

UNIVERSITÉ DE PROVENCE (AIX-MARSEILLE I)  
Laboratoire IUSTI – CNRS UMR 6595

École doctorale SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR : ED 353  
Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

# THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PROVENCE  
spécialité Mécanique Énergétique

par

Sylvain NICHELE

# MODÉLISATION PHYSIQUE ET SIMULATIONS NUMÉRIQUES DES ÉCOULEMENTS DANS LES DISJONCTEURS ÉLECTRIQUES HAUTE TENSION

Soutenue le 13 octobre 2011

JURY :

Alain GLEIZES  
Jean-Marc BAUCHIRE  
Yves BURTSHELL  
Ghislain TCHUEN  
David ZEITOUN  
Georges GAUDART

Rapporteur de Thèse  
Rapporteur de Thèse  
Directeur de Thèse  
  
Responsable entreprise



SIEMENS





# Remerciements

Cette thèse a été pour moi une expérience très enrichissante d'un point de vue scientifique et personnel. Elle m'a demandé d'aller au bout de moi-même et m'a permis de faire la transition entre ma vie d'étudiant et ma vie professionnelle. J'ai été accompagné au cours de ces trois ans par de nombreuses personnes que je tiens donc à remercier ici.

Tout d'abord, j'ai une pensée pour les quatre personnes avec qui j'ai travaillé pour effectuer ce travail de thèse. Je tiens donc à exprimer toute ma gratitude à Yves BURTSHELL pour avoir été mon directeur de thèse et pour m'avoir ainsi permis de travailler sur son code numérique.

De même, je tiens à remercier grandement Georges GAUDART d'avoir été mon responsable hiérarchique au sein de SIEMENS T&D, pour sa pédagogie, son accessibilité et sa disponibilité malgré ses nombreuses autres responsabilités.

Ensuite, mes remerciements s'adressent à Karim BOUSOLTANE et à Ghislain TCHUEN pour les « points thèses » et les échanges réguliers que l'on a pu avoir ensemble au cours desquels ils ont pu m'apporter leur expérience et leurs connaissances de CARBUR et de NS2.

J'adresse également mes remerciements à Alain GLEIZES et Jean-Marc BAUCHIRE pour m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs de cette thèse. Puis, je tiens aussi à remercier David ZEITOUN d'avoir accepté d'être membre du jury.

Ensuite, je voudrais remercier toutes les personnes dans mon entourage qui me sont chères et qui ont été présentes au cours de ces trois dernières années. Ainsi, je tiens vivement à remercier ma compagne Anne d'être là au quotidien et pour son travail attentif de relecture qui a permis de rendre ce travail le plus propre possible.

Je veux aussi dire un très grand merci à mes parents Pierre et Agnