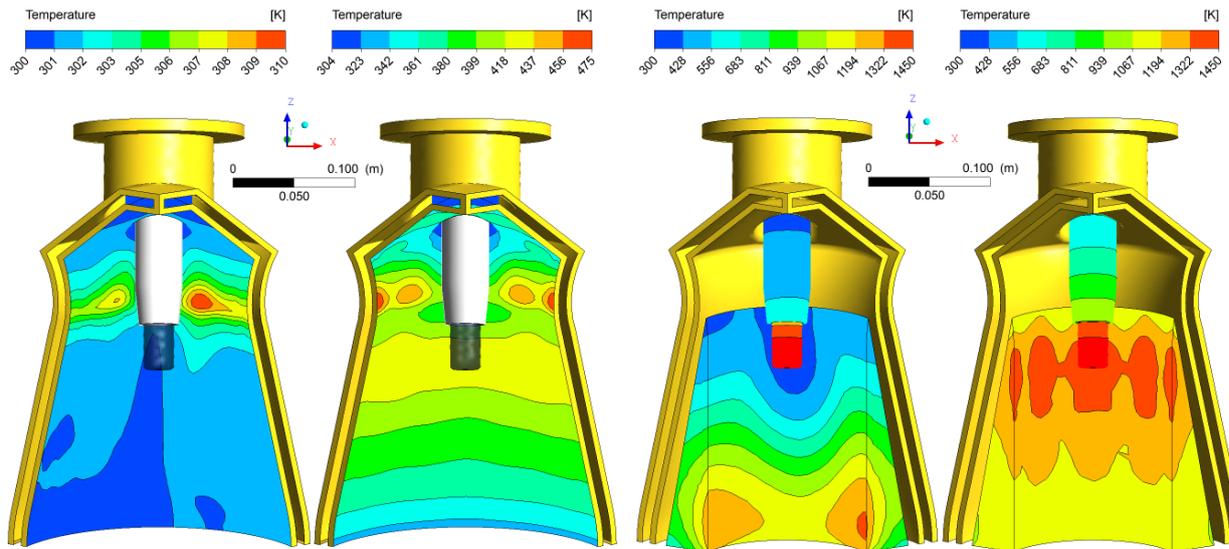


Figure 93: Champs de température sur la surface intérieure des parois en acier: sans rayonnement (gauche) et avec rayonnement (droite).

Figure 94: Champs de température sur la surface des céramiques: sans rayonnement (gauche) et avec rayonnement (droite).

#### 4.2.2. Etude de sensibilité du modèle de rayonnement

Les coefficients moyens d'absorption ont été générés avec les moyennes de Planck et de Rosseland. Dans le Tableau 32, les résultats montrent que la différence entre les températures maximales, en utilisant l'une ou l'autre des moyennes, est autour de 13 % sur les parois en acier et en céramique et elle est inférieure à 1 % dans le gaz. En effet, comme la température de la source est au-dessous de 11 000 K, la différence entre les deux moyennes est relativement faible. Les champs de température sur les parois de l'acier et de la céramique, dans les Figure 95 et Figure 96, montrent mieux l'impact du choix de la moyenne. La moyenne de Rosseland donne des températures plus élevées en haut et au niveau de la source et elle donne des températures plus faibles en bas. Néanmoins, les champs de températures ne sont pas complètement différents.

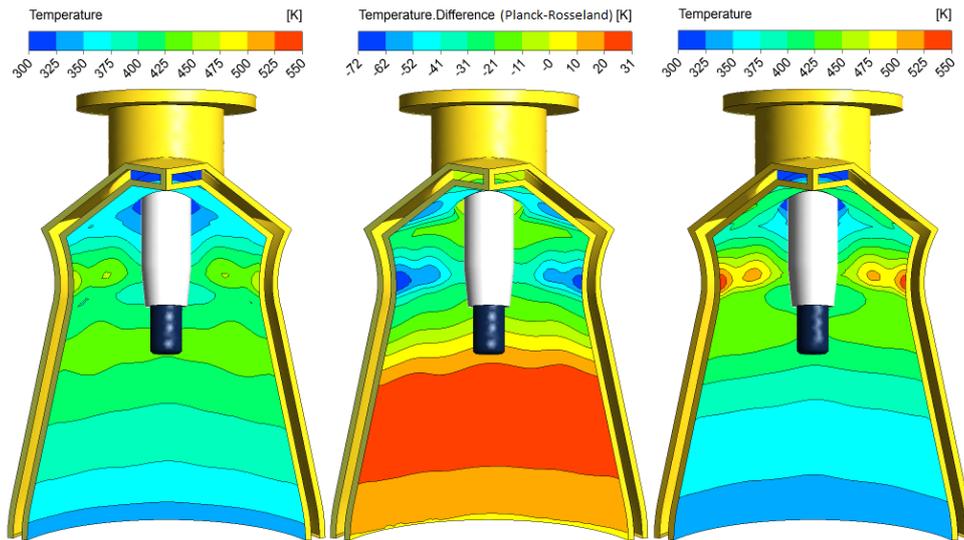


Figure 95 : Influence du choix de la moyenne utilisée pour le calcul du coefficient moyen d'absorption sur les champs de température de la paroi interne en acier : Moyenne de Planck (gauche), Moyenne de Rosseland (droite) et différence entre les deux champs (milieu).

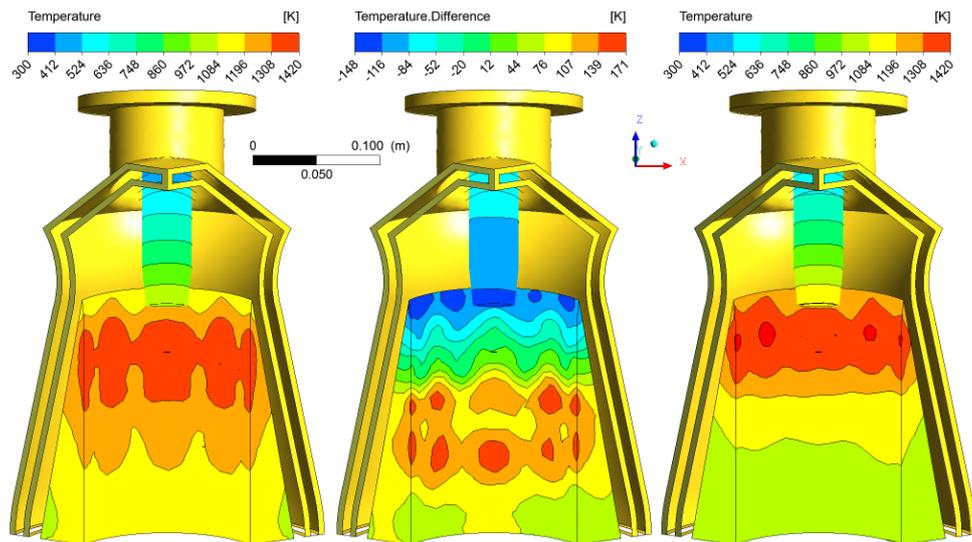


Figure 96: Influence du choix de la moyenne utilisée pour le calcul du coefficient moyen d'absorption sur les champs de température des surfaces de céramiques (nitrure de bore et oxyde de zircon) : Moyenne de Planck (gauche), Moyenne de Rosseland (droite) et différence entre les deux champs (milieu).

Comme le terme de température dans l'équation du rayonnement thermique n'est pas linéaire, et que la température du domaine source dépend de son volume, l'effet du volume de la source sur les champs de température est d'abord étudié. Les résultats montrent que la variation du volume de +/- 50 % implique une variation de 7 % sur la température maximale des fluides et une fluctuation de 22 % sur la température maximale des solides (Tableau 32). En augmentant ce volume de 2 cm<sup>3</sup> à 4 cm<sup>3</sup> puis à 6 cm<sup>3</sup>, les pertes aux parois vers le circuit d'eau baissent respectivement de 24,9 % à 16,5 % puis à 11,7 %.

Ensuite, le deuxième paramètre de rayonnement étudié est la discrétisation spatiale (les angles de contrôles,  $\theta$  et  $\varphi$ ) du modèle aux ordonnées discrètes. Afin de réduire le temps de calcul, la discrétisation doit être la plus basse. Le Tableau 32 montre que l'amélioration de la discrétisation de  $\theta \times \varphi = 3 \times 3$  à  $\theta \times \varphi = 6 \times 6$  n'as qu'un faible effet sur la température maximale des différents éléments du modèle. Le plus grand impact est repéré sur les parois en acier où la température maximale a baissée de 38 K. Les pertes thermiques aux parois ont augmenté de 1,1 %. L'avantage d'une plus grande discrétisation spatiale est l'amélioration du champ de température avec une distribution plus lisse mais le passage de  $3 \times 3$  à  $6 \times 6$  multiplie le temps de calcul par 4.

Tableau 32 : Pertes thermiques et températures maximales des différents éléments modélisés (variation du volume du domaine source, de la moyenne du CMA et de la discrétisation spatiale)

	Températures maximales (K)						Pertes thermiques (%)	
	Domaine Source	Gaz	Eau	Electrode	Parois en acier	Oxyde de zircon		Nitride de bore
V = 2 cm <sup>3</sup> , Planck, N <sub>θ</sub> ×N <sub>φ</sub> =3x3	11 169	9 776	367	2 394	561	1 577	1 302	24,9
V = 4 cm <sup>3</sup> , Planck, N <sub>θ</sub> ×N <sub>φ</sub> =3x3	10 509	9 564	344	2 138	474	1 420	1 065	16,5
V = 4 cm <sup>3</sup> , Rosseland, N <sub>θ</sub> ×N <sub>φ</sub> =3x3	10 518	9 569	362	2 311	545	1 464	1 192	17,3
V = 4 cm <sup>3</sup> , Planck, N <sub>θ</sub> ×N <sub>φ</sub> =6x6	10 509	9 564	343	2 149	436	1 368	1 098	16,4
V = 6 cm <sup>3</sup> , Planck, N <sub>θ</sub> ×N <sub>φ</sub> =3x3	10 100	9 459	335	2 012	412	1 286	1 099	11,7

#### 4.2.3. Analyse de la distribution spectrale du rayonnement

La Figure 97 et la Figure 98 montrent le champ de rayonnement incident sur les surfaces des parois en acier et en céramique pour les six bandes de longueurs d'onde. Le rayonnement incident maximal sur les parois en acier est observé dans la bande UV [0,033 ; 0,402] μm avec un maximum de 262 kW.m<sup>-2</sup> juste au-dessus de la céramique, et entre le proche et le moyen infrarouge ([1,013 ; 5,263] μm) avec un maximum de 171 kW.m<sup>-2</sup> derrière la céramique. De même, sur la surface de la céramique, deux maxima sont observés dans les mêmes bandes avec des rayonnements incidents de 591 kW.m<sup>-2</sup> et 602 kW.m<sup>-2</sup> respectivement.

La loi de déplacement de Wien pour un corps noir postule que la longueur d'onde à laquelle le corps émet le flux maximal est inversement proportionnelle à sa température :

$$\lambda_{max} \cdot T = 2,8977 \cdot 10^6 \quad (\text{III.16})$$

Les températures correspondantes à la valeur moyenne des bandes où le rayonnement incident est maximal sont égales à 13 324 K et 923 K respectivement. Ces températures sont proches des températures du domaine source et de la céramique. En effet, c'est pour cela que sur les parois en acier, les émissions UV sont localisées dans la zone exposée tandis que les émissions IR sont dans la zone protégée par la céramique. A cause de la forme cylindrique de la surface interne de la céramique, cette dernière est la cible de ses propres émissions IR. Elle reçoit également les émissions UV de la source. On peut dire que la source et la céramique se comportent comme des corps noirs. La bande visible émet un minimum de rayonnement car le gaz ne rayonne qu'à très haute température comme le montre la Figure 97.

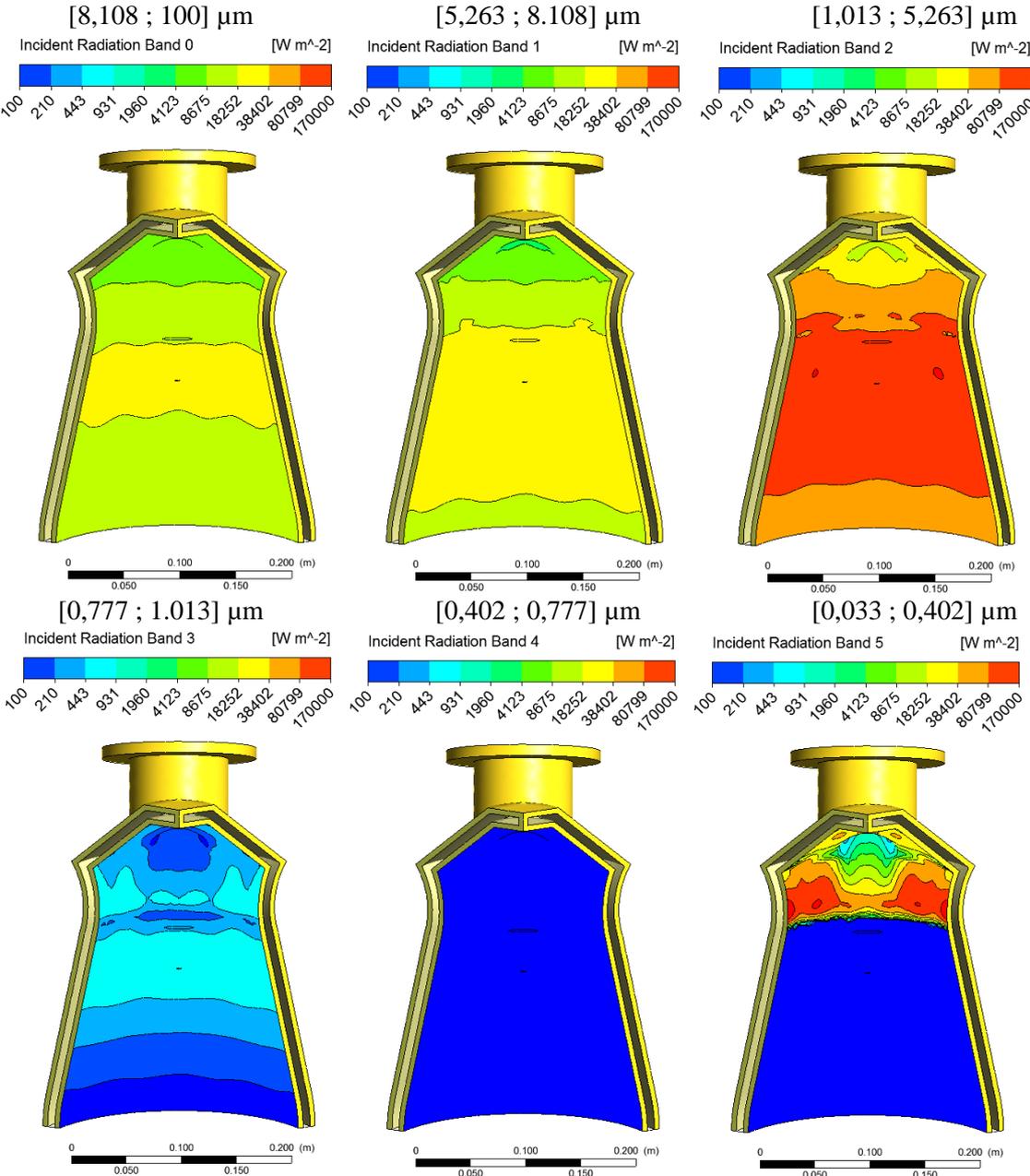


Figure 97: Rayonnement incident sur la surface intérieure des parois en acier dans différentes bandes de longueur d'onde

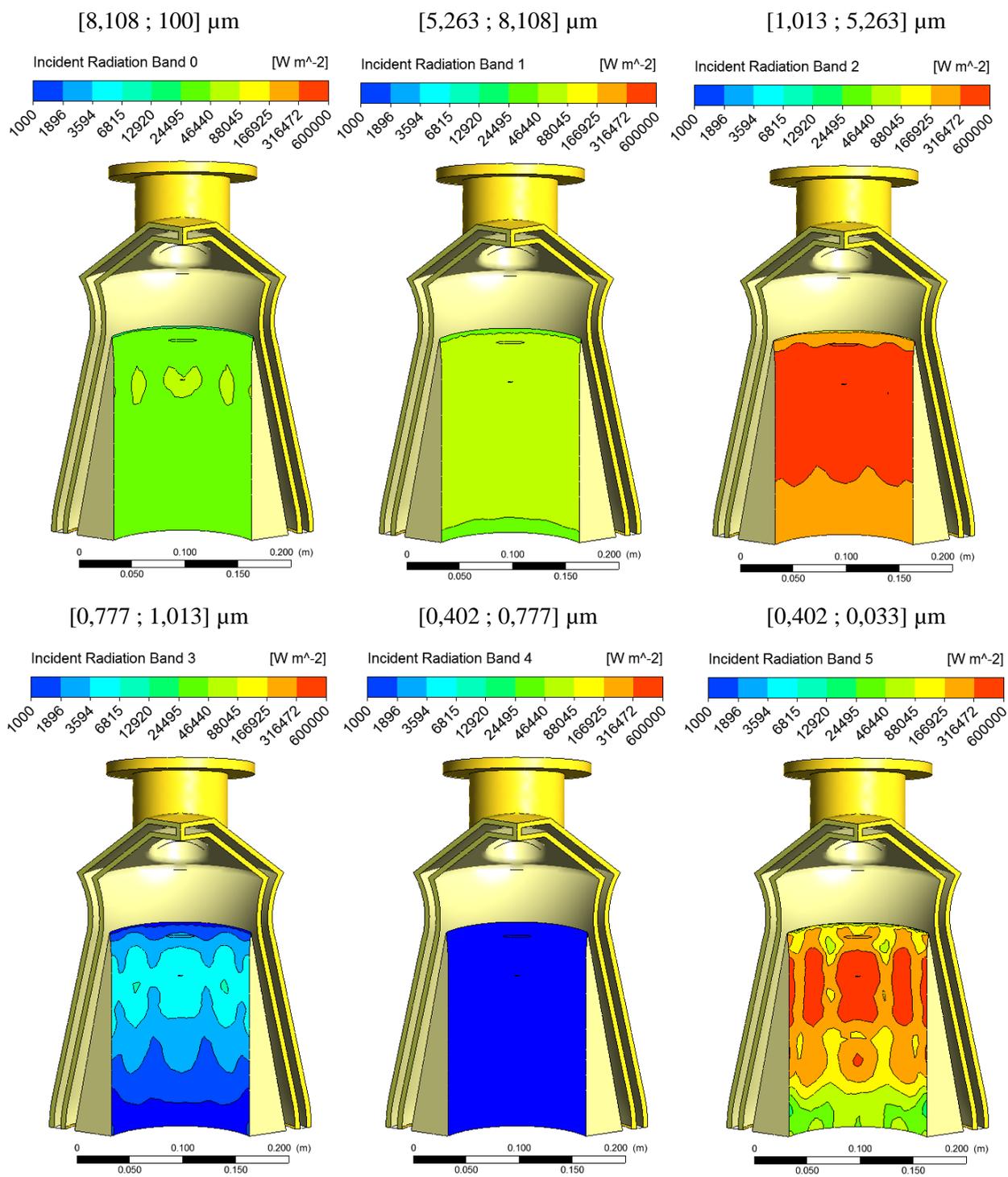


Figure 98: Rayonnement incident sur la surface de la céramique d'isolation thermique selon les différents intervalles de longueur d'ondes (W.m<sup>-2</sup>)

Table 1: Température correspondant à la longueur d'onde moyenne selon la loi de Wien et rayonnement incident maximal sur la surface intérieure des parois en acier et la surface de la céramique d'isolation thermique

Intervalles de longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	8,1-100	5,2- 8,1	1,01- 5,2	0,77- 1,01	0,40- 0,77	0,40-0,033
Température correspondant à la longueur d'onde moyenne de l'intervalle (Loi de Wien) (K)	54	433	924	3 237	4 916	13 324
Rayonnement incident maximal sur la surface intérieure des parois en acier ( $\text{W.m}^{-2}$ )	20 476	29 881	171 094	876	86	262 637
Rayonnement incident maximal sur la surface de la céramique d'isolation ( $\text{W.m}^{-2}$ )	48 007	81 546	602 231	7 620	868	591 985

#### 4.2.4. Caractérisation de l'écoulement

La Figure 99 montre le champ de vitesse au voisinage de la zone inter-électrodes. Sur le plan AA (droite), l'écoulement est quasi-linéaire, l'air est aspiré par l'arc et accéléré en aval de la zone source. La vitesse de l'air, initialement inférieure à  $4 \text{ m.s}^{-1}$ , atteint une valeur maximale de  $65 \text{ m.s}^{-1}$  en traversant le domaine source. Elle est de l'ordre de  $13 \text{ m.s}^{-1}$  au niveau de la sortie. Une petite recirculation est visible dans la zone de rencontre entre le gaz chaud et le flux de gaz froid provenant de l'entrée. Sur le plan B-B, une poche de recirculation plus importante se trouve en amont du domaine source. Les champs de température montrent que, entre la céramique et les parois en acier, le film d'air est plus efficace sur le plan A-A que sur le plan B-B. L'expansion du gaz chaud dans les deux plans est presque semblable, ce qui donne un profil de température bien homogène à la sortie. La recirculation en amont de la zone de décharge peut être éliminée si nous ajoutons un débit central, comme celui prévu pour l'injection de la biomasse. La position excentrique de l'entrée d'air permet de conduire le maximum d'air au-dessous des électrodes, ce qui permet de mieux refroidir la partie haute de la céramique qui reçoit un maximum de rayonnement de la source.

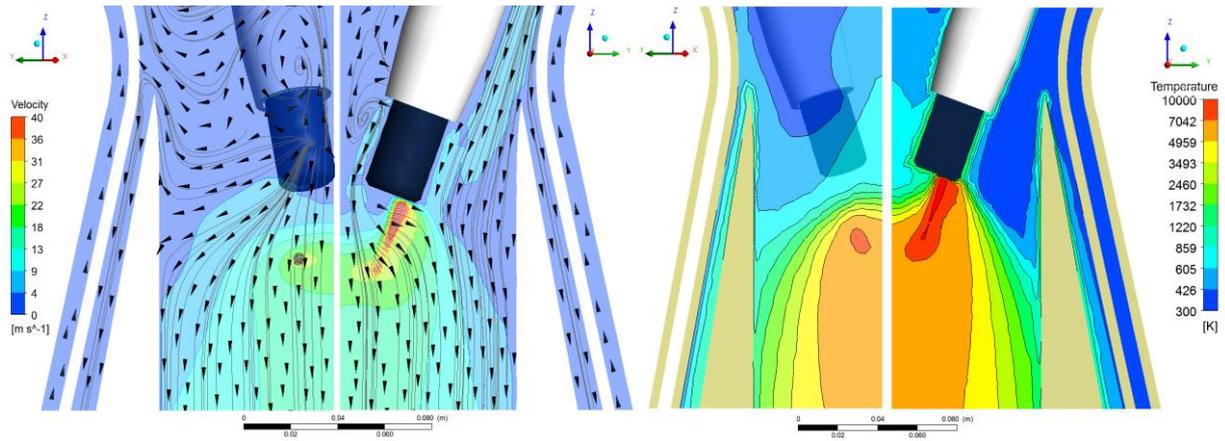


Figure 99: Champs de vitesse et lignes de courant (gauche) et champs de température (droite) sur les plan A-A et B-B (cf. figure 80)

## **5. Etudes des solutions de gainage des électrodes**

### **5.1. Simulation du gainage à l'azote**

Le taux d'érosion à l'azote des électrodes en graphite est faible comparé à celui à l'oxygène. L'érosion à l'azote est principalement thermomécanique. En présence d'air, un gainage optimisé peut baisser l'érosion chimique due à l'oxygène. Afin d'évaluer cette solution de gainage, nous avons pris en compte la présence de deux gaz dans notre modèle. L'azote est injecté entre l'électrode et la céramique d'isolation électrique et l'air est injecté autour de cette céramique. Les débits d'azote testés sont de 5, 10 et 15 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>.

En traçant les concentrations d'air et d'azote de gainage, nous allons évaluer l'efficacité du gainage pour les trois débits. La Figure 100 montre ces deux concentrations ainsi que les champs de vitesse sur le plan A-A. Pour les trois débits choisis, le gainage est plus efficace du côté de la zone inter-électrodes que du côté des parois. En effet, la vitesse d'air est plus élevée du côté des parois à cause de l'excentricité de l'entrée d'air. Le gainage n'offre une protection complète de l'électrode que sur les premiers millimètres après la sortie de la conduite. De plus, malgré l'augmentation de la vitesse avec le débit d'azote, la fraction massique autour des électrodes reste quasiment identique : sur la surface latérale, la fraction massique de l'azote de gainage est entre 0,55 et 0,65 et sur la surface transversale, elle est entre 0,45 et 0,55.

Ces observations ne sont valides que sur le plan A-A. En effet, Figure 101, où sont représentées les iso-surfaces de concentration d'azote de gainage, montre que seulement l'iso-surface définie par une fraction massique de 0,5, englobe la surface exposée de l'électrode, même pour le débit le plus élevé. On en déduit que le gainage à l'azote ne protège pas entièrement les électrodes de l'oxygène mais permet de baisser sa concentration de moitié.

En augmentant le débit de gainage, l'iso-surface à 0,6 se rétrécit mais l'iso-surface à 0,4 couvre mieux l'extrémité de l'électrode, tandis que l'iso-surface à 0,5 ne varie quasiment pas. Le meilleur compromis, si on compare les trois débits, est 10 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>. C'est le meilleur compromis entre effet de protection de l'électrode et consommation d'azote de gainage.

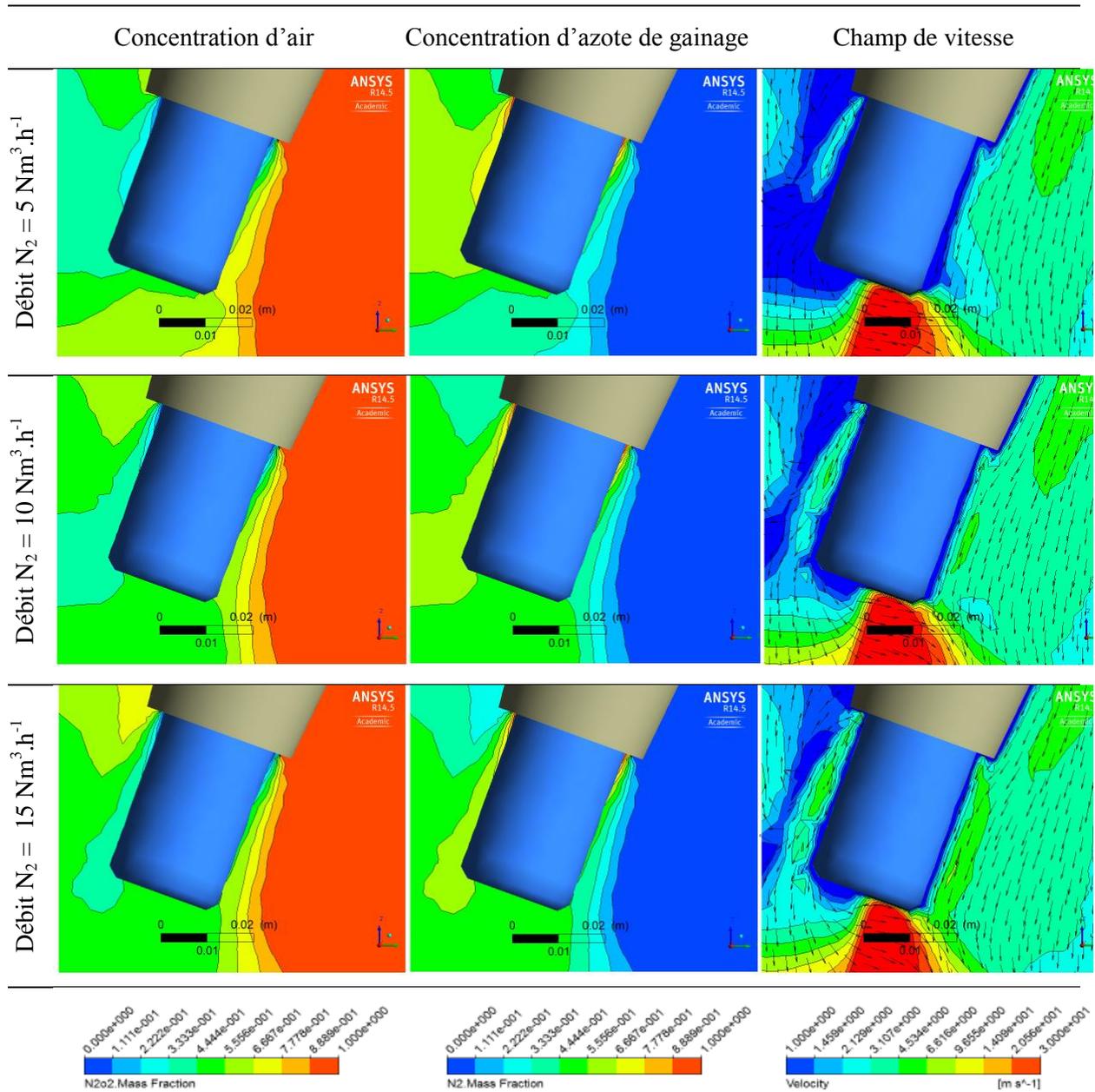


Figure 100 : De Gauche à droite: fraction massique de gaz injecté par l'entrée principale, fraction massique de gaz de gainage et champs de vitesse avec vecteurs normalisés.

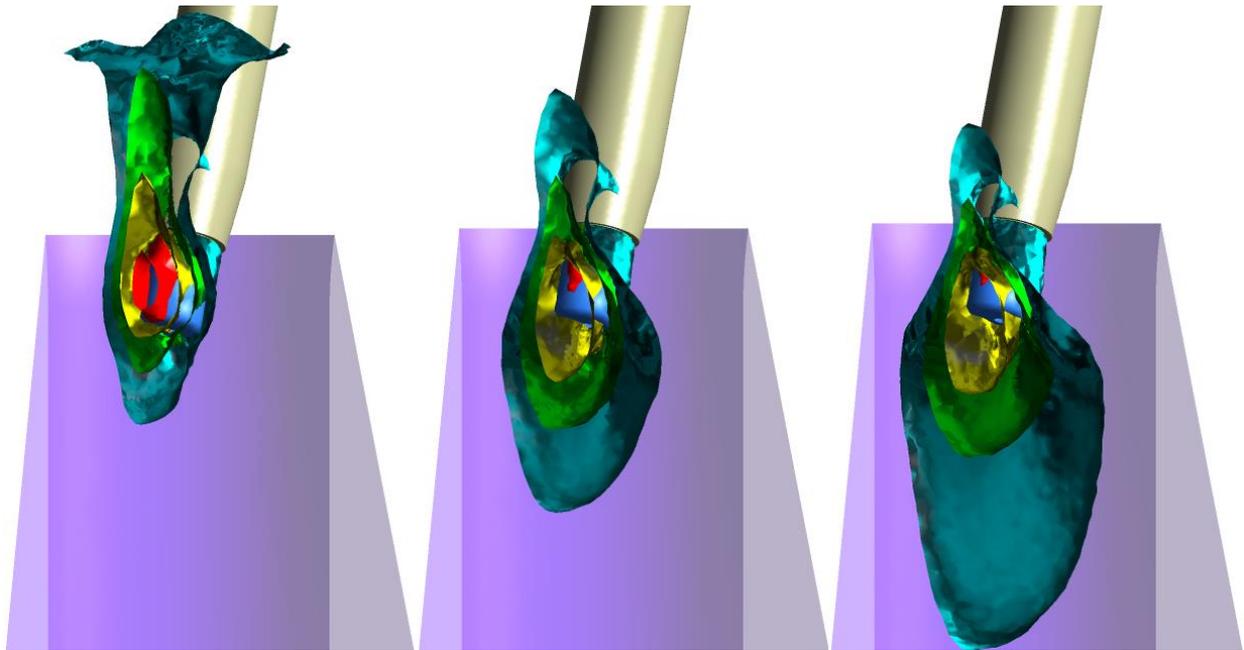


Figure 101 : Iso-surfaces de fraction massique de gaz de gainage à 0,2 (bleu), 0,4 (vert), 0,5 (jaune) et 0,6 (rouge) pour des débits de gaz de gainage de 5, 10 et 15 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup> (de gauche à droite)

## 5.2. Simulations du gainage au méthane

Afin de réduire l'érosion des électrodes, il est envisageable d'injecter du méthane à la place de l'azote. Sa combustion partielle avec l'air produira du monoxyde de carbone qui peut jouer le rôle d'un gainage neutre autour des électrodes. Une torche plasma de 70 kW fonctionnant avec un mélange de dioxyde de carbone et de méthane a été développée. La présence de méthane a permis le dépôt de carbone sous forme de nanotubes sur la surface des électrodes [159]. Afin d'étudier l'effet de l'injection de méthane dans un plasma d'air, le modèle numérique prend en compte maintenant le transport des espèces et la cinétique chimique. L'objectif de ce paragraphe consiste à étudier la composition chimique de gaz plasmagène autour des surfaces exposées des électrodes. Ceci nous permet d'évaluer la pertinence de cette option. Pour cela, nous allons détailler le modèle de transport pris en compte dans FLUENT ainsi que le choix du mécanisme réactionnel du méthane avec l'oxygène. Afin d'alléger la complexité du modèle et le temps de calcul, notre choix est orienté vers un mécanisme réactionnel réduit.

### 5.2.1. Modèle de transport des espèces

Le transport des espèces chimiques est régi par la loi de conservation de la masse pour chaque espèce. Cette loi de conservation découle directement de la loi générique de conservation d'une variable intensive  $g$  (équation de continuité) qui s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho g)}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} g) + \text{div}(\overrightarrow{\varphi_{DG}}) = \rho g^*$$

Où  $\overrightarrow{\varphi_{DG}}$  est le terme diffusif et  $g^*$  est le terme source.

Ainsi en définissant la fraction massique  $Y_k$  et  $w_k$  le taux de production par réaction de l'espèce  $k$

$$Y_k = \frac{m_k}{m}, \quad w_k = \rho \left( \frac{\partial y_k}{\partial t} \right)_{chimie} = \sum_{i=1}^n \nu_{ik} r_i \quad (\text{III.17})$$

Avec  $m_k$  la masse de l'espèce  $k$ ,  $\nu_{ik}$  le coefficient stœchiométrique de l'espèce  $k$  dans la  $i^{\text{ème}}$  réaction dont le taux de réaction est  $r_i$  ( $i=1, 2, \dots, n$ ).

Selon la définition de  $Y_k$

$$\sum Y_k = 1 \text{ et } \sum w_k = 0$$

En remplaçant la variable intensive  $g$  par  $Y_k$  dans la loi de conservation, on obtient le bilan de masse local de l'espèce  $k$  :

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \text{div}(\rho Y_k \vec{V}) + \text{div}(\rho Y_k \overrightarrow{V_{Dk}}) = w_k \quad (\text{III.18})$$

avec  $\overrightarrow{V_{Dk}}$  la vitesse de diffusion de l'espèce  $k$  qui peut s'écrire selon la loi de Fick :

$$\overrightarrow{V_{Dk}} = -\frac{D_k}{Y_k} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(Y_k)$$

Avec  $D_k$  le coefficient de diffusion de l'espèce  $k$ .

On vérifie que la sommation de l'équation (13) nous ramène au bilan global de masse :

$$\begin{aligned} \sum_k \left( \frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \text{div}(\rho Y_k \vec{V}) + \text{div}(\rho Y_k \overrightarrow{V_{Dk}}) \right) &= \sum w_k \\ \frac{\partial(\rho \sum_k Y_k)}{\partial t} + \text{div} \left( \rho \sum_k Y_k \vec{V} \right) + \text{div} \left( \rho \sum_k Y_k \overrightarrow{V_{Dk}} \right) &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) - \text{div} \left( \rho D_k \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \left( \sum_k Y_k \right) \right) &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) &= 0 \end{aligned}$$

En intégrant les réactions chimiques, l'équation de conservation de l'énergie globale devient :

$$c_p \frac{\partial \rho T}{\partial t} + c_p \operatorname{div}(\rho \vec{V} T) + \operatorname{div}\left(\frac{\lambda_c}{c_p} \operatorname{grad} h\right) = \sum_k w_k h_k \quad (\text{III.19})$$

### 5.2.2. Modèle cinétique

La vitesse  $r_i$  d'une réaction quelconque s'écrit comme suit :

$$r_i = k_i \prod_{k=1}^{N_{ei}} [k]^{v_{ik}} \quad (\text{III.20})$$

avec  $k_i$  la constante de vitesse,  $[k]$  la concentration de l'espèce  $k$ ,  $N_{ei}$  le nombre d'espèces dans la réaction  $i$  et  $v_{ik}$  l'ordre de l'espèce  $k$  dans la réaction  $i$ . On peut noter  $v_i = \sum v_{ik}$  l'ordre de la réaction  $i$ .

La loi empirique qui permet de relier les conditions thermodynamiques à la constante de vitesse de la réaction est la loi d'Arrhenius qui s'écrit comme suit :

$$k = A T^\beta \exp\left(-\frac{E_a}{R T}\right) \quad (\text{III.21})$$

Où  $A$ ,  $\beta$ ,  $E_a$  et  $R$  sont respectivement le facteur pré-exponentiel, l'exposant de température, l'énergie d'activation et la constante des gaz parfaits.

La description détaillée de la cinétique de la réaction du méthane peut faire appel à des centaines d'espèces chimiques et des milliers de réactions intermédiaires. La complexité croissante des modèles utilisés couplée à la géométrie 3D, relativement complexe, empêche l'utilisation d'un schéma cinétique détaillé pour la combustion partielle ou complète du méthane. Il est nécessaire de réduire le nombre d'espèces intermédiaires pour réduire le temps de calcul et la mémoire allouée, tout en gardant les étapes clé du processus réactionnel. De plus, les mécanismes qui sont suffisamment détaillés et réalistes contiennent un nombre très important d'espèces et de réaction chimiques qui ne sont pas seulement couplées de façon non linéaire mais qui possèdent aussi des échelles de temps très différentes, ce qui alourdit encore le calcul. Parfois même, les modèles cinétiques détaillés ayant des mécanismes semblables peuvent prédire qualitativement des résultats différents à cause du changement de la cinétique d'une seule réaction. A titre d'exemple, [160] montre la différence entre l'utilisation de GRI-Mech 2.11 et 3.0 sur le calcul du délai d'allumage d'un mélange méthane-air. La différence est simplement due à un rapport de 1,89 du facteur pré-exponentiel d'une seule réaction entre les deux versions.

Le choix des espèces à prendre en compte dépend principalement des phénomènes mis en jeu mais aussi de l'information que nous souhaitons obtenir de la simulation. Dans ce cas, les distributions spatiales du monoxyde de carbone, du dioxyde de carbone et de l'hydrogène sont une information nécessaire pour vérifier l'efficacité du gainage au méthane.

La Figure 102 montre le nombre de réactions et d'espèces chimiques de plus d'une vingtaine de mécanismes détaillés ou modérément réduit selon la méthode squelettique, de combustion d'hydrocarbures à plusieurs degrés de complexité moléculaire, basée sur une compilation des travaux réalisés entre les années 2000 et 2009 [160]. Le nombre des espèces K et des réactions I augmente avec la taille de la molécule, presque de façon exponentielle. En plus, la taille du mécanisme a tendance à croître avec le temps, grâce aux nouvelles avancées dans la cinétique chimique des hydrocarbures et l'automatisation des outils de génération de mécanismes. L'auteur stipule également qu'il existe une corrélation entre le nombre d'espèces et le nombre de réactions [160].

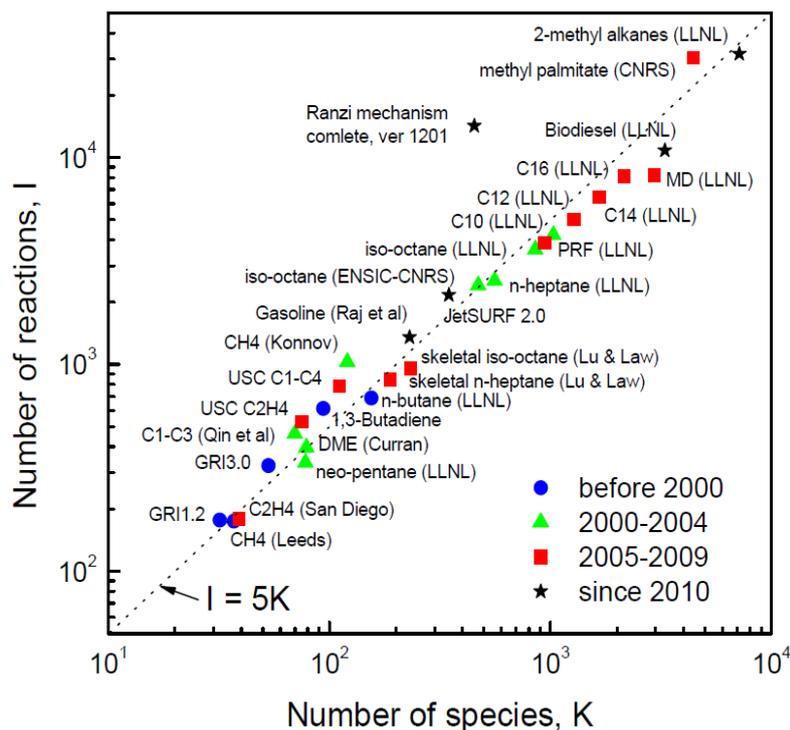


Figure 102 : Evolution du nombre d'espèces des schémas cinétiques des hydrocarbures et corrélation avec le nombre de réaction [160].

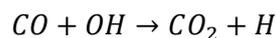
### 5.2.2.1. Les hypothèses de réduction des mécanismes réactionnels

Il existe plusieurs méthodes de simplification des mécanismes détaillés. Ces méthodes se basent principalement sur deux approximations simplificatrices : l'approximation de l'état

quasi-stationnaire dite aussi l'approximation de Bodenstein [161] (En anglais Quasi-Steady-State Approximation ou QSSA) et l'approximation de l'équilibre partiel (En anglais Partial Equilibrium Approximation ou PEA).

Pour une espèce intermédiaire donnée, si la réaction par laquelle elle est créée est plus lente que la réaction par laquelle elle est consommée alors sa concentration reste toujours négligeable par rapport aux autres espèces. On considère que cette espèce vérifie la QSSA et est à l'état stable, ce qui permet de simplifier les équations différentielles impliquant cette espèce par des équations algébriques plus simples [162].

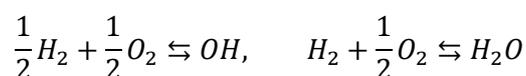
En ce qui concerne la PEA, elle ressemble au QSSA sauf qu'au lieu de se focaliser sur des espèces particulières, elle se concentre sur des réactions particulières. En effet, sous certaines conditions, un ensemble de réactions peut évoluer vers un état de quasi-équilibre avec une ou plusieurs réactions qui évoluent lentement. La PEA intervient lorsque les taux de réaction dans les deux sens sont larges et lorsque la contribution d'une espèce particulière dans une réaction lente peut être compensée, moyennant une faible différence, dans les réactions directe et inverse qui sont dans un état de quasi-équilibre. [163] présente une illustration de la façon avec laquelle la PEA peut simplifier le calcul de la constante de réaction d'une réaction d'oxydation : en considérant un mécanisme réactionnel incluant la réaction d'oxydation du monoxyde de carbone et en mesurant les concentrations de CO et de CO<sub>2</sub>, on souhaite obtenir une estimation de la constante de vitesse de cette réaction :



La vitesse de cette réaction s'écrit

$$\frac{d[CO_2]}{dt} = -\frac{d[CO]}{dt} = k[CO][OH]$$

avec  $[k]$  la concentration de l'espèce  $k$ . Maintenant, la question est comment calculer la constante de vitesse  $k$  sans avoir accès à la concentration de l'hydroxyle. Si on suppose qu'un équilibre existe entre les chaînes d'espèces H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>, on pourrait développer les deux réactions de formation issues du schéma réactionnel complet :



Les constantes d'équilibre dans le sens direct de ces deux réactions  $k_{f,OH}$  et  $k_{f,H_2O}$  s'écrivent comme suit

$$k_{f,OH}^2 = \frac{[OH]_{eq}^2}{[H_2]_{eq}[O_2]_{eq}}, \quad k_{f,H_2O} = \frac{[H_2O]_{eq}}{[H_2]_{eq}[O_2]_{eq}^{1/2}}$$

En résolvant les deux dernières équations pour la concentration d'hydroxyde  $[OH]_{eq}$  et en éliminant la concentration de dihydrogène  $[H_2]_{eq}$ , on obtient

$$[OH]_{eq} = [H_2O]_{eq}^{1/2} [O_2]_{eq}^{1/4} \left( \frac{k_{f,OH}^2}{k_{f,H_2O}} \right)$$

Ainsi la vitesse de la réaction devient :

$$\frac{d[CO_2]}{dt} = -\frac{d[CO]}{dt} = k \left( [CO][H_2O]_{eq}^{1/2} [O_2]_{eq}^{1/4} \right) \left( \frac{k_{f,OH}^2}{k_{f,H_2O}} \right)$$

On peut déduire que la vitesse de la réaction peut s'écrire en fonction des concentrations des espèces mesurables stables. Néanmoins, une grande attention doit être accordée à l'application de cette approximation, car l'équilibre entre les chaînes  $H_2-O_2$  n'est pas toujours vérifié pendant la combustion d'hydrocarbures. Toutefois, il est intéressant de noter que des mesures expérimentales montrent que le taux de production de  $CO_2$  est proportionnel à la concentration du CO et à la racine quatrième de la concentration de l' $O_2$ .

Dans la littérature, les deux approximations sont généralement utilisées ensemble. Toutefois, [164] montre que des résultats différents peuvent être obtenus en utilisant chacune de ces approximations. La QSSA est considérée comme plus restrictive et moins robuste que la PEA.

#### 5.2.2.2. Mécanismes cinétiques simplifiés pour l'oxydation du méthane

- Le mécanisme réactionnel de Westbrook et Dryer

Le modèle réactionnel de Westbrook et Dryer [165] est le modèle utilisé par défaut dans FLUENT. Il contient une réaction d'oxydation du méthane par l'oxygène de l'air et une réaction réversible d'oxydation du monoxyde de carbone. Le Tableau 33 montre les constantes des lois d'Arrhenius gouvernant ces réactions. Les valeurs des réactions I.1<sub>d</sub> et I.2<sub>d</sub> sont issues des travaux de Dryer et Glassman [166] sur l'oxydation du méthane et du CO à haute température dans des conditions de mélange pauvre. Plus tard, la réaction inverse d'oxydation du CO a été ajoutée par Westbrook et Dryer [167], [168] afin de prendre en compte sa chaleur de réaction et la dépendance à la pression d'équilibre du ratio  $[CO]/[CO_2]$  [169].

Tableau 33 : Les constantes de la loi d'Arrhenius et les ordres des espèces du mécanisme réactionnel de Westbrook et Dryer.

	Réactions	A	b	E	$\nu$	Réf
I. 1 <sub>d</sub>	$CH_4 + 1.5 O_2 \rightarrow CO + 2H_2O$	$1.59 \cdot 10^{13}$	0	$3,97 \cdot 10^8$	$[CH_4]^{0,7} [O_2]^{0,8}$	[169]
I. 2 <sub>d</sub>	$CO + 0.5O_2 \rightarrow CO_2$	$3,98 \cdot 10^{14}$	0	$3,38 \cdot 10^8$	$[CO] [O_2]^{0,25} [H_2O]^{0,5}$	[169]
I. 2 <sub>i</sub>	$CO_2 \rightarrow CO + 0.5O_2$	$5,0 \cdot 10^8$	0	$3,38 \cdot 10^8$	$[CO_2]$	[169]

- Mécanisme réactionnel de Jones-Lindstedt

Plusieurs mécanismes cinétiques réduits peuvent représenter une alternative intéressante pour la modélisation de la combustion du méthane dans l'air. Parmi les modèles réduits les plus connus, on trouve le mécanisme de Jones-Lindstedt qui fut développé en 1988 pour les hydrocarbure de types alcanes du méthane jusqu'au butane [170]. Le mécanisme réactionnel a été développé pour la combustion dans des flammes de pré-mélange ou de diffusion. Pour ces deux structures de flammes, il a été convenable de diviser la flamme en 4 régions principales, avec la réaction ayant lieu dans deux zones seulement : une zone primaire où le carburant est converti en monoxyde de carbone et hydrogène et une zone secondaire où a lieu la conversion en eau et dioxyde de carbone. Les deux zones restantes sont appelées des régions de pré-flamme et de post-flamme. En se basant sur l'approximation de l'état quasi-stationnaire et l'hypothèse de l'équilibre partiel, le mécanisme réactionnel qui en découle contient deux réactions d'oxydation du combustible avec l'oxygène et avec l'eau ainsi que deux réactions réversibles : la première pour la recombinaison de l'eau et la seconde pour l'oxydation du monoxyde de carbone. Les vitesses de combustion obtenues avec ce modèle réactionnel pour des mélanges d'air riches, stœchiométriques et pauvres en méthane, éthane, propane ou butane ont été comparées avec les résultats expérimentaux issus de Warnatz [171] et un bon accord a été retrouvé. Il a été noté que le modèle a tendance à surestimer le taux de production du  $H_2$  pour un mélange méthane-air riche mais les valeurs maximales sont cohérentes. Ce mécanisme a été également testé par Andersen et al [169] dans des conditions d'oxy-combustion et a pu permettre des estimations de production de CO très cohérentes en comparaison avec des mécanismes plus détaillés.

Tableau 34 : Les constantes de la loi d'Arrhenius et les ordres des espèces du mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt.

	Réactions	A	b	E	$\nu$	Réf
II. 1 <sub>d</sub>	$CH_4 + 0.5O_2 \rightarrow CO + 2H_2$	$0,44 \cdot 10^{12}$	0	$2,49 \cdot 10^8$	$[CH_4]^{0,5} [O_2]^{1,25}$	[170]
II. 2 <sub>d</sub>	$CH_4 + H_2O \rightarrow CO + 3H_2$	$0,30 \cdot 10^9$	0	$2,49 \cdot 10^8$	$[CH_4] [H_2O]$	[170]
II. 3 <sub>d</sub>	$H_2 + 0.5 O_2 \rightarrow H_2O$	$0,68 \cdot 10^{16}$	-1	$3,32 \cdot 10^8$	$[H_2]^{0,25} [O_2]^{1,5}$	[170]
II. 4 <sub>i</sub>	$H_2O \rightarrow H_2 + 0.5 O_2$	$7,06 \cdot 10^{17}$	0	$8,06 \cdot 10^9$	$[H_2]^{-0,75} [O_2][H_2O]$	[172]
II. 5 <sub>d</sub>	$CO + H_2O \rightarrow CO_2 + H_2$	$0,27 \cdot 10^{10}$	0	$1,66 \cdot 10^8$	$[CO] [H_2O]$	[170]
II. 6 <sub>i</sub>	$CO_2 + H_2 \rightarrow CO + H_2O$	$6,71 \cdot 10^{10}$	0	$1,14 \cdot 10^8$	$[CO_2] [H_2]$	[173]

- Le mécanisme réactionnel de N. Peters et R.J. Kee

Le modèle réactionnel de N. Peters et R.J. Kee [174], est développé pour les flammes de diffusion méthane-air. Ce modèle à 4 réactions est obtenu à partir d'une réduction squelettique d'un mécanisme réactionnel plus développé de 18 réactions (cf. Tableau 35). Les différentes espèces intermédiaires sont séparées en deux groupes, le premier groupe contient les espèces suivantes : (OH, O, HO<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>, CH<sub>2</sub>O, CHO) qui sont considérées comme des espèces vérifiant l'approximation de l'état quasi-stationnaire et le deuxième groupe contient les espèces suivantes : (CO, H<sub>2</sub> et H) qui ne vérifient pas la QSSA. L'identification de ces espèces a permis d'éliminer les réactions rapides 3, 4, 7, 11, 12 et 17 où au moins l'un des réactifs vérifie la QSSA. En se basant sur l'équation (13), les taux de production des espèces conservées en fonction des vitesses des réactions restantes sont comme suit :

$$w_H + [w_{OH} + 2w_O + w_{CH_3} + w_{CHO} + w_{HO_2}] \\ = -2r_1 - 2r_2 - 2r_6 - 2r_8 + 2r_{10} - 2r_{14} - 2r_{15} + 2r_{16}$$

$$w_{H_2} + [-w_{OH} - 2w_O + 3w_{CH_3} + w_{CH_2O} + w_{HO_2}] \\ = 4r_1 + 4r_2 + r_6 + r_8 + r_9 - 3r_{10} + r_{14} + r_{15} - 3r_{16}$$

$$w_{H_2O} + [w_{OH} + w_O - w_{CH_3}] = -r_1 - r_2 - r_9 - 2r_{10} + 2r_{16}$$

$$w_{CO} + [w_{CH_3} + w_{CH_2O} + w_{CHO}] = r_1 + r_2 - r_9$$

$$w_{O_2} + [w_{HO_2}] = -r_{10} - r_{16}$$

$$w_{CH_2} = -r_1 - r_2$$

$$w_{CO_2} = r_9$$

Sachant que les taux de production des espèces entre crochets peuvent être négligés, on note que les réactions 5, 13 et 8 n'interviennent pas dans ces équations et peuvent être éliminées. Contrairement aux deux mécanismes présentés dans les paragraphes précédents, les vitesses des quatre réactions du mécanisme réduit, ne découlent pas directement de la loi d'Arrhenius et sont déduites des équations précédentes comme le montre le Tableau 36.

Tableau 35 : Les constantes de la loi d'Arrhenius du mécanisme réactionnel initial réduit pour générer le mécanisme de N. Peters et R.J. Kee.

	Réactions	$A$	$b$	$E$	Réf
1	$CH_4 + H \rightarrow CH_3 + H_2$	$2,20 \cdot 10^4$	3	8750	[174], [175]
2	$CH_4 + OH \rightarrow CH_3 + H_2O$	$1,60 \cdot 10^6$	2,1	2460	[174], [175]
3	$CH_3 + O \rightarrow CH_2O + H$	$6,80 \cdot 10^{13}$	0	0	[175]
4	$CH_2O + H \rightarrow CHO + H_2$	$2,19 \cdot 10^8$	1,77	3000	[175]
5	$CH_2O + OH \rightarrow CHO + H_2O$	$3,43 \cdot 10^9$	1,18	-447	[175]
6	$CHO + H \rightarrow CO + H_2$	$2,00 \cdot 10^{14}$	0	0	[50]
7	$CHO + M \rightarrow CO + H + M$	$7,14 \cdot 10^{14}$	0	16800	[50]
8	$CHO + O_2 \rightarrow CO + HO_2$	$3,00 \cdot 10^{12}$	0	0	[50]
9	$CO + OH \rightleftharpoons CO_2 + H$	$4,40 \cdot 10^6$	1.5	-758	[50]
10	$H + O_2 \rightleftharpoons OH + O$	$1,20 \cdot 10^{17}$	-0,91	16507	[50]
11	$O + H_2 \rightleftharpoons OH + H$	$1,80 \cdot 10^{10}$	1	8826	[175]
12	$OH + H_2 \rightleftharpoons H_2O + H$	$1,70 \cdot 10^9$	1.3	3626	[175]
13	$OH + OH \rightleftharpoons H_2O + O$	$6,00 \cdot 10^8$	1.3	0	[175]
14	$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$	$2,00 \cdot 10^{18}$	-0,8	0	[50]
15	$H + OH + M \rightarrow H_2O + M$	$2,15 \cdot 10^{22}$	-2	0	[50]
16	$H + HO_2 \rightarrow OH + OH$	$1,5 \cdot 10^{14}$	0	1000	[50]
17	$H + HO_2 \rightarrow H_2 + O_2$	$2,5 \cdot 10^{13}$	0	690	[50]
18	$OH + HO_2 \rightarrow H_2O + O_2$	$2,0 \cdot 10^{13}$	0	0	[50]

Tableau 36 : Mécanisme réactionnel de N. Peters et R.J. Kee.

	Réactions	Vitesse de réaction $r_i$	Réf
III.1 <sub>d</sub>	$CH_4 + H_2O + 2H \rightarrow CO + 4 H_2$	$r_{III.1d} = r_1 + r_2$	[174]
III.2 <sub>d,i</sub>	$CO + H_2O \rightleftharpoons CO_2 + H_2$	$r_{III.2d} = r_9$	[174]
III.3 <sub>d</sub>	$2H + M \rightarrow H_2 + M$	$r_{III.3d} = r_6 + r_8 + r_{14} + r_{15}$	[174]
III.4 <sub>d,i</sub>	$3H_2 + O_2 \rightleftharpoons 2H_2O + 2H$	$r_{III.4d} = r_{10} + r_{16}$	[174]

- Le mécanisme réactionnel de 15 réactions de GRI-MECH 3.0

Ce mécanisme réactionnel contient 15 réactions et 19 espèces (cf. Tableau 37) et il a été proposé en 2001 comme un successeur du mécanisme de 12 réactions et 16 espèces basé sur GRI-MECH 1.2. Il est basé sur le modèle détaillé GRI-MECH 3.0 qui représente un mécanisme désigné pour modéliser la combustion du méthane avec la prise en compte de la formation de NO et il contient 325 réactions au total pour 53 espèces. Le mécanisme réduit est obtenu avec la méthode de groupement utilisée de façon automatique avec le code de réduction CARM [176] et fait appel à l'hypothèse de l'état quasi-stationnaire pour l'identification des espèces à simplifier. En comparaison avec d'autres mécanismes réduits, l'introduction des molécules avec deux atomes de carbone donne des meilleurs résultats,

surtout pour la prédiction de CO [177]. En plus, la comparaison des résultats obtenus dans des conditions adiabatiques d'un réacteur parfaitement agité (en anglais Perfectly Stirred reactor PSR) avec ceux du GRI-MECH 3.0 montre une excellente concordance dans les valeurs des températures maximales. Ce modèle a été également testé dans des conditions d'oxy-combustion où les conditions de température sont relativement plus élevées et peuvent atteindre 3 000 K [177]. Dans ces mêmes conditions, les émissions de NO sont surestimées en comparaison avec le modèle GRI-MECH 3.0. Les vitesses de réaction de ce modèle sont calculées en fonction des 325 vitesses de réaction du modèle détaillé.

Tableau 37 : Mécanisme réactionnel réduit de 15 réactions issues de GRI-MECH 3.0.

	Réactions	Réf
IV.1	$CH_4 + H \rightarrow CH_3 + H_2$	
IV.2	$CH_3 + OH \rightarrow CH_2O + H_2$	
IV.3	$CH_2O \rightarrow CO + H_2$	
IV.4	$C_2H_6 \rightarrow C_2H_4 + H_2$	
IV.5	$C_2H_4 + OH \rightarrow CH_3 + CO + H_2$	
IV.6	$C_2H_4 + O_2 \rightarrow 2CO + H_2$	
IV.7	$CO + OH + H \rightarrow CO_2 + H_2$	
IV.8	$H + OH \rightarrow H_2O$	[177]
IV.9	$2H_2 + O_2 \rightarrow 2H + 2OH$	
IV.10	$2H \rightarrow H_2$	
IV.11	$HO_2 + H \rightarrow H_2 + O_2$	
IV.12	$H_2O_2 + H \rightarrow H_2 + HO_2$	
IV.13	$N_2 + O_2 \rightarrow 2NO$	
IV.14	$HCN + H + O_2 \rightarrow H_2 + CO + NO$	
IV.15	$NH_3 + 3H + H_2O \rightarrow 4H_2 + NO$	

### 5.2.2.3. Simulations et résultats

Les 4 mécanismes présentés dans le paragraphe précédent sont d'une complexité croissante, en termes de nombre de réactions mais aussi dans la manière dont ils sont implémentés sous FLUENT. En effet, les deux derniers modèles font appel au logiciel CHEMKIN pour les données thermodynamiques et pour l'initialisation du calcul. Le modèle de Jones et Lindstedt est d'une complexité relativement moyenne et sa validité a été démontrée pour différentes richesses. Il peut être utilisé pour une flamme de pré-mélange ou de diffusion et il a été testé dans des conditions d'oxy-combustion, c'est-à-dire pour des températures relativement élevées [169]. Nous avons choisi ce dernier mécanisme pour la prise en compte de la cinétique chimique de l'oxydation du méthane dans la torche plasma, car il est relativement précis pour le suivi du CO et du H<sub>2</sub> à moindre coût de calcul. Les propriétés de transport des espèces utilisées dans ce modèle sont présentées dans la Figure 103.

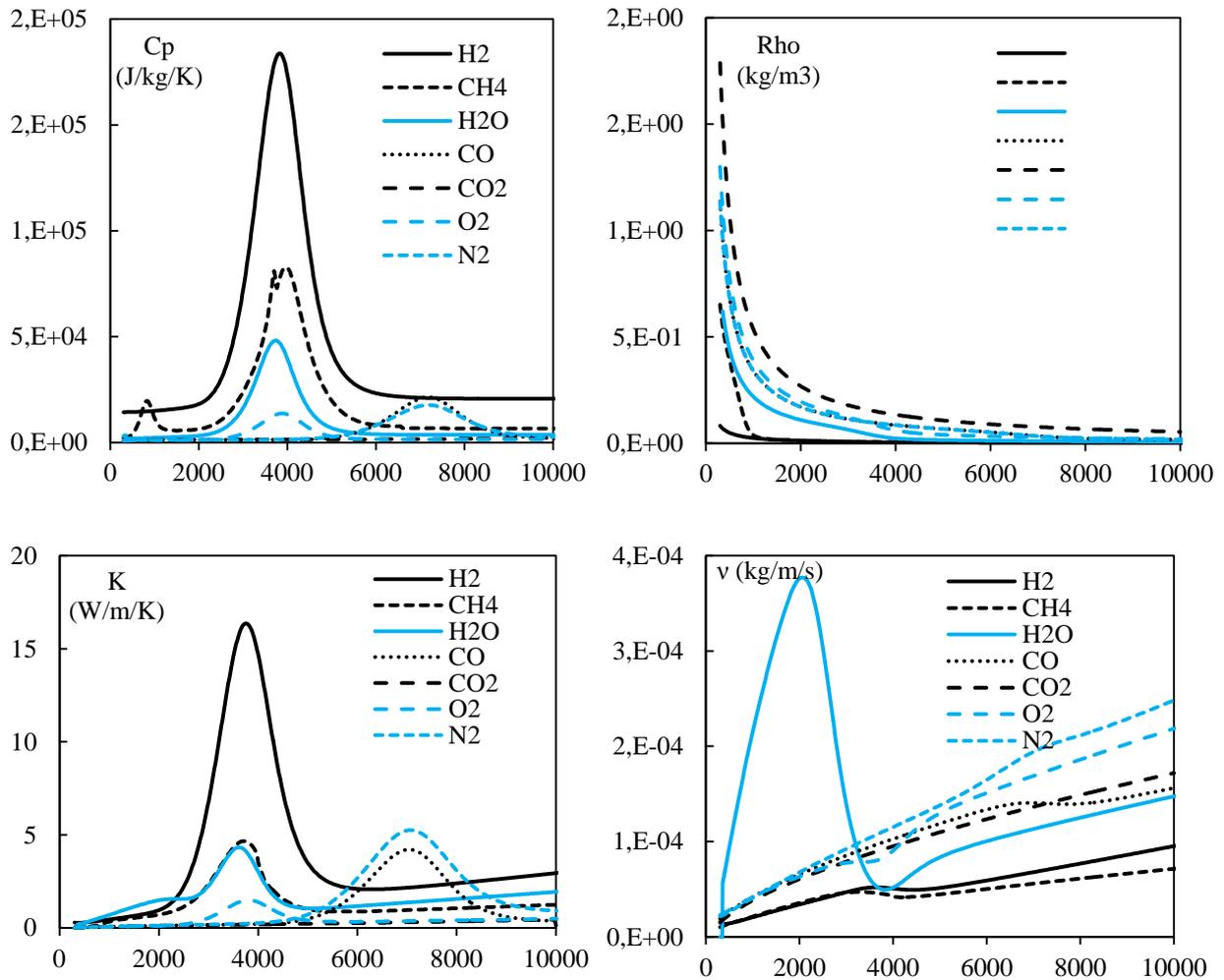


Figure 103 : Propriétés de transport des différentes espèces utilisées dans le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt en fonction de la température [156]

Les différentes réactions ainsi que les paramètres des lois d'Arrhenius correspondants sont intégrés dans FLUENT sous le modèle « Laminar finite-rate ». Nous avons testé 3 débits de méthane :  $1,5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ,  $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  et  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ . Le méthane est injecté autour des électrodes à la place de l'azote et réagit avec l'air injecté par les entrées principales. Comme le propose le mécanisme de Jones et Lindstedt, le méthane commence par s'oxyder avec l'oxygène de l'air pour donner du monoxyde de carbone et de l'hydrogène puis l'hydrogène réagit avec l'oxygène pour se transformer en eau. Ensuite, la deuxième réaction d'oxydation du méthane et du monoxyde de carbone ont lieu avec l'eau. Les deux réactions restantes sont des réactions réversibles. De cet ordre chronologique, on peut prévoir que le monoxyde de carbone et l'hydrogène seront localisés au même endroit car produits par la même réaction. Dans ce modèle, la transformation du monoxyde de carbone en dioxyde de carbone se fait seulement par réaction avec la vapeur d'eau. En effet, cette réaction est prépondérante par rapport à la

réaction avec l'oxygène, car cette dernière possède une constante de réaction plus faible jusqu'à 3 700 K (Figure 104).

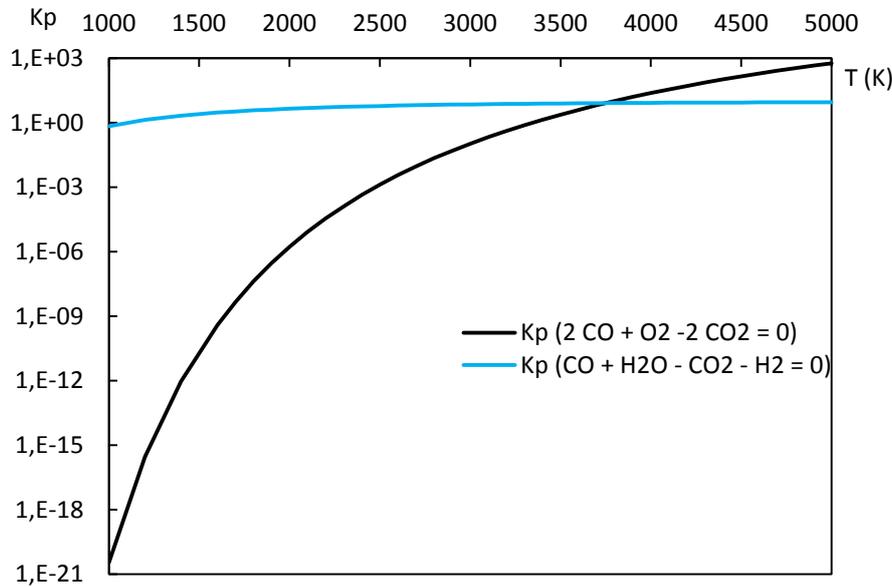


Figure 104 : Constantes de réaction d'oxydation du monoxyde de carbone avec l'oxygène et avec l'eau

La variation du débit de méthane montre un changement drastique de la distribution spatiale des gaz de combustion. Avec le débit le plus élevé, le méthane est soufflé vers la zone de décharge, le mélange avec l'oxygène se fait alors au-dessous des électrodes. Pour cette raison, les zones de concentrations élevées en CO et en H<sub>2</sub> sont localisées en bas des électrodes. En baissant le débit de méthane à 3 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>, le CO et le H<sub>2</sub> sont produits sur la surface transversale de l'électrode. En effet, la vitesse du méthane a baissé, ce qui lui donne un temps de séjour plus long pour réagir plus haut. Par contre, en passant à un débit encore plus faible de 1,5 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>, la vitesse du méthane devient insuffisante pour gagner les électrodes et la production de CO et de H<sub>2</sub> devient très faible. On peut déduire de cette étude paramétrique sur le débit de méthane que la vitesse d'injection (et donc le temps de séjour) des molécule de combustible a un effet direct sur le taux de production de CO et de H<sub>2</sub> et sur la zone où cette production a lieu. Dans notre cas, le débit optimal est d'environ de 3 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>. Les émissions de dioxyde de carbone et de vapeur d'eau croissent en réduisant le débit de méthane. Dans l'annexe 3, les distributions spatiales des fractions massiques de chacune des espèces sont présentées, ce qui permet une meilleur compréhension du rôle des recirculations du gaz au-dessus de la zone de décharge.

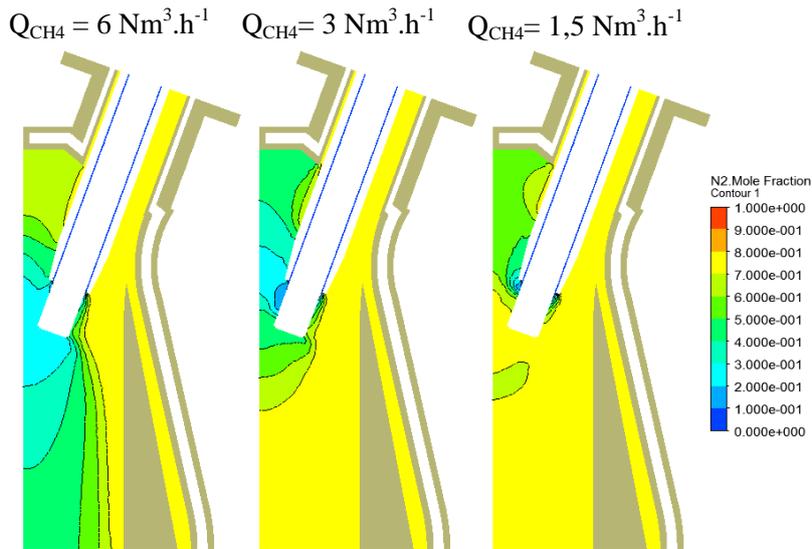


Figure 105 : Fraction molaire de  $N_2$ , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de  $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

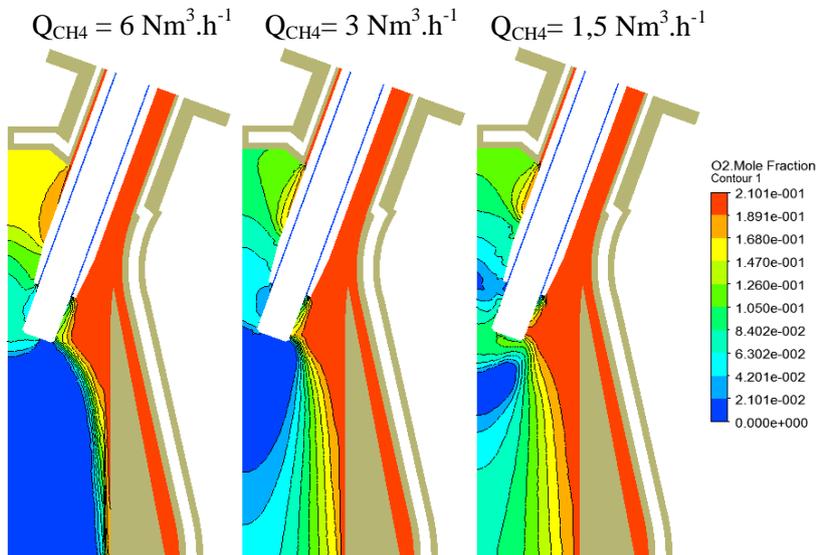


Figure 106 : Fraction molaire d' $O_2$ , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de  $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

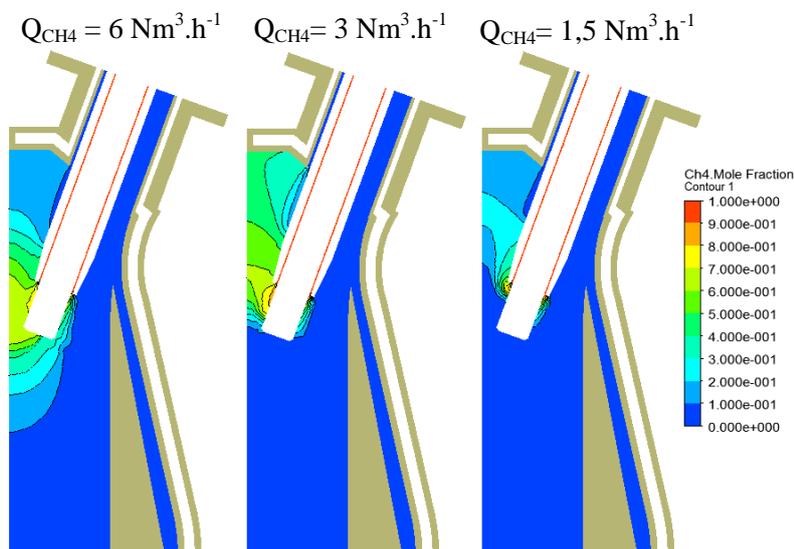


Figure 107 : Fraction molaire de  $CH_4$ , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de  $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

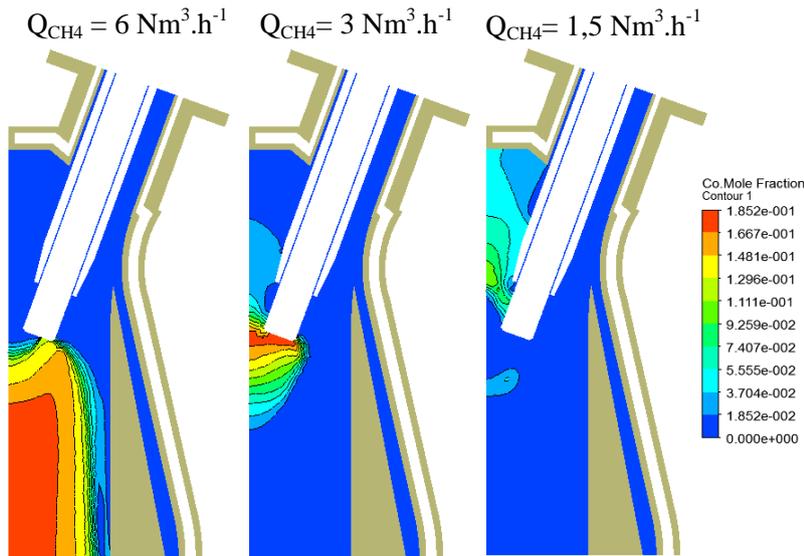


Figure 108 : Fraction molaire de CO, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>) et pour un débit d'air de 55 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>

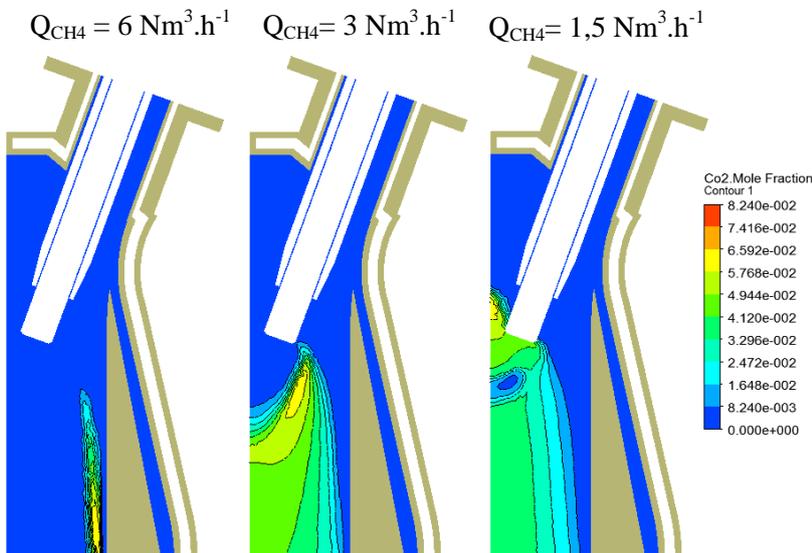


Figure 109 : Fraction molaire de CO<sub>2</sub>, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>) et pour un débit d'air de 55 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>

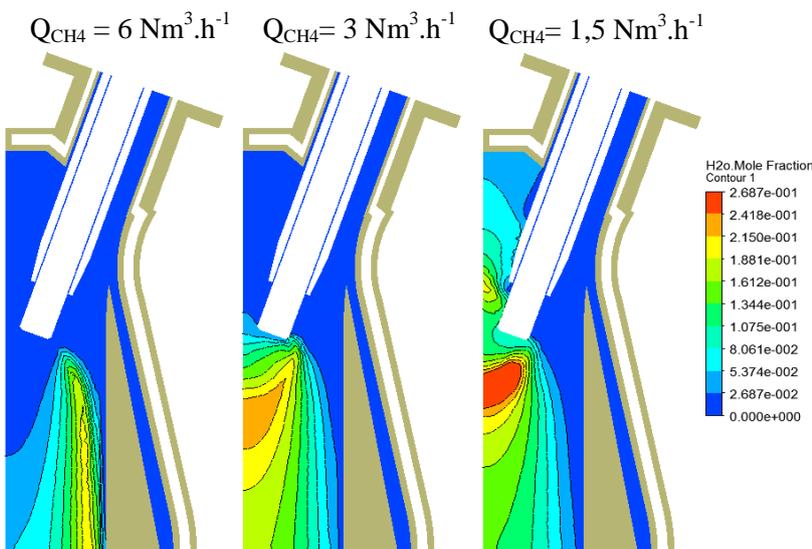


Figure 110 : Fraction molaire de H<sub>2</sub>O, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>) et pour un débit d'air de 55 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>

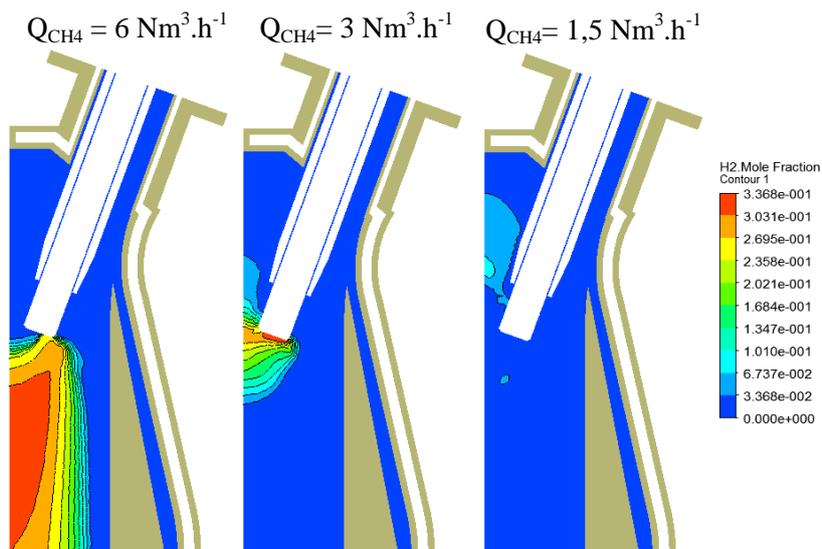


Figure 111 : Fraction molaire de  $H_2$  sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de  $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$



## **6. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons détaillé le développement d'un modèle numérique 3D stationnaire pour la simulation de l'écoulement du gaz plasmagène dans la nouvelle conception et nous avons présenté les principaux résultats permettant d'évaluer les différents choix technologiques dans la conception de cette nouvelle torche.

Pour la modélisation de l'arc, un modèle source à géométrie simplifiée a été proposé, basé sur les observations expérimentales et sur les simulations MHD de la littérature. L'étude paramétrique sur le volume du domaine source montre une grande influence sur la température moyenne de la source et sur la pointe de l'électrode sans toutefois induire un grand effet sur les champs de température et de vitesse en aval de la zone d'arc. La réponse du modèle à la variation des paramètres physiques a été également étudiée et a montré une cohérence vis-à-vis de la variation du débit d'air et de la puissance du domaine source. Ces premiers résultats ont été obtenus sans prise en compte du rayonnement.

Dans une deuxième phase, le rayonnement est intégré via le modèle aux ordonnées discrètes avec un coefficient d'absorption moyen sur plusieurs bandes issu d'une nouvelle base de données de coefficient d'absorption spectral. Une deuxième étude paramétrique sur l'effet de la méthode utilisée pour moyenner ces coefficients (moyenne de Rosseland et moyenne de Planck), montre une faible différence sur les champs de température dans des parois solides. La moyenne de Planck étant recommandée dans la littérature, nous l'avons gardée pour la suite de l'étude. L'amélioration de la discrétisation spatiale n'a pas d'effets notables sur les températures maximales des parois. Contrairement au cas sans rayonnement, la variation du volume du domaine source a un impact direct sur les pertes thermiques. En variant le volume de  $2 \text{ cm}^3$  à  $4 \text{ cm}^3$  et à  $6 \text{ cm}^3$ , les pertes dans le circuit d'eau sont respectivement de 25 %, 16,5 % et 12 %. Finalement la comparaison entre les simulations faites sans et avec la prise en compte du rayonnement, montre un changement substantiel des champs de température. En effet, le rayonnement a tendance à homogénéiser la distribution de l'énergie : la température dans le domaine source baisse et la température des parois augmente.

L'analyse des températures des différents composants de la torche montre que leurs températures maximales sont dans les intervalles opératoires, avec 474 K pour les parois en acier, 1 065 K pour la céramique d'isolation électrique, 1 420 K pour la céramique d'isolation thermique et 2 138 K pour les électrodes en graphite. Compte tenu des résultats obtenus, la tenue thermique des différents composants de la nouvelle torche est validée. L'analyse de

l'écoulement du gaz plasmagène montre, que les choix technologiques intégrés dans la conception sont efficaces : i) la position excentrique de l'entrée d'air permet de conduire le maximum de débit en dessous des électrodes, ce qui permet de refroidir la partie haute de la céramique recevant le maximum de rayonnement de la source, ii) l'espacement entre la céramique et les parois en acier permet le passage d'un film d'air refroidissant ces parois et iii) la forme de la torche permet de réduire les pertes thermiques par rapport à la torche initiale.

Deux solutions de gainage ont également été étudiées par modélisation : à l'azote et au méthane. Afin d'évaluer l'efficacité du gainage à l'azote, les équations de transport des espèces ont été rajoutées dans le modèle et résolues pour avoir les champs de fraction massique. La principale remarque est que l'injection d'azote ne permet d'avoir une protection à 100 % de la surface exposée des électrodes que sur quelques millimètres. Sur le reste de la surface, elle ne permet de baisser la fraction d'oxygène que de moitié. Nous avons remarqué que l'augmentation du débit d'azote n'implique nécessairement pas une amélioration du gainage et un débit de  $10 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  semble être un bon compromis. Pour vérifier l'option de gainage au méthane, nous avons utilisé le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour la prise en compte de la cinétique chimique dans le modèle. La variation du débit de méthane de  $1,5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  à  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  montre un changement substantiel dans les concentrations des espèces produites. Le débit optimal semble être autour de  $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  avec une concentration d'oxygène au-dessous de 6 % sur la surface latérale des électrodes.

## Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse avaient pour objectif de développer une nouvelle torche plasma de 100 kW fonctionnant à l'air alimentée en courant triphasé et dotée d'électrodes consommables en graphite. Cette torche est prévue pour fonctionner dans un électrobrûleur de plusieurs MW thermiques alimenté en biomasse. Les travaux de développement ont été menés en parallèle au niveau théorique et au niveau expérimental.

L'état de l'art présenté en première partie de ce manuscrit montre les avantages de la biomasse solide pour la production future d'énergie et positionne, dans ce cadre, l'intérêt de la combustion assistée par plasma pour la valorisation énergétique de la biomasse. Dans une deuxième partie, les différentes technologies de torches plasma ainsi que les différents concepts d'électrobrûleurs plasma développés à ce jour sont détaillés et analysés sur le plan technique. Une première analyse technico-économique est présentée sur l'intégration de cette technologie dans différents cas de centrales thermiques charbon existantes et une seconde sur le cas d'une centrale biomasse du futur. De cet état de l'art apparaît que tous les électrobrûleurs actuellement en service sont basés sur des technologies de torches plasma à courant continu (DC). Ces technologies présentent un certain nombre de limites et verrous techniques (systèmes de refroidissement par eau, faible durée de vie des électrodes, nécessité de redresseurs AC/DC ...) conduisant à des coûts d'équipement et d'exploitation importants. La technologie plasma triphasée développée au centre PERSEE depuis plusieurs années apparaît comme une alternative prometteuse pouvant permettre de s'affranchir de certaines limitations actuelles des torches DC et de réduire significativement les coûts d'équipement et d'exploitation des électrobrûleurs.

Sur la base d'une torche plasma triphasée à électrodes coplanaires initialement développée pour des applications en milieu neutre ou réducteur (gazéification), la conception d'une nouvelle torche plasma à électrodes en graphite a été développée afin de pouvoir fonctionner avec un fort débit d'air comme gaz plasmagène, une puissance électrique de 100 kW et une faible érosion des électrodes en graphite. Dans cette optique, certaines adaptations technologiques ont été nécessaires pour permettre un fonctionnement efficace et robuste en milieu oxydant. En effet, il a fallu redimensionner la torche pour augmenter significativement le débit d'air et la puissance plasma, limités respectivement à 10 Nm<sup>3</sup>/h et 30 kW sur la torche de départ, et trouver une solution pour réduire l'érosion des électrodes en graphite, point

crucial pour envisager son utilisation industrielle. Dans la première phase du développement, une campagne expérimentale a été réalisée avec pour objectif de caractériser le fonctionnement de la torche plasma triphasée à électrodes coplanaires pour différentes conditions opératoires. Cette phase a permis d'identifier et quantifier les limitations actuelles de la torche plasma :

- Les taux d'érosion des électrodes en graphite : Le taux le plus bas est obtenu avec une injection de monoxyde de carbone comme gaz plasma ( $0,015 \text{ g.kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ). Bien que le taux d'érosion à l'azote soit presque le double de celui au monoxyde de carbone, ce taux est relativement faible et l'azote peut toujours être considéré comme un gaz pouvant permettre de limiter l'érosion des électrodes par un gainage de ces dernières dans la nouvelle conception. En injectant de l'air, le taux d'érosion augmente jusqu'à  $0,095 \text{ g.kWh}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ . L'injection de noir de carbone dans le plasma pour contrôler le ratio C/O autour des électrodes n'a pas permis de réduire le taux d'érosion des électrodes comme souhaité. Les résultats obtenus montrent que les conditions d'écoulement en amont de la zone de décharge ne sont pas favorables à l'oxydation partielle du noir de carbone pour la création d'une atmosphère riche en monoxyde de carbone autour des électrodes.
- Le débit de gaz plasmagène : On note qu'une vitesse d'air plus importante au voisinage des électrodes augmente le taux d'érosion des électrodes tout en diminuant les pertes énergétiques. Un compromis doit être trouvé pour la nouvelle conception entre un rendement énergétique optimisé et un taux d'érosion minimisé. Pour un débit d'air de l'ordre de plusieurs dizaines de  $\text{Nm}^3.\text{h}^{-1}$ , comme celui dont on a besoin pour la combustion dans le premier étage d'un électrobrûleur, il est nécessaire de contrôler l'aérodynamique autour des électrodes de façon à baisser la vitesse de l'air au voisinage des surfaces exposées du graphite sans réduire le débit traversant l'arc et tout en maintenant la stabilité de l'arc.
- Les bilans thermiques ont permis de déterminer la répartition des pertes thermiques sur la technologie actuelle de la torche et son rendement énergétique. Globalement, les pertes thermiques sont supérieures à 45 % de la puissance totale et ceci pour des puissances allant de 15 à 30 kW.

En parallèle de ces essais a été réalisée une analyse du mouvement des arcs par caméra rapide. C'est une étude quantitative des principales caractéristiques de l'arc électrique (vitesse et direction du déplacement d'arc, point d'accroche sur la cathode, rayon de courbure et longueur de l'arc ...) basée sur un algorithme de traitement et d'analyse d'images développé sur la base du logiciel Matlab. Cet algorithme appliqué à une vidéo acquise par caméra haute vitesse permet de mieux appréhender le comportement de l'arc mais aussi d'effectuer une analyse statistique sur la vitesse et la direction du déplacement de l'arc ainsi que sur sa géométrie. Cette étude nous a permis de déterminer un diamètre moyen de l'arc situé autour de 4 mm.

Sur la base de ces résultats, un ensemble de solutions technologiques a été proposé pour la conception de la nouvelle torche. Pour réduire l'érosion des électrodes, les solutions préconisées sont le gainage des électrodes par un gaz neutre ou réducteur, une protection physique et chimique des électrodes, une augmentation du diamètre des électrodes et un contrôle de l'écoulement d'air au voisinage des surfaces exposées des électrodes. Pour améliorer la puissance et réduire les pertes thermiques nous avons modifié l'angle entre les électrodes en passant d'une configuration coplanaire à une configuration de 20°, placé un isolant thermique en céramique résistant à l'oxydation et modifié la géométrie de la torche pour un meilleur contrôle de l'écoulement.

La deuxième campagne expérimentale a été réalisée sur la nouvelle conception de torche plasma dans le but de la caractériser et valider les solutions technologiques apportées. Les principaux résultats sont :

- La puissance à 300 A monte à 60 kW avec un débit d'air de  $30 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  et à 80 kW avec un débit d'air de  $30 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  et une injection de  $3,3 \text{ kg} \cdot \text{h}^{-1}$  de biomasse. L'objectif de 100 kW n'a pas pu être testé en raison de la limitation du banc d'essai au niveau du système de refroidissement.
- La masse érodée par électrode monte à  $81,1 \text{ g} \cdot \text{h}^{-1}$  contre  $18,5 \text{ g} \cdot \text{h}^{-1}$  avec l'ancienne configuration par contre, la prise en compte des conditions opératoires montre une baisse du taux d'érosion rapporté à la puissance et à la surface exposée de l'électrode qui passe de  $0,095 \text{ g} \cdot \text{kWh}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  à  $0,021 \text{ g} \cdot \text{kWh}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ .
- Les pertes thermiques ont été réduites de 55 % à moins de 15 %.

Une dernière campagne de tests a été consacrée à la description qualitative de la combustion assistée par plasma. Des débits de biomasse jusqu'à  $3,3 \text{ kg.h}^{-1}$  ont été testés. Les résultats montrent une combustion complète de la biomasse injectée sans que ça n'augmente le taux d'érosion ou n'affecte le fonctionnement de la torche. Au contraire, les gaz de combustion ont permis la stabilisation de l'arc et nous avons noté une augmentation de la puissance électrique du plasma.

En parallèle de ces travaux expérimentaux une étude théorique a été menée afin de modéliser l'écoulement du gaz plasma dans la nouvelle torche. L'objectif de cette modélisation consistait à valider la conception avant sa fabrication et évaluer les différentes solutions technologiques proposées.

L'arc a été simplifié à l'aide d'une approche source stationnaire consistant à réduire l'arc à un volume statique, source de puissance et de quantité de mouvement. Une étude paramétrique sur les propriétés de ce modèle source a montré un faible effet sur les températures des parois et sur les champs de vitesse en aval de la zone d'arc dans le cas où le rayonnement n'est pas considéré. La prise en compte du rayonnement a été réalisée via le modèle aux ordonnées discrètes en intégrant des coefficients moyens d'absorption issu d'une nouvelle base de données de coefficient d'absorption spectral. Les méthodes de Planck et de Rosseland ont été utilisées pour moyenner ces coefficients. Le choix de la méthode utilisée change la distribution du champ de température mais a un faible effet sur les températures maximales des différents éléments modélisés. La méthode de Planck a été retenue pour notre étude. Contrairement au cas sans rayonnement, la variation du volume du domaine source à un impact direct sur les pertes thermiques (allant de 12 % à 25 % pour une variation de +/- 50 % du volume source). La comparaison, entre les simulations sans et avec prise en compte du rayonnement, montre un changement conséquent dans les champs de températures : le rayonnement a tendance à homogénéiser la distribution de l'énergie car la température dans le domaine source baisse nettement et la température des parois augmente.

L'analyse des températures des différents composants de la torche à 100 kW montre que leurs températures maximales sont dans les intervalles opératoires, avec 474 K pour les parois en acier, 1 065 K pour la céramique d'isolation électrique, 1 420 K pour la céramique d'isolation thermique et 2 138 K pour les électrodes en graphite. Ceci a permis de valider la tenue des différents composants de la nouvelle torche vis-à-vis des sollicitations thermiques du plasma.

La modélisation a également permis d'évaluer deux techniques de protection des électrodes pour la réduction de leur érosion. Une première technique reposant sur le gainage à l'azote. Pour vérifier l'efficacité de celle-ci, le transport des espèces a été pris en compte dans le modèle afin de permettre le calcul des fractions molaires du mélange gazeux en contact avec les électrodes. Nous avons remarqué que la protection complète des électrodes par l'azote ne se fait que sur quelques millimètres, l'augmentation du débit d'azote n'améliore pas significativement la protection. Sur tout le reste de la surface des électrodes, l'injection d'azote ne permet de réduire la fraction d'oxygène que de moitié.

La deuxième technique de protection envisagée a été l'injection de méthane. Afin d'évaluer cette option, le modèle réactionnel de Jones et Lindstedt a été choisi pour modéliser la chimie d'oxydation du méthane. La réaction entre le méthane et l'air permet de produire du monoxyde de carbone et de l'hydrogène, considéré comme gaz neutres (protecteurs) vis-à-vis du graphite. Les résultats montrent que cette solution est plus efficace que le gainage à l'azote. De plus, la variation du débit de méthane montre un grand effet sur la concentration de ces espèces et sur leur localisation. Un débit de  $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  semble apporter une meilleure protection des surfaces exposées des électrodes.

### **Perspectives**

La finalité de ce travail vise à intégrer la torche dans un électrobrûleur de biomasse solide. Cependant, avant de pouvoir réaliser cette intégration sur un brûleur industriel, il sera nécessaire d'élever le TRL<sup>5</sup> de la torche de 6 (actuellement) à 8 (niveau démonstrateur). Pour cela il faudra :

- (i) Diminuer d'avantage l'érosion des électrodes en testant notamment l'option d'injection de méthane à proximité des électrodes
- (ii) Equiper la torche d'un système de positionnement et d'alimentation automatique en électrodes
- (iii) Automatiser la procédure de démarrage
- (iv) Etudier l'interfaçage torche / brûleur
- (v) Qualifier la torche pour un fonctionnement robuste et continu

Sur un plan théorique, le modèle devra prendre en compte la combustion de biomasse en phase solide et étudier l'interaction plasma / combustion.

---

<sup>5</sup> Technology Readiness Level



## Références

- [1] Thomas F. Stocker, Dahe Qin, Gian-Kasper Plattner, Melinda M.B. Tignor, Simon K. Allen, Judith Boschung, Alexander nauels, Yu Xia, Vincent Bex, et Paulines M. Midgley, « Changement Climatiques 2013 : Les éléments scientifiques. Contribution du Groupe de travail I au cinquième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat ». GIEC.
- [2] L. Nazarenko, G. A. Schmidt, R. L. Miller, N. Tausnev, M. Kelley, R. Ruedy, G. L. Russell, I. Aleinov, et M. Bauer, « Future climate change under RCP emission scenarios with GISS ModelE2 », *J. Adv. Model. Earth Syst.*, vol. 7, n° 1, p. 244-267, mars 2015.
- [3] O. Edenhofer, R. Pichs-Madruga, Y. Sokona, E. Farahani, S. Kadner, K. Seyboth, A. Adler, I. Baum, et S. Brunner, « Climate Change 2014: Mitigation of Climate Change. Contribution of Working Group III to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change ». Cambridge University Press, 2014.
- [4] H.J. Veringa, « Advanced techniques for generation of energy from biomass and waste », ECM biomass.
- [5] Ministère de l'écologie, du développement durable et de l'énergie, « Rapport sur les progrès réalisés dans la promotion et l'utilisation des énergies renouvelables ». 2013.
- [6] Jean Syrota, « Perspectives énergétiques de la France à l'horizon 2020-2050 ». Centre d'analyse stratégique, 2008.
- [7] Haider Markus et Seguin Philippe, « Chaudières de puissance, à déchets, à biomasse et de récupération | Techniques de l'Ingénieur », *Techniques de l'Ingenieur*, 2012.
- [8] L. Zhang, C. Xu, et P. Champagne, « Overview of recent advances in thermo-chemical conversion of biomass », *Energy Convers. Manag.*, vol. 51, n° 5, p. 969-982, mai 2010.
- [9] Z. Xingang, T. Zhongfu, et L. Pingkuo, « Development goal of 30 GW for China's biomass power generation: Will it be achieved? », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 25, p. 310-317, sept. 2013.
- [10] G. Maschio, C. Koufopoulos, et A. Lucchesi, « Pyrolysis, a promising route for biomass utilization », *Bioresour. Technol.*, vol. 42, n° 3, p. 219-231, janv. 1992.
- [11] Z. Zhou, X. Yin, J. Xu, et L. Ma, « The development situation of biomass gasification power generation in China », *Energy Policy*, vol. 51, p. 52-57, déc. 2012.
- [12] F. Fabry, C. Rehmert, V. Rohani, et L. Fulcheri, « Waste Gasification by Thermal Plasma: A Review », *Waste Biomass Valorization*, vol. 4, n° 3, p. 421-439, févr. 2013.
- [13] A. Y. Khodakov, W. Chu, et P. Fongarland, « Advances in the development of novel cobalt Fischer-Tropsch catalysts for synthesis of long-chain hydrocarbons and clean fuels », *Chem. Rev.*, vol. 107, n° 5, p. 1692-1744, mai 2007.
- [14] B. M. Jenkins, L. L. Baxter, T. R. Miles Jr., et T. R. Miles, « Combustion properties of biomass », *Fuel Process. Technol.*, vol. 54, n° 1-3, p. 17-46, mars 1998.
- [15] T. Nussbaumer, « Combustion and Co-combustion of Biomass: Fundamentals, Technologies, and Primary Measures for Emission Reduction† », *Energy Fuels*, vol. 17, n° 6, p. 1510-1521, nov. 2003.
- [16] Sjaak van Loo, « Biomass Combustion and Co-firing - an overview », IEA Bioenergy, 2002.
- [17] L Zheng, *Oxy-Fuel Combustion for Power Generation and Carbon Dioxide (CO2) Capture*. Canada: CanmetENERGY Ottawa Research Centre, 2011.
- [18] A. Skorek-Osikowska, L. Bartela, J. Kotowicz, et M. Job, « Thermodynamic and economic analysis of the different variants of a coal-fired, 460 MW power plant using oxy-combustion technology », *Energy Convers. Manag.*, vol. 76, p. 109-120, déc. 2013.

- [19] « Bioenergy project development & biomass supply ». International Energy Agency, 2007.
- [20] A. Green, H. van Ravenswaay, J. Wagner, B. Green, T. Cherry, et D. Clauson, « Co-feeding and co-firing biomass with non-hazardous waste and natural gas », *Bioresour. Technol.*, vol. 36, n° 3, p. 215-221, 1991.
- [21] M.-Y. Tsai, K.-T. Wu, C.-C. Huang, et H.-T. Lee, « Co-firing of paper mill sludge and coal in an industrial circulating fluidized bed boiler », *Waste Manag.*, vol. 22, n° 4, p. 439-442, juill. 2002.
- [22] C. Tendero, C. Tixier, P. Tristant, J. Desmaison, et P. Leprince, « Atmospheric pressure plasmas: A review », *Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc.*, vol. 61, n° 1, p. 2-30, janv. 2006.
- [23] laurent fulcheri, « Recherches ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.fulcheri.fr/home/recherches>.
- [24] Y. Ju et W. Sun, « Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry », *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 48, p. 21-83, juin 2015.
- [25] Y. Ju et W. Sun, « Plasma assisted combustion: Progress, challenges, and opportunities », *Combust. Flame*, vol. 162, n° 3, p. 529-532, mars 2015.
- [26] J. M. Bergthorson et M. J. Thomson, « A review of the combustion and emissions properties of advanced transportation biofuels and their impact on existing and future engines », *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 42, p. 1393-1417, févr. 2015.
- [27] S. S. Merola, L. Marchitto, C. Tornatore, G. Valentino, et A. Irimescu, « Optical characterization of combustion processes in a DISI engine equipped with plasma-assisted ignition system », *Appl. Therm. Eng.*, vol. 69, n° 1-2, p. 177-187, août 2014.
- [28] A. Starikovskiy et N. Aleksandrov, « Plasma-assisted ignition and combustion », *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 39, n° 1, p. 61-110, févr. 2013.
- [29] A.-M. Warris et F. Weinberg, « Ignition and flame stabilization by plasma jets in fast gas streams », *Symp. Int. Combust.*, vol. 20, n° 1, p. 1825-1831, 1985.
- [30] A. Askarova, E. . Karpenko, Y. . Lavrishcheva, V. E. Messerle, et A. Ustimenko, « Plasma-Supported Coal Combustion in Boiler Furnace », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, n° 6, p. 1607-1616, déc. 2007.
- [31] I. B. Matveev et L. A. Rosocha, « Guest Editorial Classification of Plasma Systems for Plasma-Assisted Combustion », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 12-1, n° 38, p. 3257-3264, 2010.
- [32] F. Wang, J. B. Liu, J. Sinibaldi, C. Brophy, A. Kuthi, C. Jiang, P. Ronney, et M. A. Gundersen, « Transient plasma ignition of quiescent and flowing air/fuel mixtures », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 33, n° 2, p. 844-849, avr. 2005.
- [33] V. E. Messerle, E. I. Karpenko, et A. B. Ustimenko, « Plasma assisted power coal combustion in the furnace of utility boiler: Numerical modeling and full-scale test », *Fuel*, vol. 126, p. 294-300, juin 2014.
- [34] M. A. Gorokhovski, Z. Jankoski, F. C. Lockwood, E. I. Karpenko, V. E. Messerle, et A. B. Ustimenko, « Enhancement of Pulverized Coal Combustion by Plasma Technology », *Combust. Sci. Technol.*, vol. 179, n° 10, p. 2065-2090, sept. 2007.
- [35] « NFPA 85: Boiler and Combustion Systems Hazards Code ». [En ligne]. Disponible sur: <http://catalog.nfpa.org/2015-NFPA-85-Boiler-and-Combustion-Systems-Hazards-Code-P1208.aspx>.
- [36] V.E. Messerle, A.B. Ustimenko, et O.A. Lavrichshev, « Plasma-assisted ignition and combustion of pulverized coal at thermal power plants of Kazakhstan », *Proceedings of the 2014 International Conference on Power Systems, Energy, Environment*, 2014.

- [37] V.E. Messerle, A.B. Ustimenko, et E.I.Karpenko, « Plasma Technology for Enhancement of Pulverized Coal Ignition and Combustion ».
- [38] P. M. Kanilo, V. I. Kazantsev, N. I. Rasyuk, K. Schünemann, et D. M. Vavriv, « Microwave plasma combustion of coal », *Fuel*, vol. 82, n° 2, p. 187-193, janv. 2003.
- [39] P. Bukowski, P. Kobel, W. Kordylewski, et T. Mączka, « Use of cavity plasmatron in pulverized coal muffle burner for start-up of a boiler », *Rynek Energii*, n° nr 1, p. 132-136, 2010.
- [40] S. Galant, D. Rebuffat, M. L. M. Reybillet, et dit N. H. S. H. Martin, « Réacteur haute température associé à une zone de plasmagenèse, en particulier brûleur mixte électricité-combustible », EP0130913 B1, 07-oct-1987.
- [41] S. Leleu, J.-L. Aschard, et A. Bouvier, « Electrobrûleur à gaz à apport d'énergie électrique et amorçage assisté », EP0457994 B1, 12-oct-1994.
- [42] B. Campbell, C. Foreman, et P. Vierboom, « Pulverized fuel burner », US4862814 A, 05-sept-1989.
- [43] A. Wang, H. Tang, S. Ji, Y. Wang, D. Tian, G. Wang, W. Ren, X. Chen, R. Shao, X. Zhang, et S. Ma, « Plasma igniter with assembled cathode », EP1371905 B1, 01-déc-2010.
- [44] T. Wild et H. Brüggemann, « Burner for burning a pulverulent fuel for a boiler having a plasma ignition torch », WO2013093678 A1, 27-juin-2013.
- [45] H. Uhm, Y. Hong, et W. Yi, « Microwave plasma burner », US20070007257 A1, 11-janv-2007.
- [46] Guillaume Gerard, « Plasma Assisted Combustion: review and evaluation », *Prof. Thesis Rep. ALEF Adv. Master MINES-ParisTech Confid. Rep.*, 2014.
- [47] M. A. Gorokhovski, Z. Jankoski, F. C. Lockwood, E. I. Karpenko, V. E. Messerle, et A. B. Ustimenko, « Enhancement of Pulverized Coal Combustion by Plasma Technology », *Combust. Sci. Technol.*, vol. 179, n° 10, p. 2065-2090, 2007.
- [48] Shi Xiaoming, « A Study of Plasma Ignition and Combustion System (PICS) ». Post-Master in International Energy management - Alternatives pour l'Energie du Future (ALEF)- Mines ParisTech, 2010.
- [49] P. Fauchais et A. Vardelle, « Pending problems in thermal plasmas and actual development », *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 42, n° 12B, p. B365, déc. 2000.
- [50] M. I. Boulos, « Thermal plasma processing », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, n° 6, p. 1078-1089, déc. 1991.
- [51] J. D. Chase, « Theoretical and Experimental Investigation of Pressure and Flow in Induction Plasmas », *J. Appl. Phys.*, vol. 42, n° 12, p. 4870-4879, nov. 1971.
- [52] H. S. Uhm, Y. C. Hong, et D. H. Shin, « A microwave plasma torch and its applications », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 15, n° 2, p. S26, mai 2006.
- [53] A. I. Al-Shamma'a, S. R. Wylie, J. Lucas, et C. F. Pau, « Design and construction of a 2.45 GHz waveguide-based microwave plasma jet at atmospheric pressure for material processing », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 34, n° 18, p. 2734, sept. 2001.
- [54] S. A. Gower, « Development of a high power microwave plasma beam applicator », *Review of Scientific Instruments*, p. 4273, nov-2001.
- [55] J. Benford, J. A. Swegle, et E. Schamiloglu, *High Power Microwaves, Second Edition*. CRC Press, 2007.
- [56] M. I. Boulos, P. Fauchais, et E. Pfender, *Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [57] L. Fulcheri, F. Fabry, S. Takali, et V. Rohani, « Three-Phase AC Arc Plasma Systems: A Review », *Plasma Chem. Plasma Process.*, p. 1-21, mars 2015.
- [58] R. L. Phillips, « Theory of the non-stationary arc column », janv. 1967.

- [59] D. E. Geister, « A high pressure AC arc heater system », in *4th Aerodynamic Testing Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [60] R. Phillips, D. E. Geister, P. Handy, et S. W. S. W. Bowen, « Three-phase AC arc heater », 1964.
- [61] D. E. Geister, « Analysis and design of a high pressure A.C. arc heater », 1967.
- [62] Larsen Hilde Loken, « AC electric arc models for a laboratory set-up and a silicon metal furnace », NTH, University Trondheim, Institut métallurgique, 1996.
- [63] G. A. Saevarsdottir, Jon Arne Bakken, V.G. Sevastyanenko, et Liping Gu, « High-Power AC arcs in Metallurgical Furnaces », *High Temperature Material Processes*, p. 1-20, 2001.
- [64] Philip Rutberg, *Physics and Technology of High Current Discharges in Dense Gas Media and Flows*. 2009.
- [65] P. G. Rutberg, « Plasma pyrolysis of toxic waste », *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 45, n° 6, p. 957, juin 2003.
- [66] P. G. Rutberg, A. N. Bratsev, V. A. Kuznetsov, V. E. Popov, A. A. Ufimtsev, et S. V. Shtengel', « On efficiency of plasma gasification of wood residues », *Biomass Bioenergy*, vol. 35, n° 1, p. 495-504, janv. 2011.
- [67] P. G. Rutberg, V. A. Kuznetsov, V. E. Popov, A. N. Bratsev, S. D. Popov, et A. V. Surov, « Improvements of Biomass Gasification Process by Plasma Technologies », in *Pretreatment Techniques for Biofuels and Biorefineries*, Z. Fang, Éd. Springer Berlin Heidelberg, 2013, p. 261-287.
- [68] P. G. Rutberg, A. A. Safronov, S. D. Popov, A. V. Surov, et G. V. Nakonechny, « Multiphase stationary plasma generators working on oxidizing media », *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 47, n° 10, p. 1681, oct. 2005.
- [69] H.J. Bebber, K. H. Heinen, et D. Neuschütz, « krupp 3-phase a.c. plasma technology for melting scrap and heating molten steel ». Technische Mitteilungen Krupp, 1987.
- [70] H. J. Bebber, « Scaling-up of plasma processes », in *Journal of high temperature chemical processes*, 1994, vol. 3, p. 665-676.
- [71] H. Pfeifer, F.N. Fett, et H.J. Bebber, « Model development for free burning A.C. plasma jets ». elektrowarme international, 1989.
- [72] J. Hackmann et H. Bebber, « Electrode erosion in high power thermal arcs », *Pure Appl. Chem.*, vol. 64, n° 5, p. 653-656, janv. 1992.
- [73] D. Neuschütz, « Plasma processing of dusts and residues », *Pure Appl. Chem.*, vol. 68, n° 5, p. 1159-1165, janv. 1996.
- [74] C. Bonet, « Contribution à l'étude théorique de l'évaporation d'une particule sphérique d'un matériau réfractaire dans un plasma thermique: application à l'étude du traitement thermique de réfractaires dans un lit fluidisé par un écoulement de plasma », Université des Sciences et Techniques du Languedoc - Centre Universitaire de Perpignan, 1973.
- [75] C. Bonet, « Thermal plasma technology for processing of refractory materials », *Pure Appl. Chem.*, vol. 52, n° 7, p. 1707-1720, janv. 1980.
- [76] C. Bonet, M. Foex, et R. Munz, « Behavior of various metals used as electrodes in 3-phase ac plasma generator », p. 141-147, 1976.
- [77] L. Fulcheri et Y. Schwob, « From methane to hydrogen, carbon black and water », *Int. J. Hydrog. Energy*, vol. 20, n° 3, p. 197-202, mars 1995.
- [78] L. Fulcheri, N. Probst, G. Flamant, F. Fabry, E. Grivei, et X. Bourrat, « Plasma processing: a step towards the production of new grades of carbon black », *Carbon*, vol. 40, n° 2, p. 169-176, févr. 2002.

- [79] F. Fabry, « Etude d'un procédé plasma pour la synthèse de noirs de carbone structures par pyrolyse d'hydrocarbures à haute température et caractérisation des produits », Université de Perpignan, 1999.
- [80] T. Gruenberger, J. Gonzalez-Aguilar, F. Fabry, L. Fulcheri, E. Grivei, N. Probst, H. Okuno, et J.-C. Charlier, « Production of Carbon Nanotubes and other nanostructures via continuous 3-phase AC plasma processing », *Fullrenes Nanotub. Carbon Nanostructures*, vol. 12, n° 3, p. p.571-581, 2004.
- [81] H. Okuno, E. Grivei, F. Fabry, T. M. Gruenberger, J. Gonzalez-Aguilar, A. Palnichenko, L. Fulcheri, N. Probst, et J.-C. Charlier, « Synthesis of carbon nanotubes and nano-necklaces by thermal plasma process », *Carbon*, vol. 42, n° 12-13, p. 2543-2549, 2004.
- [82] P. Fauchais, « Plasmas thermiques aux puissances inférieures à 400 kW : applications », *Tech. Ing.*, p. D2825, 2008.
- [83] P. Fauchais, « Understanding plasma spraying », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 37, n° 9, p. R86, 2004.
- [84] X.-L. Jiang et M. Boulos, « Induction plasma spheroidization of tungsten and molybdenum powders », *Trans. Nonferrous Met. Soc. China*, vol. 16, n° 1, p. 13-17, févr. 2006.
- [85] N. Boudesocque, « Contribution à l'étude de plasmas d'arc immergé : applications à la décontamination et à la gazéification d'effluents organiques aqueux », Thèse, Université de Limoges, 2007.
- [86] M. Mabrouk, « Contribution au développement d'un procédé d'incinération de déchets organiques liquides par plasma d'arc immergé »:, Thèse, Université de Limoges, 2012.
- [87] « Monolith ». [En ligne]. Disponible sur: <http://monolithmaterials.com/>.
- [88] T. M. Gruenberger, J. Gonzalez-Aguilar, L. Fulcheri, F. Fabry, E. Grivei, N. Probst, G. Flamant, et J.-C. Charlier, « Continuous Production of Fullerenes and Other Carbon Nanomaterials on a Semi-Industrial Scale using Plasma Technology », in *AIP Conference Proceedings*, 2002, vol. 633, p. 7-11.
- [89] S. D. Smith, H. R. Hardaway, et J. G. Crowder, « Recent developments in the applications of mid-infrared lasers, LEDs, and other solid state sources to gas detection », présenté à Novel In-Plane Semiconductor Lasers, 2002, vol. 4651, p. 157-172.
- [90] « Product Testing Report Supplement: Wall Mounted Carbon Dioxide (CO<sub>2</sub>) Transmitters », Iowa Energy Center, 2010.
- [91] J. Hodgkinson, R. Smith, W. O. Ho, J. R. Saffell, et R. P. Tatam, « Non-dispersive infra-red (NDIR) measurement of carbon dioxide at 4.2 μm in a compact and optically efficient sensor », *Sens. Actuators B Chem.*, vol. 186, p. 580-588, sept. 2013.
- [92] J. Goma et M. Oberlin, « Graphitization of thin carbon films », *Thin Solid Films*, vol. 65, n° 2, p. 221-232, janv. 1980.
- [93] Coulon Michel, REYNVAAN Conrad, et MAIRE Jacques, « Le carbone en électrotechnique », *Techniques de l'Ingénieur*, 1994.
- [94] L. F. Mal'tseva et É. N. Marmer, « Determination of the electrical properties of graphite at high temperatures », *Sov. Powder Metall. Met. Ceram.*, vol. 1, n° 1, p. 34-38, janv. 1962.
- [95] R. A. Langley et I. A. E. Agency, *Data compendium for plasma-surface interactions*. International Atomic Energy Agency, 1984.
- [96] « Properties and characteristics of graphite - For the semiconductor industry ». Entegris, 2013.

- [97] C. Rehmert, « Étude théorique et expérimentale d'une torche plasma triphasée à arcs libres associée à un procédé de gazéification de matière organique », Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2013.
- [98] Club E.D.F / Arc Electrique, Éd., *L'Arc électrique et ses applications*. Paris: Cnrs, 1984.
- [99] J. E. Daalder, « Components of cathode erosion in vacuum arcs », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 9, n° 16, p. 2379, nov. 1976.
- [100] C. W. Kimblin, « Erosion and ionization in the cathode spot regions of vacuum arcs », *J. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 7, p. 3074-3081, juill. 1973.
- [101] A. E. Guile et B. Juttner, « Basic Erosion Processes of Oxidized and Clean Metal Cathodes by Electric Arcs », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 8, n° 3, p. 259-269, sept. 1980.
- [102] E. Hantzsche, « Mysteries of the arc cathode spot: A retrospective glance », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 31, n° 5, p. 799-808, oct. 2003.
- [103] R. Behrisch, H.B. Gilbody, R. Janev, A. Kingston, Yu. V. Martynenko, E. Menapace, A. Miyahara, D.R. Schultz, H.P. Summers, T. Kato, J. Roth, et W. Wiese, « Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, Vol. 12 », IAEA, 2003.
- [104] L. Holland et S. M. Ojha, « The chemical sputtering of graphite in an oxygen plasma », *Vacuum*, vol. 26, n° 2, p. 53-60, janv. 1976.
- [105] M. Ilbas, « The effect of thermal radiation and radiation models on hydrogen-hydrocarbon combustion modelling », *Int. J. Hydrog. Energy*, vol. 30, n° 10, p. 1113-1126, août 2005.
- [106] P. L. Walker, R. L. Taylor, et J. M. Ranish, « An update on the carbon-oxygen reaction », *Carbon*, vol. 29, n° 3, p. 411-421, janv. 1991.
- [107] V. V. Terzija et H.-J. Koglin, « On the modeling of long arc in still air and arc resistance calculation », *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 19, n° 3, p. 1012-1017, juill. 2004.
- [108] B. Ravary, « Modélisation thermique et hydrodynamique d'un reacteur plasma triphase. Contribution a la mise au point d'un procede industriel pour la fabrication de noir de carbone », Thèse, ENSM PARIS, 1998.
- [109] S. Megy, S. Bousrih, J.-M. Baronnet, E. A. Ershov-Pavlov, J. K. Williams, et D. M. Iddles, « Characterization of a twin-torch transferred dc arc », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 15, n° 2, p. 309-331, juin 1995.
- [110] A. Kaddani, S. Zahrai, C. Delalondre, et O. Simonin, « Three-dimensional modelling of unsteady high-pressure arcs in argon », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 28, n° 11, p. 2294, nov. 1995.
- [111] A. Douce, « Modélisation 3-D du chauffage d'un bain métallique par plasma d'arc transféré : application à un réacteur axisymétrique », Thèse, Châtenay-Malabry, Ecole centrale Paris, 1999.
- [112] M. Gonzales, « Simulations tridimensionnelles instantonnées de l'interaction entre un arc électrique et un écoulement environnant », Université Paul Sabatier, Toulouse, 1999.
- [113] P. Freton, J. J. Gonzalez, et A. Gleizes, « Comparison between a two- and a three-dimensional arc plasma configuration », *J. Phys. -Appl. Phys.*, vol. 33, n° 19, p. 2442-2452, oct. 2000.
- [114] B. Barthelemy, « Combustion-Vitrification de déchets radioactifs par plasma d'arc : modélisation de la thermique et de la dynamique », Thèse, Université de Limoges, 2003.

- [115] A. Blais, P. Proulx, et M. I. Boulos, « Three-dimensional numerical modelling of a magnetically deflected dc transferred arc in argon », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 36, n° 5, p. 488, mars 2003.
- [116] H.-P. Li et X. Chen, « Three-dimensional modelling of a dc non-transferred arc plasma torch », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 34, n° 17, p. L99, sept. 2001.
- [117] H.-P. Li, E. Pfender, et X. Chen, « Application of Steenbeck's minimum principle for three-dimensional modelling of DC arc plasma torches », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 36, n° 9, p. 1084, mai 2003.
- [118] V. Colombo, E. Ghedini, M. Boselli, P. Sanibondi, et A. Concetti, « 3D static and time-dependent modelling of a dc transferred arc twin torch system », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 19, p. 194005, 2011.
- [119] J. Mougenot, J.-J. Gonzalez, P. Freton, et M. Masquère, « Plasma-weld pool interaction in tungsten inert-gas configuration », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 13, p. 135206, avr. 2013.
- [120] B. Ravary, L. Fulcheri, J. A. Bakken, G. Flamant, et F. Fabry, « Influence of the Electromagnetic Forces on Momentum and Heat Transfer in a 3-Phase ac Plasma Reactor », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 19, n° 1, p. 69-89, mars 1999.
- [121] B. Ravary, *Modélisation thermique et hydrodynamique d'un réacteur plasma triphase. Contribution à la mise au point d'un procédé industriel pour la fabrication de noir de carbone*. ENSM PARIS, 1998.
- [122] I. Deme, « Contribution à la modélisation de l'écoulement dans un réacteur plasma pour la fabrication de noirs de carbone : Influence du rayonnement des particules de carbone », Thèse, Paris, ENMP, 2002.
- [123] M. K. Choudhary, R. Venuturumilli, et M. R. Hyre, « Mathematical Modeling of Flow and Heat Transfer Phenomena in Glass Melting, Delivery, and Forming Processes », *Int. J. Appl. Glass Sci.*, vol. 1, n° 2, p. 188-214, juin 2010.
- [124] B. Dussoubs, « Modélisation tri-dimensionnelle du procédé de projection plasma : influence des conditions d'injection de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et la répartition des particules dans l'écoulement », Thèse, Université de Limoges, 1998.
- [125] L. Klinger, J. B. Vos, et K. Appert, « A simplified gradient evaluation on non-orthogonal meshes; application to a plasma torch simulation method », *Comput. Fluids*, vol. 33, n° 4, p. 643-654, mai 2004.
- [126] C. Baudry, A. Vardelle, G. Mariaux, M. Abbaoui, et A. Lefort, « Numerical modeling of a DC non-transferred plasma torch: movement of the arc anode attachment and resulting anode erosion », *High Temp. Mater. Process. Int. Q. High-Tech. Plasma Process.*, vol. 9, n° 1, p. 1-15, 2005.
- [127] A. Kiyoumars, A. Nazari, M. Ataei, H. K. Beheshti, et H. Karimi, « Three dimensional analysis of an AC electric arc furnace », in *35th Annual Conference of IEEE Industrial Electronics, 2009. IECON '09*, 2009, p. 3697-3702.
- [128] K. M. Tang, J. D. Yan, C. Chapman, et M. T. C. Fang, « Three-dimensional modelling of a dc arc plasma in a twin-torch system », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 34, p. 345201, sept. 2010.
- [129] J. R. Dwyer et M. A. Uman, « The physics of lightning », *Phys. Rep.*, vol. 534, n° 4, p. 147-241, janv. 2014.
- [130] E. Izquierdo, « Étude théorique et expérimentale de décharges électriques à haute pression et faible courant en milieu non-réactif et réactif appliqué à la synthèse d'hydrocarbures », Thèse, École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2008.

- [131] C. Rehmert, V. Rohani, F. Cauneau, et L. Fulcheri, « 3D Unsteady State MHD Modeling of a 3-Phase AC Hot Graphite Electrodes Plasma Torch », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 33, n° 2, p. 491-515, avr. 2013.
- [132] C. Rehmert, F. Fabry, V. Rohani, F. Cauneau, et L. Fulcheri, « Unsteady state analysis of free-burning arcs in a 3-Phase AC plasma torch: comparison between parallel and coplanar electrode configurations », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 23, n° 6, p. 065011, déc. 2014.
- [133] S. Takali, L. Fulcheri, F. Fabry, et F. Cauneau, « Analyse statistique du mouvement des arcs dans une torche plasma triphasée à électrodes en graphite par camera rapide », présenté à CAE XI - Colloque sur les Arcs Electriques, 2013, p. 4 pages.
- [134] N. C. Markatos, « The mathematical modelling of turbulent flows », *Appl. Math. Model.*, vol. 10, n° 3, p. 190-220, juin 1986.
- [135] C. D. Argyropoulos et N. C. Markatos, « Recent advances on the numerical modelling of turbulent flows », *Appl. Math. Model.*, vol. 39, n° 2, p. 693-732, 2014.
- [136] F. R. Menter, « Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective », *Int. J. Comput. Fluid Dyn.*, vol. 23, n° 4, p. 305-316, 2009.
- [137] R. L. Williamson, J. R. Fincke, D. M. Crawford, S. C. Snyder, W. D. Swank, et D. C. Haggard, « Entrainment in high-velocity, high-temperature plasma jets.: Part II: computational results and comparison to experiment », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 46, n° 22, p. 4215-4228, oct. 2003.
- [138] J. P. Trelles, C. Chazelas, A. Vardelle, et J. V. R. Heberlein, « Arc Plasma Torch Modeling », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 18, n° 5-6, p. 728-752, juin 2009.
- [139] Q. Hou et Z. Zou, « Comparison between Standard and Renormalization Group  $k$ - $\epsilon$  Models in Numerical Simulation of Swirling Flow Tundish », *ISIJ Int.*, vol. 45, n° 3, p. 325-330, 2005.
- [140] T. M. Shen, C. Y. Chen, et Y. S. Wang, « Calculation of photon angular distribution and polarization for radiative recombination for highly charged helium-like ions », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 107, n° 2, p. 323-330, sept. 2007.
- [141] R. A. Allen, A. Textoris, et J. Wilson, « Measurements of the free-bound and free-free continua of nitrogen, oxygen and air », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 5, n° 1, p. 95-IN2, janv. 1965.
- [142] M. F. Modest, *Radiative Heat Transfer*. Academic Press, 2013.
- [143] T. Iwao, H. Miyazaki, T. Hayashi, T. Hirano, et T. Inaba, « Radiation power emitted from Ar torch short plasma as a function of in-put power in several kW », *Vacuum*, vol. 59, n° 1, p. 88-97, oct. 2000.
- [144] B. H. Armstrong, J. Sokoloff, R. W. Nicholls, D. H. Holland, et R. E. Meyerott, « Radiative properties of high temperature air », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 1, n° 2, p. 143-162, nov. 1961.
- [145] J. S. R. E. Meyerott, « Absorption Coefficient of Air », p. 104, 1960.
- [146] D. R. Churchill, B. H. Armstrong, et K. G. Mueller, « Absorption Coefficient of Heated Air: A Compilation to 24,000 deK, Volume 2 », oct. 1965.
- [147] P. Rivière, A. Soufiani, M. Y. Perrin, H. Riad, et A. Gleizes, « Air mixture radiative property modelling in the temperature range 10,000-40,000 K », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 56, n° 1, p. 29-45, juill. 1996.
- [148] B. Peyrou, L. Chemartin, P. Lalande, B. G. Chéron, P. Rivière, M.-Y. Perrin, et A. Soufiani, « Radiative properties and radiative transfer in high pressure thermal air plasmas », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 45, p. 455203, nov. 2012.
- [149] N. Bogatyreva, M. Bartlova, et V. Aubrecht, « Mean absorption coefficients of air plasmas », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 275, n° 1, p. 012009, janv. 2011.

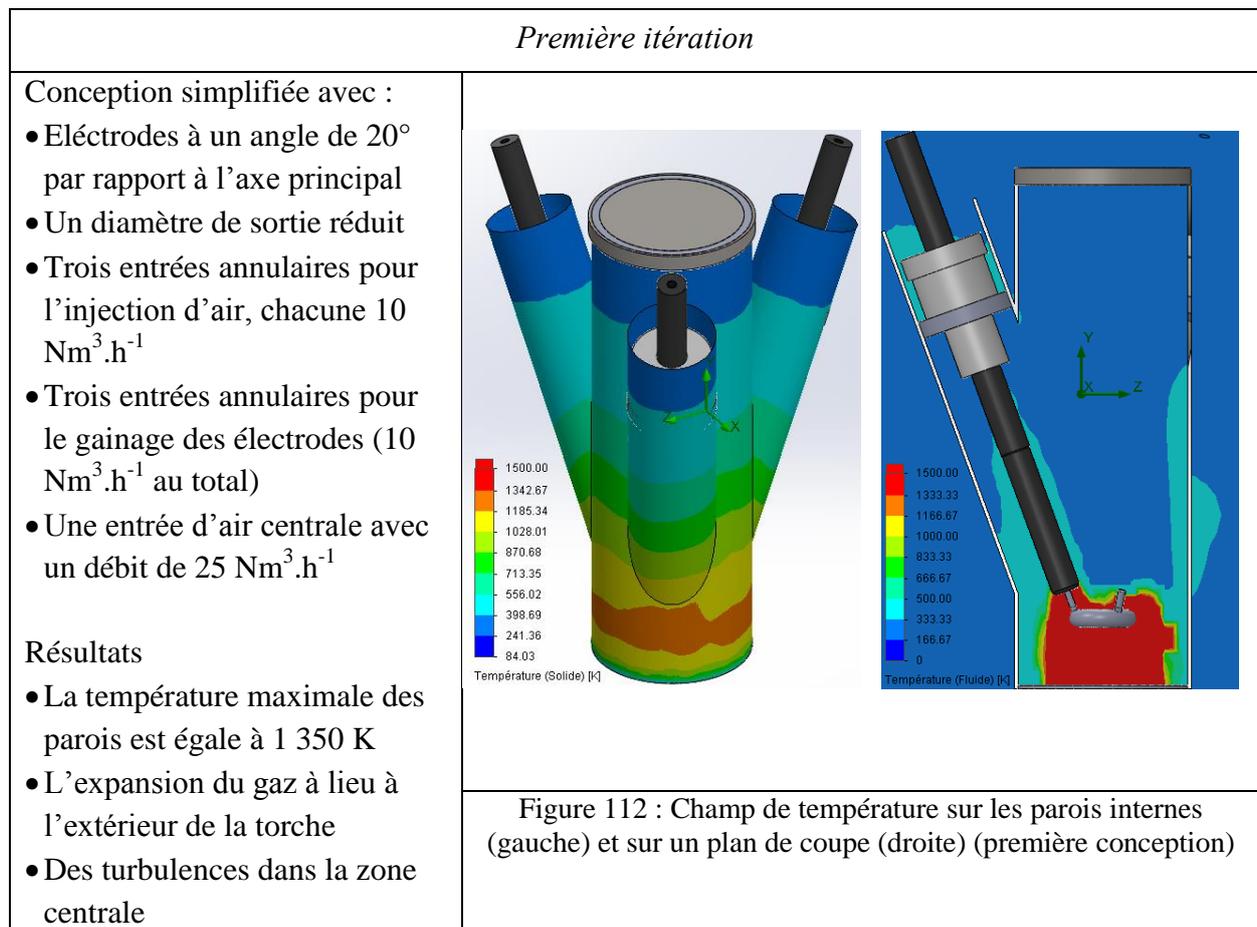
- [150] B. D. Ganapol et G. C. Pomraning, « On the use of the Rosseland and Planck mean absorption coefficients in the non-equilibrium radiative transfer equation », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 37, n° 3, p. 297-309, mars 1987.
- [151] T. Billoux, Y. Cressault, P. Teulet, et A. Gleizes, « Calculation of the net emission coefficient of an air thermal plasma at very high pressure », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 406, n° 1, p. 012010, déc. 2012.
- [152] J. Cooper, « Plasma spectroscopy », *Rep. Prog. Phys.*, vol. 29, n° 1, p. 35-130, janv. 1966.
- [153] M. I. Boulos, P. Fauchais, et E. Pfender, *Thermal Plasmas*. Springer Science & Business Media, 1994.
- [154] R. Siegel, *Thermal Radiation Heat Transfer, Fourth Edition*. CRC Press, 2001.
- [155] X. Lu et T. Wang, « Investigation of radiation models in entrained-flow coal gasification simulation », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 67, p. 377-392, déc. 2013.
- [156] G. D. Bernard Pateyron, *T&Twinner, calculation and data bases of thermodynamics and transportation properties*. Direction des bibliothèques, des Musées et de l'Information Scientifique et technique, 1999.
- [157] B. Ravary, L. Fulcheri, G. Flamant, et F. Fabry, « Analysis of a 3-Phase AC Plasma system », *High Temp. Mater. Process.*, vol. 2, n° 2, p. p.245-260, 1998.
- [158] T. Iwao, K. Iwase, S. Tashiro, M. Tanaka, et M. Yumoto, « Numerical simulation of argon twin torch plasma arc for high heating efficiency », *Vacuum*, vol. 83, n° 1, p. 34-38, sept. 2008.
- [159] J. Mostaghimi et M. I. Boulos, « Thermal Plasma Sources: How Well are They Adopted to Process Needs? », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 35, n° 3, p. 421-436, févr. 2015.
- [160] T. Lu et C. K. Law, « Toward accommodating realistic fuel chemistry in large-scale computations », *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 35, n° 2, p. 192-215, avr. 2009.
- [161] M. Rein, « The partial-equilibrium approximation in reacting flows », *Phys. Fluids Fluid Dyn. 1989-1993*, vol. 4, n° 5, p. 873-886, mai 1992.
- [162] T. Løvås, F. Mauss, C. Hasse, et N. Peters, « Development of adaptive kinetics for application in combustion systems », *Proc. Combust. Inst.*, vol. 29, n° 1, p. 1403-1410, 2002.
- [163] I. Glassman, R. A. Yetter, et N. G. Glumac, *Combustion*. Academic Press, 2014.
- [164] S. H. Lam et D. A. Goussis, « The CSP method for simplifying kinetics », *Int. J. Chem. Kinet.*, vol. 26, n° 4, p. 461-486, avr. 1994.
- [165] C. K. Westbrook et F. L. Dryer, « Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion », *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 10, n° 1, p. 1-57, 1984.
- [166] F. L. Dryer et I. Glassman, « High-temperature oxidation of CO and CH<sub>4</sub> », *Symp. Int. Combust.*, vol. 14, n° 1, p. 987-1003, 1973.
- [167] C. K. Westbrook et F. L. Dryer, « Chemical kinetics and modeling of combustion processes », *Symp. Int. Combust.*, vol. 18, n° 1, p. 749-767, 1981.
- [168] C. K. Westbrook et F. L. Dryer, « Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames », *Combust. Sci. Technol.*, vol. 27, n° 1-2, p. 31-43, déc. 1981.
- [169] J. Andersen, C. L. Rasmussen, T. Giselsson, et P. Glarborg, « Global Combustion Mechanisms for Use in CFD Modeling under Oxy-Fuel Conditions », *Energy Fuels*, vol. 23, n° 3, p. 1379-1389, 2009.
- [170] W. P. Jones et R. P. Lindstedt, « Global reaction schemes for hydrocarbon combustion », *Combust. Flame*, vol. 73, n° 3, p. 233-249, sept. 1988.

- [171] J. Warnatz, « Rate Coefficients in the C/H/O System », in *Combustion Chemistry*, W. C. G. Jr, Éd. Springer US, 1984, p. 197-360.
- [172] A. Cuoci, A. Frassoldati, T. Faravelli, et E. Ranzi, « Accuracy and Flexibility of Simplified Kinetic Models for CFD applications », *32nd meeting on combustion, Italian section of the Combustion Institute*, 2009.
- [173] H. Wang et M. Frenklach, « Detailed reduction of reaction mechanisms for flame modeling », *Combust. Flame*, vol. 87, n° 3-4, p. 365-370, déc. 1991.
- [174] N. Peters et R. J. Kee, « The computation of stretched laminar methane-air diffusion flames using a reduced four-step mechanism », *Combust. Flame*, vol. 68, n° 1, p. 17-29, avr. 1987.
- [175] R. W. Bilger, S. H. Stårner, et R. J. Kee, « On reduced mechanisms for methane-air combustion in nonpremixed flames », *Combust. Flame*, vol. 80, n° 2, p. 135-149, mai 1990.
- [176] J. –. Chen, « Development of Reduced Mechanisms for Numerical Modelling of Turbulent », in *Combustion*, *Workshop on « Numerical Aspects of Reduction in Chemical Kinetics » CERMICS-ENPC Cite Descartes - Champus sur*, 1997.
- [177] C. J. Sung, C. K. Law, et J.-Y. Chen, « Augmented reduced mechanisms for NO emission in methane oxidation », *Combust. Flame*, vol. 125, n° 1-2, p. 906-919, avr. 2001.

## Annexe 1 : Différentes itérations de conception de la nouvelle torche plasma sous SolidWorks

La modélisation est réalisée sous la plateforme Flow-Simulation de SolidWorks qui permet de simuler l'écoulement dans une géométrie contenant plusieurs fluides dans des sous-domaines séparés. Les hypothèses de simulations sont les suivantes :

- L'arc électrique est assimilé à un tore gazeux avec 3 pied d'arc en contact chacun à une électrode. L'arc est une source de puissance de 100 kW.
- La gravité est prise en compte.
- Le rayonnement des parois solides est pris en compte.
- Le rayonnement des gaz n'est pas pris en compte.
- L'air est le seul fluide considéré dans les simulations.
- Le débit total de gaz est de  $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .
- Une condition de convection forcée est choisie pour le transfert thermique entre les parois extérieures et l'air environnant.
- Les conditions aux limites (environnement extérieur) sont  $T = 293 \text{ K}$  et  $P = 1 \text{ bar}$ .



### Deuxième itération

Modifications :

- Zone de décharge allongée avec une forme divergente
- Entrée cylindrique centrale supprimée

Résultats :

- La Température maximale des parois intérieures est égale à 1 550 K.
- La température maximale des parois extérieures est de l'ordre de 900 K
- Le gaz chaud est confiné dans le divergent

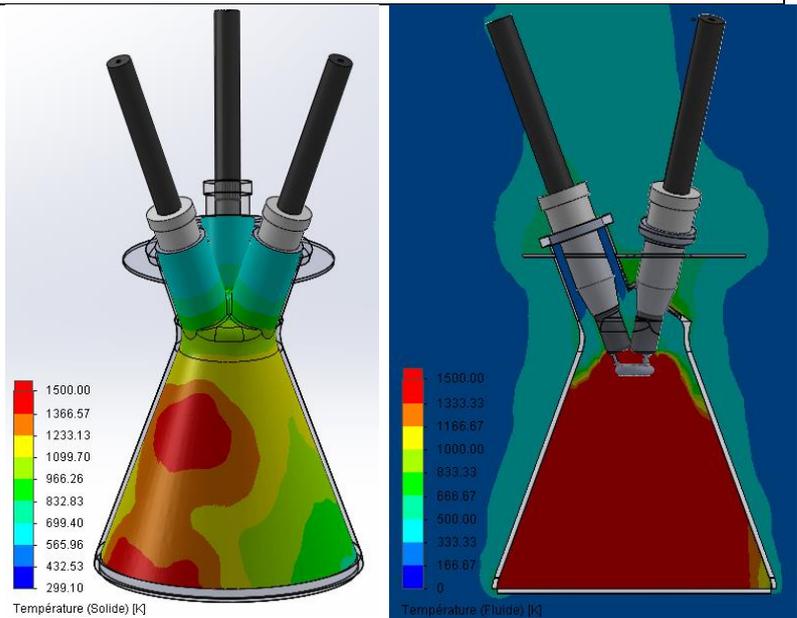


Figure 113 : Champ de température sur les parois internes (gauche) et sur un plan de coupe (droite) (deuxième conception)

### Troisième itération

Modifications :

- Injections tangentielles d'air sur les parois pour le gainage de la parois
- Divergent avec une forme de cloche pour réduire la recirculation de gaz à la sortie

Résultats :

- Décollement de la couche de gainage des parois
- Surchauffe des parois internes et la température maximale dépasse les 1 500 K.
- L'entrée d'air souffle le gaz chaud vers les parois de la cloche.

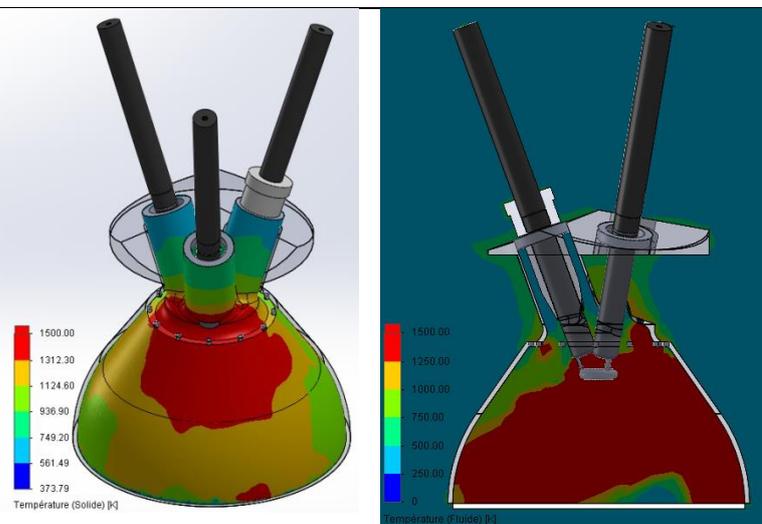


Figure 114 : Champ de température sur les parois internes (gauche) et sur un plan de coupe (droite) (troisième itération)

## La conception finale

Modifications :

- Elargissement du cole du divergent,
- Un angle de divergent plus faible,
- Double parois en acier pour le passage d'un circuit d'eau du bas vers le haut avec un débit de  $3\,200\text{ l}\cdot\text{h}^{-1}$ ,
- Céramique d'isolation thermique en oxyde de zirconium,
- Conduite annulaire avec un débit de  $55\text{ Nm}^3\cdot\text{h}^{-1}$ ,
- Gainage des électrodes avec un débit de  $10\text{ Nm}^3\cdot\text{h}^{-1}$ ,
- Positionnement excentrique des électrodes dans les entrées d'air

Résultats sans refroidissement à l'eau et sans la ceramique d'isolation :

- Température maximale des parois internes de l'ordre de  $1\,350\text{ K}$
- Quelques recirculations au niveau de la sortie

Résultats avec refroidissement à l'eau et sans la céramique d'isolation :

- Température des parois en acier en dessous de  $500\text{ K}$ .
- Augmentation des pertes thermiques ( de l'ordre de  $25\text{ kW}$ )
- Quelques recirculations au niveau de la sortie

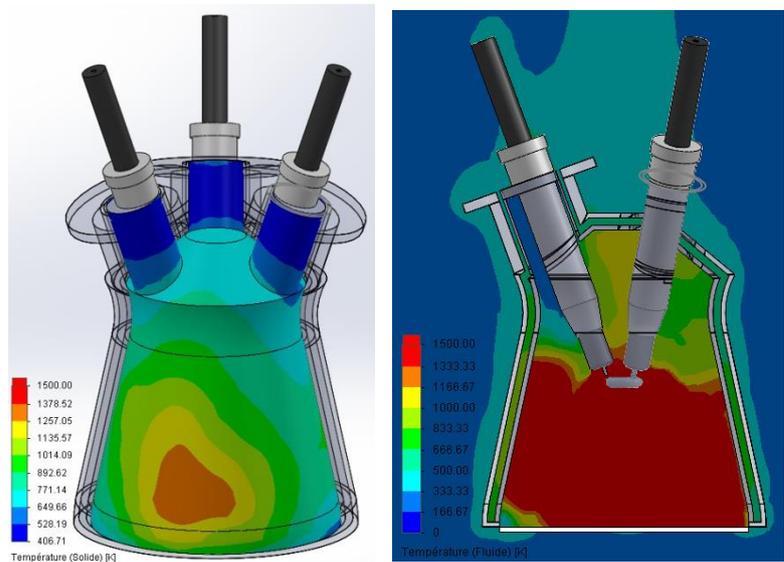


Figure 115 : Champ de température sur les parois internes (gauche) et sur un plan de coupe (droite) (conception finale sans la céramique d'isolation et sans refroidissement à l'eau)

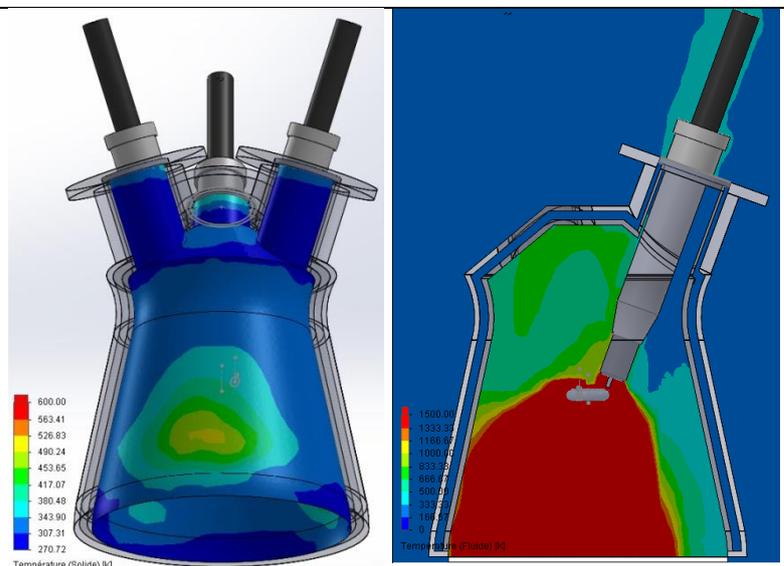


Figure 116 : Champ de température sur les parois internes (gauche) et sur un plan de coupe (droite) (conception finale sans la céramique d'isolation et avec refroidissement à l'eau)

Résultats sans refroidissement à l'eau et avec la céramique d'isolation:

- Température maximale des parois internes de la céramique de l'ordre de 1 340 K
- Température des parois en acier égale à 740 K.
- Un prélèvement d'air de l'entrée par la céramique permet de créer une couche de refroidissement gazeux entre la céramique et les parois en acier
- On note quelques recirculations au dessus du volume d'arc
- On ne voit pas de recirculation à la sortie à cause du rétrécissement du diamètre de la sortie après placement de la céramique.

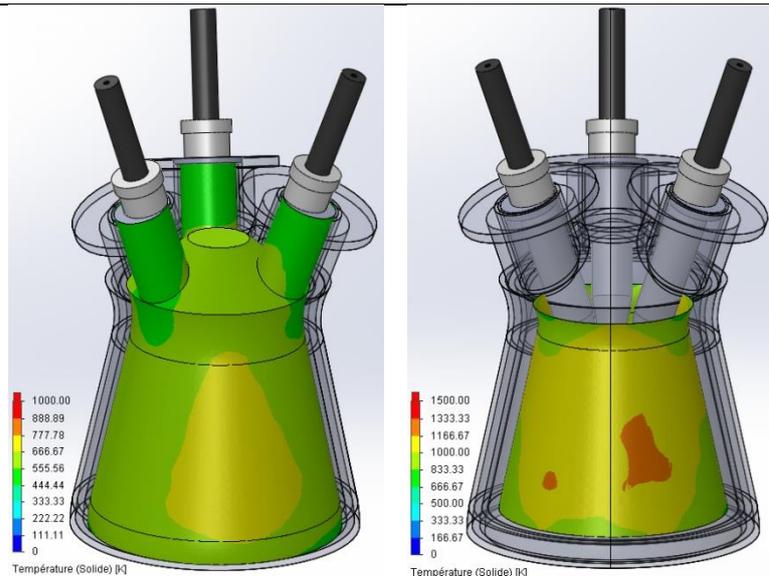


Figure 117 : Champ de température sur les parois internes en acier (gauche) et sur les parois de la céramique (droite) (conception finale avec la céramique d'isolation et sans refroidissement à l'eau)

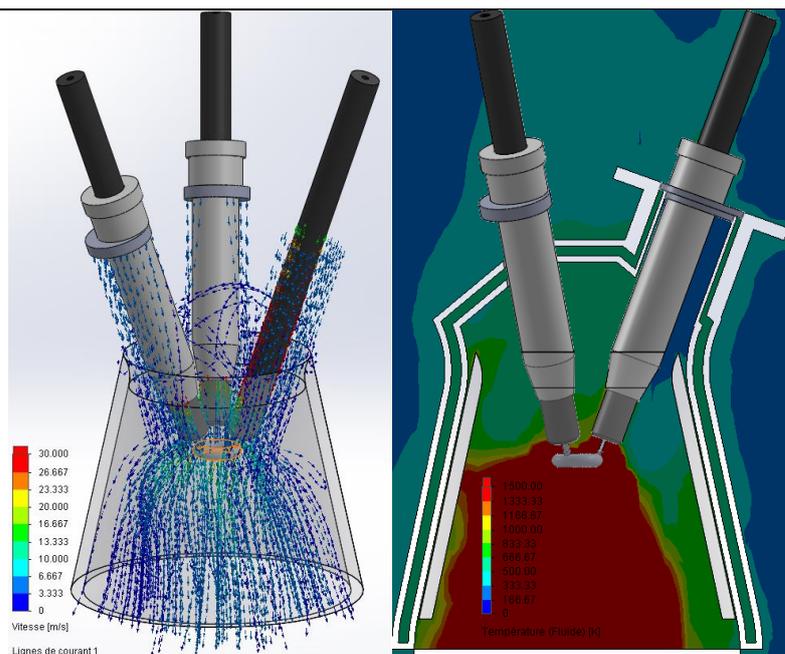


Figure 118 : Ligne de courant (gauche) et champs de température dans le gaz sur un plan de coupe (droite) (conception finale avec la céramique d'isolation et sans refroidissement à l'eau)

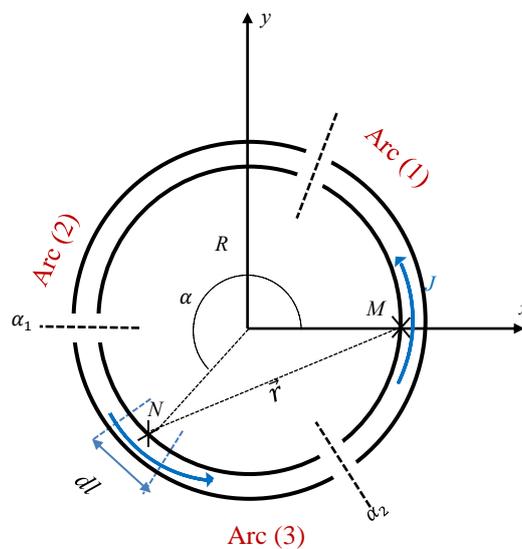
## Annexe 2 : Interaction magnétique entre deux arcs

On suppose que deux arcs coexistent instantanément et sont parcourus tous les deux par le même courant  $i$ . L'arc est considéré pour ce calcul comme un conducteur filiforme d'une épaisseur nulle. Le champ magnétique induit par un conducteur filiforme de longueur élémentaire  $dl$  parcouru par un courant  $i$  en un point quelconque de l'espace  $M$  situé à une distance  $r$  est exprimé via la loi de Biot et Savart :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{i \cdot \vec{dl} \wedge \vec{r}}{r^3}$$

où  $\mu_0$  est la conductivité du vide et vaut  $1,25663706 \times 10^{-6} \text{ m.kg.s}^{-2} \cdot \text{A}^{-2}$

La force de Lorentz qui en découle est  $\vec{F}(M) = \vec{J}(M) \wedge \vec{B}(M)$  où  $J$  est la densité de courant au point  $M$ . Les interactions entre les deux arcs sont identiques ce qui nous permettra de



supposer qu'ils ont la même courbure et se situent sur le même cercle.

En appliquant les transformations trigonométriques convenables on trouve :

$$\frac{\vec{dl} \wedge \vec{r}}{r^3} = \frac{1}{4R \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \vec{U}_z \text{ et } \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\vec{dl} \wedge \vec{r}}{r^3} = \frac{1}{4R} \left[ \ln \left( \frac{1 - \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{1 + \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \right) \right]_{\alpha_1}^{\alpha_2} \vec{U}_z$$

Le champ magnétique appliqué par l'arc entier est alors :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{32\pi} \cdot \frac{1}{R} \cdot \left[ \ln \left( \frac{1 - \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{1 + \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \right) \right]_{\alpha_1}^{\alpha_2} \vec{U}_z$$

La force de Lorentz qui en découle est  $\vec{F}(M) = \frac{\mu_0}{32\pi} \cdot \frac{I}{R} \cdot \left[ \ln \left( \frac{1 - \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{1 + \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \right) \right]_{\alpha_1}^{\alpha_2} \cdot J \vec{U}_r$ . Cette force est centrifuge et a tendance à allonger l'arc de courant.

La force de Lorentz de l'arc 3 sur l'arc 1 au point M est donc :  $\vec{F}(3 \rightarrow 1) = 4745 \text{ N.m}^{-3}$  pour un courant de 330 A et un rayon d'arc de 15 mm.

### Annexe 3 : Représentation 3D des fractions molaires des différents gaz définis dans le modèle Jones et Lindstedt<sup>6</sup>

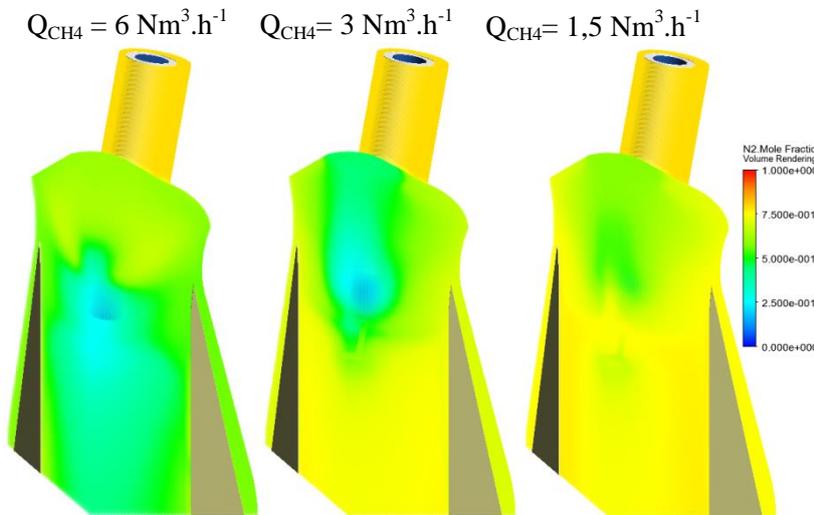


Figure 119 : Fraction molaire de  $N_2$ , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de  $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

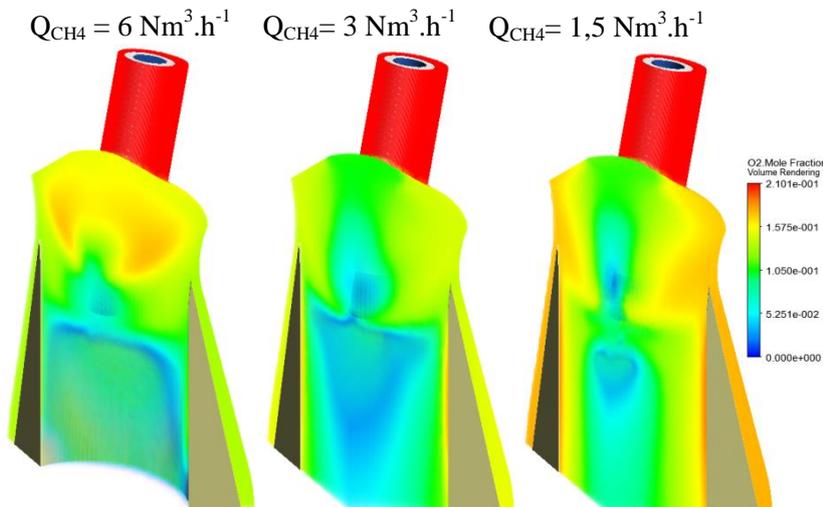


Figure 120 : Fraction molaire de  $O_2$ , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de  $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

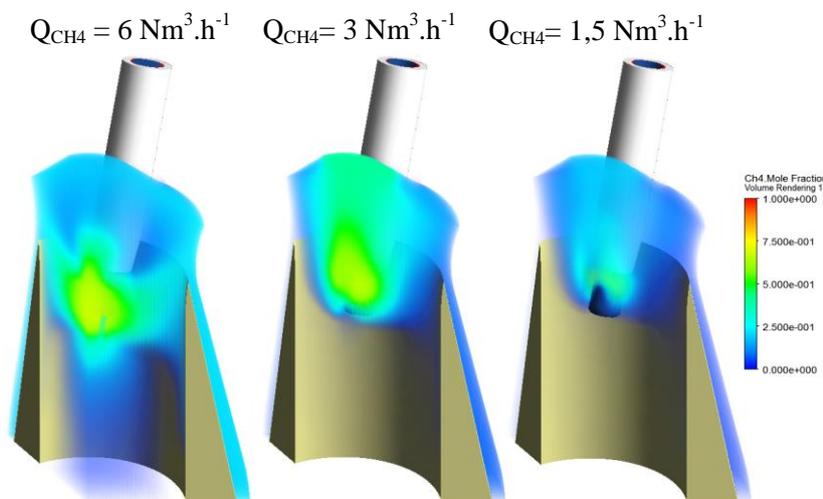


Figure 121 : Fraction molaire de  $CH_4$ , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et  $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de  $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

<sup>6</sup> N.B : Dans les figures suivantes, lorsque la valeur de la fraction molaire d'une espèce se rapproche de 0, la couleur bleu devient de plus en plus transparent.

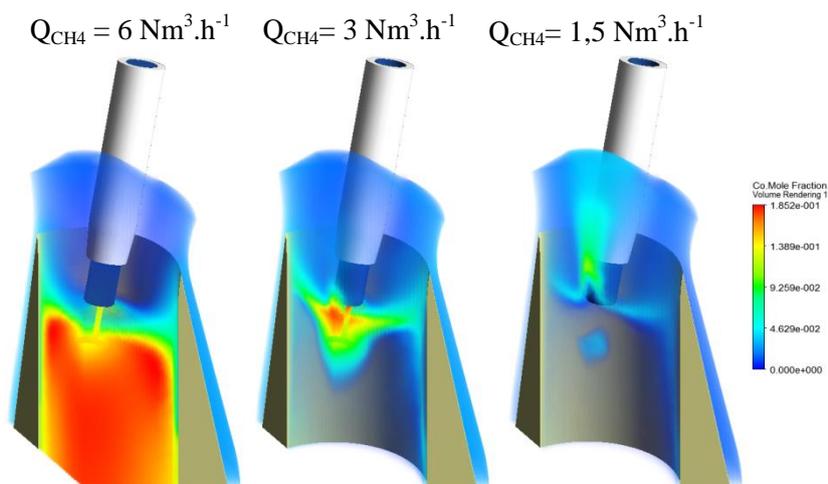


Figure 122 : Fraction molaire de CO, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6  $\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de 55  $\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

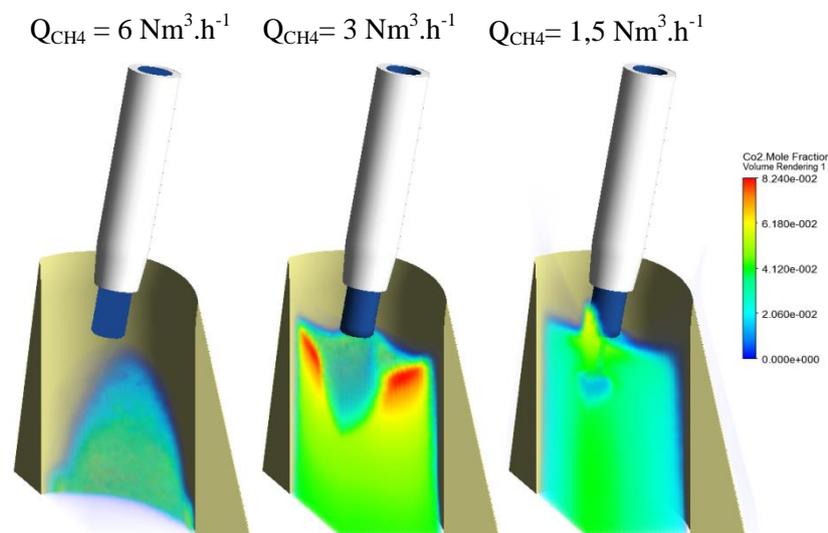


Figure 123 : Fraction molaire de  $\text{CO}_2$ , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6  $\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de 55  $\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

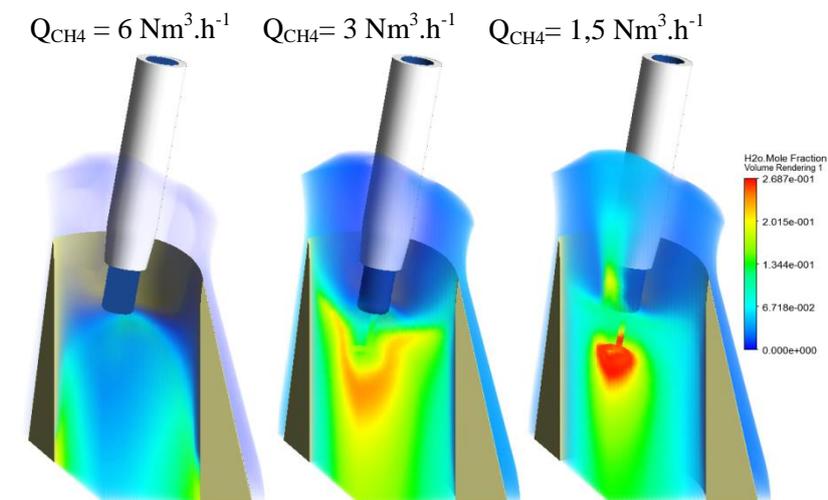


Figure 124 : Fraction molaire de  $\text{H}_2\text{O}$ , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6  $\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ) et pour un débit d'air de 55  $\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

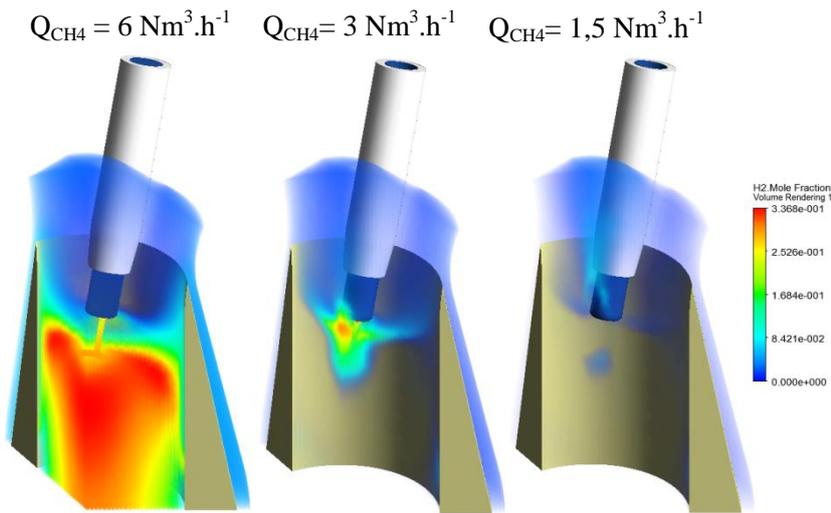


Figure 125 : Fraction molaire de H<sub>2</sub>, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>) et pour un débit d'air de 55 Nm<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup>

Figure 1 : Distribution massique selon la granulométrie de différents échantillons de biomasses et un échantillon de charbon (dimensions en mm) .....	23
Figure 2: Schématisation des majeurs améliorations apportées par le plasma dans la combustion [24].....	29
Figure 3 : Schéma simplifié d'une chaudière à charbon : avec les équipements annexes (à gauche) et isolée (à droite).....	31
Figure 4 : Centrale thermique à charbon de Tianjin Guodian - Chine .....	33
Figure 5 : Photo d'un brûleur à charbon pulvérisé installé dans une chaudière.....	33
Figure 6 : Photos de 4 brûleurs à charbon pulvérisé installés dans les quatre coins d'une chaudière et générant une flamme vortex .....	33
Figure 7 : Schéma de principe d'un électrobrûleur à torche plasma triphasée pour l'assistance à la combustion de combustibles à faible PCI.....	37
Figure 8 : Schéma du brevet "Réacteur haute température associé à une zone de plasmagenèse, en particulier brûleur mixte électricité-combustible" n° EP0130913 A1 déposé par Bertin et Cie [40]. (21) divergent, (23) conduite de gaz combustible, (24) conduite d'air, (25) électrode, (26) porte-électrode.....	38
Figure 9 : Schéma du brevet "Electrobrûleur à gaz à apport d'énergie électrique et amorçage assisté" n° EP0457994 B1 déposé par Electricité De France [41]. (8) divergent (18) électrode amont, (30) contre électrode, (32) électrode relais.....	38
Figure 10 : Schéma du brevet "brûleur à carburant pulvérisé" n° US4862814 A, déposé par l'université de Sydney en 1988 [42]. (28) anode, (24) zone de volatilisation, (22) zone de combustion, (30) cathode, (33) déflecteurs.....	40
Figure 11 : Schéma du brevet « allumeur plasma avec une cathode assemblée » n° EP1371905 B1, déposé par Yantai Longyuan Technology Co. Ltd en 2002 [43]. .....	40
Figure 12 : Schéma d'un électrobrûleur industriel à torche micro-onde conçu dans un projet en partenariat avec l'Ukraine, la Russie et l'Allemagne [38].....	41
Figure 13 : Schéma du brevet « brûleur plasma micro-onde » n° US20070007257 A1 déposé en 2005 par H. Uhm et al. [45]. (12) énergie micro-onde, (92) et (94) électrodes d'allumage, (76) conduite d'injection du combustible, (110) flamme de combustion .....	41
Figure 14 : Canon à fioul monté sur un brûleur à charbon pulvérisé dans la centrale de Zolling en Allemagne ..	43
Figure 15 : La torche plasma DLZ-200 montée sur un brûleur à charbon pulvérisé en Chine .....	43
Figure 16 : Rendement global de la chaudière en fonction de sa puissance thermique.....	43
Figure 17 : Données relatives à la phase de démarrage à froid d'une chaudière à charbon pulvérisé équipée de brûleur au fioul. Le débit de mazout, la température de la vapeur et la vitesse de rotation de la turbine sont représentés par l'axe de droite et le débit de vapeur, le débit de charbon, la pression de vapeur et la puissance thermique de la chaudière sont représentés par l'axe secondaire à gauche. (Centrale de Poloniec [46]).....	44
Figure 18 : Pourcentage de puissance électrique $\epsilon$ (par rapport à la puissance thermique totale de la torche plasma) en fonction de la teneur en volatile dans le charbon utilisé. Ce graphe est une compilation de 16 centrales thermiques équipées de torches plasmas [34]. .....	45
Figure 19 : Représentation simplifiée du fonctionnement à charge réduite d'une chaudière à biomasse avec l'appoint de fioul et avec l'appoint d'un électrobrûleur plasma.....	49
Figure 20 : Représentation schématique d'une torche RF développée et commercialisée par Tekna Plasma Systems Inc [50] .....	50
Figure 21 : Températures et densités électroniques dans différents types d'arc [56] .....	52
Figure 22 : Schéma de principe d'une torche plasma DC .....	53
Figure 23 : Torche Plasma triphasée développée au sein de « Institut for Electrophysics and Electric Power », Russie. 1 injecteur, 2 électrodes, 3 isolateur, 4 raccordement électrique, 5 circuit de refroidissement, 6 entrée de gaz. [67] .....	56

Figure 24 : Four à fusion doté d'une torche à arc triphasé installée à Krupp Stahl AG, Allemagne [69].	56
Figure 25 : Installation SEAPORT I de Monolith Materials aux Etats-Unis pour la production de noir de carbone et d'hydrogène, développée en partenariat avec Mines ParisTech	59
Figure 26: P&D du banc d'essai avec la torche plasma triphasée en configuration coplanaire.	68
Figure 27 : Vue isométrique (haut) et vue en coupe (bas) de la torche plasma triphasée	69
Figure 28 : Descriptif de la zone de décharge avec les électrodes coplanaires de diamètre 18 mm (à gauche une vue de dessus de l'arc)	69
Figure 29 : Représentation simplifié du circuit électrique du système plasma triphasé	70
Figure 30: schématisation de la restructuration du carbone en fonction de la température de traitement et début de la graphitisation.	74
Figure 31: Capacité calorifique et conductivité thermique d'un graphite de type ATJ [95]. (*) Les mesures de conductivités thermiques sont effectuées dans le plan perpendiculaire ( $\perp$ ) et dans le plan parallèle ( $\parallel$ ) au plan de pression de moulage.	75
Figure 32: Résistivité électrique issue de mesures expérimentales d'un graphite grade TRA (POCO graphite) [96] et approximation linéaire ente 1 000 K et 2 500 K d'un graphite grade B (Graphitel)	75
Figure 33 : Diamètre des spots sur une photo d'une électrode en graphite prise après un fonctionnement à l'azote. Le diamètre de l'électrode est égal à 18 mm et le diamètre moyen des spots repérés est de 1,07 mm.	81
Figure 34 : Vue de dessus de la zone de décharge électrique de la torche triphasée, après un fonctionnement de 30 minutes à l'azote.	83
Figure 35: Vue de dessus de la zone de décharge électrique de la torche triphasée, après un fonctionnement d'une heure à l'air.	84
Figure 36 : Fractions molaires des différentes espèces à l'équilibre thermodynamique du mélange (C / O <sub>2</sub> / N <sub>2</sub> ) pour 4 ratios C/O différents.	86
Figure 37 : Vue de dessus de la zone de décharge électrique de la torche triphasée, après un fonctionnement pendant 30 minutes au monoxyde de carbone.	87
Figure 38 : Courbes enthalpie-température pour le monoxyde de carbone, l'azote, l'oxygène et l'air	87
Figure 39 : Vue de dessus de la zone de décharge électrique de la torche triphasée, après un fonctionnement pendant une heure à l'air avec un débit de noir de carbone de 0,433 kg.h <sup>-1</sup>	89
Figure 40 : Evolutions de la puissance thermique totale et de la puissance perdue au travers des parois de la torche. Plasma d'azote (3 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et d'air (2 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ). Essai d'une durée de 70 minutes.	93
Figure 41. Images extraites de la vidéo prise par caméra rapide (droite) et de la vidéo traitée (gauche)	94
Figure 42. En rouge, courbe de la densité de probabilité de l'angle du vecteur vitesse instantanée du centre de la colonne d'arc. En bleu, histogramme statistique.	95
Figure 43 : distribution spatiale de la probabilité de positionnement du centre de la colonne d'arc. La couleur et le diamètre de chaque cercle représentent la valeur de la probabilité pour que le centre de l'arc soit dans ce cercle.	95
Figure 44. En rouge, courbe de la densité de probabilité de la vitesse moyenne du centre de la colonne d'arc. En bleu, histogramme statistique.	96
Figure 45. En rouge, la courbe de la densité de probabilité du rayon de courbure de la ligne moyenne de la colonne d'arc. En bleu, histogramme statistique.	96
Figure 46. En rouge, courbe de la densité de probabilité de la durée de vie des arcs. En bleu, histogramme statistique.	96
Figure 47 : Profil d'intensité lumineuse moyen sur la section d'un arc.	97
Figure 48 : Illustration des mécanismes conduisant à l'étirement de l'arc dans une configuration d'électrodes inclinées et une configuration d'électrodes coplanaires	100
Figure 49 : Relation Enthalpie-Température pour différents gaz [9].	101
Figure 50 : Courbe Enthalpie-Température de l'air	102

Figure 51 : Composition de l'oxygène en fraction molaire en fonction de la température .....	102
Figure 52 : Variation de la puissance électrique en fonction de l'intensité du courant et de l'angle entre les électrodes pour une torche jumelle à électrodes en tungstène. L'angle entre les électrodes est le double de l'angle entre une électrode et l'axe principal de la torche [9] .....	104
Figure 53 : vue en coupe (gauche) et vue isométrique de l'électrode en graphite avec l'isolant électrique en nitrure de bore .....	104
Figure 54 : Vue de face (gauche) et vue isométrique du montage excentrique de de l'électrode dans la conduite d'injection d'air .....	105
Figure 55 : Vue isométrique (gauche) et coupe transversale (droite) de la conception 3D de la nouvelle torche triphasée de 100 kW .....	106
Figure 56 : P&D du banc expérimental .....	108
Figure 57 : Vue de face et vue de côté d'une électrode en graphite érodée après un fonctionnement à l'azote (nouvelle torche plasma) .....	110
Figure 58 : Vue de face et vue de côté d'une électrode en graphite érodée après un fonctionnement à l'air avec un gainage d'azote (nouvelle torche plasma) .....	111
Figure 59 : Photos montrant un important arrachement thermomécanique de matière lors du démarrage du plasma (électrodes froides) .....	111
Figure 60 : Visualisation de l'érosion thermomécanique par superposition des positions d'une particule de graphite arrachée à l'une des électrodes (particule en mouvement entre A et C sur 35 ms) .....	112
Figure 61 : Pertes thermiques dans les nouvelle et ancienne torches pour un fonctionnement à l'air .....	113
Figure 62 : Pertes thermiques dans la nouvelle torche sans et avec céramique .....	113
Figure 63 : Facteurs de puissance pour les deux torches en fonction de la nature du gaz plasma .....	113
Figure 64 : Puissances thermiques et puissances électriques pour trois essais avec un mélange d'air et d'azote (Essais 3 et 4 du Tableau 18 et essai 1 du Tableau 21) .....	116
Figure 65 : Evolution de puissances thermique et électrique et des pertes thermiques dans la torche durant l'essai de combustion. Les intervalles colorés représentent l'écart entre la puissance thermique et la puissance électrique. Chaque couleur correspond à un débit de biomasse .....	117
Figure 66 : Evolution des concentrations volumiques (%) du CO, CO <sub>2</sub> et H <sub>2</sub> dans les gaz à la sortie du filtre pendant le deuxième essai de combustion .....	118
Figure 67 : Photographie de l'intérieur de la torche acquise par caméra rapide pendant l'injection de la biomasse avec un débit de 1,1 kg.h <sup>-1</sup> .....	119
Figure 68 : Photographies de la zone d'arc dans un plasma d'air sans combustion (gauche) et avec combustion de 1,1 kg.h <sup>-1</sup> (en haut à droite) et de 2,2 kg.h <sup>-1</sup> (en bas à droite) .....	120
Figure 69 : Représentation schématique des différentes zones d'un arc électrique .....	136
Figure 70 : (Gauche et centre) Arc représenté par des iso-surfaces de température à 15 000 K, 10 000 K et 5 000 K dans une configuration coplanaire des électrodes, (Droite) Arc représenté par des iso-surfaces de température à 8 000 K et 5 000 K dans une configuration parallèle des électrodes. Résultats issus du modèle MHD de la thèse de Christophe Rehm [130]. .....	138
Figure 71: Illustration des mécanismes conduisant à la déformation de l'arc sous l'effet de la force électromagnétique et du flux de masse .....	139
Figure 72 : Illustrations des hypothèses de simplification de la colonne d'arc en un volume torique avec des pieds d'arc linéaires (forme prépondérante issue de la simulation MHD, approximation filaire de la forme de l'arc, hypothèse de stationnarité et vues de face et de dessus de la colonne simplifiée) .....	140
Figure 73 : Géométrie de la torche en vues compacte et éclatée (le tiers modélisé) .....	142
Figure 74 : Coupe verticale du domaine de calcul maillé .....	142
Figure 75 : Coefficient d'absorption spectral à différentes températures (Cressault et al. [150]) .....	151
Figure 76 : CMA de l'air à 1 bar abs en fonction de la température pour la bande [5,263 ; 8,108] μm .....	152

Figure 77 : CMA de l'air à 1 bar abs en fonction de la température pour la bande [1,013 ; 5,263] $\mu\text{m}$ .....	152
Figure 78 : CMA de l'air à 1 bar abs en fonction de la température pour la bande [0,402 ; 0,777] $\mu\text{m}$ .....	152
Figure 79 : Propriétés de l'air et de l'azote à 1 bar absolu en fonction de la température de 300 K à 20 000 K (capacité calorifique, masse volumique, conductivité thermique et viscosité dynamique) .....	154
Figure 80 : Vue de face de la torche plasma triphasée (a), vue compact et explosée de la partie modélisée (b), vue de dessus de la partie modélisée (c) et plans de coupe A-A et B-B avec les différentes entrées et sorties (d) ....	156
Figure 81 : Champ de vitesse (gauche), champ de température (droite) .....	157
Figure 82 : Champs des différentes propriétés physiques du gaz dans le plan de symétrie du modèle (Densité, conductivité thermique, capacité calorifique et viscosité dynamique) .....	159
Figure 83 : Champ de température sur des plans à différentes hauteurs par rapport à l'extrémité de l'électrode (0, 4, 8, 12 et 16 cm).....	159
Figure 84 : Températures du gaz plasmagène (Air) sur des axes horizontaux à plusieurs distances à partir de l'extrémité de l'électrode et pour 3 volumes sources différents (cf. Figure 80 pour les positions des axes (CD) et (EF)).....	160
Figure 85 : Iso-surfaces à 10 000 K, 8 000 K et 6 000 K (haut) et iso-lignes de température dans le plan traversant les électrodes (bas) .....	161
Figure 86 : Variation de la température du gaz en fonction de la force de Lorentz sur les axes (CD) et (EF), $FL = 4\,000\,Ur - 800\,Uz$ .....	163
Figure 87 : Champs de température et de vitesse au voisinage de la zone source pour un cas sans force électromagnétique et 3 cas avec force électromagnétique pour des volumes sources différents.....	164
Figure 88: Champs de température et de vitesse sur le plan de symétrie puis champs de température sur la section de sortie et sur la surface de la céramique pour trois débits différents .....	165
Figure 89 : Profil de température le long d'un axe horizontal du plan A-A et à 4 cm de l'extrémité de l'électrode pour différents débits.....	166
Figure 90 : Profil de température le long d'un axe horizontal du plan A-A et à 10 cm de l'extrémité de l'électrode pour différents débits.....	166
Figure 91 : Courbe enthalpie-température de l'air .....	166
Figure 92 : Champs de température et de vitesse sur le plan de symétrie puis champs de température sur la section de sortie et sur la surface de la céramique pour trois puissances différentes. ....	167
Figure 93: Champs de température sur la surface intérieure des parois en acier: sans rayonnement (gauche) et avec rayonnement (droite).....	169
Figure 94: Champs de température sur la surface des céramiques: sans rayonnement (gauche) et avec rayonnement (droite).....	169
Figure 95 : Influence du choix de la moyenne utilisée pour le calcul du coefficient moyen d'absorption sur les champs de température de la paroi interne en acier : Moyenne de Planck (gauche), Moyenne de Rosseland (droite) et différence entre les deux champs (milieu) .....	170
Figure 96: Influence du choix de la moyenne utilisée pour le calcul du coefficient moyen d'absorption sur les champs de température des surfaces de céramiques (nitride de bore et oxyde de zirconium) : Moyenne de Planck (gauche), Moyenne de Rosseland (droite) et différence entre les deux champs (milieu) .....	170
Figure 97: Rayonnement incident sur la surface intérieure des parois en acier dans différentes bandes de longueur d'onde .....	172
Figure 98: Rayonnement incident sur la surface de la céramique d'isolation thermique selon les différents intervalles de longueur d'ondes ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) .....	173
Figure 99: Champs de vitesse et lignes de courant (gauche) et champs de température (droite) sur les plans A-A et B-B.....	175
Figure 100 : De Gauche à droite: fraction massique de gaz injecté par l'entrée principale, fraction massique de gaz de gainage et champs de vitesse avec vecteurs normalisés.....	177
Figure 101 : Iso-surfaces de fraction massique de gaz de gainage à 0,2 (bleu), 0,4 (vert), 0,5 (jaune) et 0,6	

(rouge) pour des débits de gaz de gainage de 5, 10 et 15 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> (de gauche à droite).....	178
Figure 102 : Evolution du nombre d'espèces des schémas cinétiques des hydrocarbures et corrélation avec le nombre de réaction [159]. .....	181
Figure 103 : Propriétés de transport des différentes espèces utilisées dans le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt en fonction de la température [155] .....	188
Figure 104 : Constantes de réaction d'oxydation du monoxyde de carbone avec l'oxygène et avec l'eau.....	189
Figure 105 : Fraction molaire de N <sub>2</sub> , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	190
Figure 106 : Fraction molaire d'O <sub>2</sub> , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	190
Figure 107 : Fraction molaire de CH <sub>4</sub> , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	190
Figure 108 : Fraction molaire de CO, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	191
Figure 109 : Fraction molaire de CO <sub>2</sub> , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	191
Figure 110 : Fraction molaire de H <sub>2</sub> O, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	191
Figure 111 : Fraction molaire de H <sub>2</sub> sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	192
Figure 112 : Champ de température sur les parois internes (gauche) et sur un plan de coupe (droite) (première conception).....	212
Figure 113 : Champ de température sur les parois internes (gauche) et sur un plan de coupe (droite) (deuxième conception).....	213
Figure 114 : Champ de température sur les parois internes (gauche) et sur un plan de coupe (droite) (troisième itération).....	213
Figure 115 : Champ de température sur les parois internes (gauche) et sur un plan de coupe (droite) (conception finale sans la céramique d'isolation et sans refroidissement à l'eau).....	214
Figure 116 : Champ de température sur les parois internes (gauche) et sur un plan de coupe (droite) (conception finale sans la céramique d'isolation et avec refroidissement à l'eau) .....	214
Figure 117 : Champ de température sur les parois internes en acier (gauche) et sur les parois de la céramique (droite) (conception finale avec la céramique d'isolation et sans refroidissement à l'eau).....	215
Figure 118 : Ligne de courant (gauche) et champs de température dans le gaz sur un plan de coupe (droite) (conception finale avec la céramique d'isolation et sans refroidissement à l'eau).....	215
Figure 119 : Fraction molaire de N <sub>2</sub> , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	218
Figure 120 : Fraction molaire de O <sub>2</sub> , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	218
Figure 121 : Fraction molaire de CH <sub>4</sub> , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	218
Figure 122 : Fraction molaire de CO, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	219
Figure 123 : Fraction molaire de CO <sub>2</sub> , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	219
Figure 124 : Fraction molaire de H <sub>2</sub> O, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	219
Figure 125 : Fraction molaire de H <sub>2</sub> , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ) et pour un débit d'air de 55 Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> .....	220

Tableau 1: Comparaison des coûts de production de l'électricité en 2005 et en 2030 et des émissions de gaz à effet de serre selon l'énergie primaire utilisée [3].....	19
Tableau 2 : Caractéristiques des biomasses utilisées dans la centrale de Poloniec, Pologne (pourcentages massiques).....	23
Tableau 3: Caractéristiques de l'électrobrûleur plasma Longyuan .....	34
Tableau 4 : Bilan des coûts opérationnels du démarrage de trois centrales à charbon (Zolling en Allemagne, Poloniec en Pologne et Tianjin Guodian en Chine) avec des brûleurs au fioul et avec des électrobrûleurs plasma [48].....	47
Tableau 5: Caractéristiques techniques de la source plasma AC triphasée (ASI ROBICON).....	70
Tableau 6 : Propriétés d'un carbone graphite de type ATJ [95].....	75
Tableau 7 : Les principales réactions intervenant dans l'érosion chimique du carbone .....	79
Tableau 8 : Bilan de l'essai de quantification de l'érosion à l'azote .....	81
Tableau 9 : Valeurs analytiques du taux d'érosion, rayon, temps de formation et déplacement macroscopique du spot cathodique. ....	82
Tableau 10 : Bilan de l'essai de quantification de l'érosion à l'air .....	84
Tableau 11 : Bilan de l'essai de quantification de l'érosion au monoxyde de carbone .....	86
Tableau 12 : Bilan des essais de quantification de l'érosion avec injection de noir de carbone .....	88
Tableau 13 : Composition du gaz à la sortie du réacteur mesurée par chromatographie en phase gazeuse .....	89
Tableau 14 : Taux d'érosion avec les différents gaz plasmagènes testés. Tous les essais réalisés contiennent une injection d'azote pour le gainage des électrodes avec un débit total de $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .....	90
Tableau 15 : Paramètres des essais de quantification de l'érosion en fonction du débit d'air et de la géométrie interne de la zone de décharge .....	91
Tableau 16: Propriétés du graphite des électrodes de la nouvelle torche plasma triphasée.....	103
Tableau 17 : Caractéristiques de la céramique RESCOR 760 (FINAL Matériaux) .....	106
Tableau 18 : Conditions opératoires des essais de validation.....	109
Tableau 19: Bilan de l'essai à l'air avec la nouvelle torche .....	109
Tableau 20: Bilan de l'essai à l'air avec la nouvelle torche .....	110
Tableau 21: Conditions opératoires des expérimentations avec injection de biomasses solides .....	114
Tableau 22: Bilan du deuxième essai avec combustion .....	115
Tableau 23 : Composition des gaz de sortie par NDIR (les valeurs sont en pourcentage par rapport au débit total à la sortie qui contient aussi les gaz de refroidissement du filtre. Le débit totale est approximativement égal à $218 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ).....	118
Tableau 24: Taux d'érosion avec les différents gaz plasmagènes testés. Tous les essais réalisés contiennent une injection d'azote pour le gainage des électrodes avec un débit total de $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ .....	121
Tableau 25: Paramètres des essais de quantification de l'érosion en fonction du débit d'air et de la géométrie interne de la zone de décharge .....	123
Tableau 26 : Comparaison ente les principales caractéristiques de l'ancienne torche coplanaire et la nouvelle torche à électrodes inclinées.....	124
Tableau 27: Résumé des modèles 3D de plasmas d'arc .....	134
Tableau 28 : Coefficient d'absorption moyenné de l'air (moyenne de Planck) en fonction de la température et de la densité relative du gaz (par rapport à celle au niveau de la mer) en $\text{cm}^{-1}$ [143]. ....	149
Tableau 29 : Les caractéristiques des matériaux solides introduites dans ANSYS FLUENT .....	154
Tableau 30 : Paramètres de calcul .....	155

Tableau 31 : Comparaisons des températures maximales et des pertes thermiques entre les simulations sans et avec rayonnement pour un volume source de 4 cm <sup>3</sup> . Le modèle de rayonnement prend en compte les CMA générés par la moyenne de Planck et une discrétisation spatiale $N_{\theta} \times N_{\phi} = 3 \times 3$ .....	168
Tableau 32 : Pertes thermiques et températures maximales des différents éléments modélisés (variation du volume du domaine source, de la moyenne du CMA et de la discrétisation spatiale).....	171
Tableau 33 : Les constantes de la loi d'Arrhenius et les ordres des espèces du mécanisme réactionnel de Westbrook et Dryer. ....	184
Tableau 34 : Les constantes de la loi d'Arrhenius et les ordres des espèces du mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt. ....	184
Tableau 35 : Les constantes de la loi d'Arrhenius du mécanisme réactionnel initial réduit pour générer le mécanisme de N. Peters et R.J. Kee. ....	186
Tableau 36 : Mécanisme réactionnel de N. Peters et R.J. Kee. ....	186
Tableau 37 : Mécanisme réactionnel réduit de 15 réactions issues de GRI-MECH 3.0. ....	187





## Etude d'un électrobrûleur industriel doté d'une torche à arc triphasée pour la valorisation énergétique de combustibles à faible pouvoir calorifique

**RESUME :** Dans le contexte actuel de réchauffement climatique et d'épuisement des ressources énergétiques fossiles conventionnelles, la production d'énergie à partir de combustibles renouvelables (biomasse et déchets) présente un intérêt croissant. Cependant les brûleurs industriels conventionnels sont mal ou pas adaptés pour la valorisation énergétique de combustibles pauvres qui sont pourtant peu coûteux et largement disponibles. Les électrobrûleurs, basés sur une assistance à la combustion par plasma thermique, sont alors une solution pour ce type de combustible. Ce travail de thèse a pour objectif le développement d'une torche à plasma triphasée d'une puissance de 100 kW, fonctionnant à l'air et facilement intégrable dans un électrobrûleur industriel. Le premier challenge consiste à rendre possible le fonctionnement à l'air en réduisant autant que possible l'érosion à l'air des électrodes en graphite. Pour cela, des solutions de gainage des électrodes à l'azote ou au méthane, de contrôle aérodynamique de l'écoulement de l'air et d'injection de particules de carbone ont été étudiées. Le deuxième challenge est l'optimisation des transferts de masse et de chaleur, ce qui a été réalisé en améliorant l'écoulement du gaz plasmagène et en choisissant les matériaux adéquats pour l'isolation thermique. Une double approche théorique et expérimentale a été adoptée. Au niveau théorique, un modèle d'écoulement turbulent de plasma a été développé avec une modélisation de l'arc électrique par une source stationnaire de chaleur et de quantité de mouvement. Un modèle de rayonnement à bandes du plasma ainsi qu'un modèle de cinétique chimique ont été intégrés. Les résultats de la simulation montrent le rôle important du rayonnement, la limitation du gainage à l'azote et le potentiel intéressant du gainage au méthane. La simulation a permis aussi de valider le design de la nouvelle torche avant les essais. Au niveau expérimental, une nouvelle conception de torche a été proposée et testée. Les essais réalisés montrent que la protection des électrodes par injection de particules de carbone ne suffit pas pour créer une atmosphère neutre autour des électrodes mais que le contrôle aérodynamique de l'écoulement de l'air permet un meilleur contrôle de l'érosion des électrodes. Des essais préliminaires de combustion assistée par plasma de biomasse solides ont été ensuite réalisés et analysés.

**Mots clés :** torche plasma triphasée, combustion assistée par plasma, modèle source, rayonnement

### Study of an industrial electro-burner equipped with a three phase plasma torch for low heating value fuel valorization

**ABSTRACT:** Energy production from renewable combustibles like biomass and organic wastes presents an increasing interest with the urgent need to reduce greenhouse gas emissions and the depletion of conventional fossil energy resources. Meanwhile, standard industrial burners are not adequate for the energetic valorization of renewable poor LHV combustibles despite their low price and their abundance in nature. Electro-burners, with plasma assisted combustion technology, are a promising solution for this type of combustible. In this PhD dissertation is detailed the development of a 100 kW plasma torch working in air and embeddable in an industrial electro-burner. It consists firstly, in making possible an operation in oxidizing environment by reducing as much as possible the air erosion of the graphite electrodes. For this purpose, multiple solutions are tested such as sheathing with nitrogen and methane, aerodynamic control of air flow and injection of carbon black particles. The second challenge is the optimization of heat and mass transfers by improving the plasma flow and by choosing the appropriate materials for thermal insulation. Theoretically, a turbulent model of plasma flow is developed with the modeling of the electric arc column as a stationary source of heat and momentum. A multi-band radiation model and a reactional kinetic model are also integrated. The results show the important role of radiation, the limitation of the nitrogen sheathing and the potential of methane injection in reducing electrode erosion. They allowed also validating the design of the plasma torch before the tests. Experimentally, the new torch design is built and tested. It comes out that reducing the electrode erosion by carbon powder injection is not efficient to achieve a neutral environment around the electrodes whereas a control of the nearby air flow appears to be beneficial. Finally, tests of plasma assisted combustion of some biomasses are performed and analyzed.

**Key words:** three phase plasma torch, plasma assisted combustion, source model, radiation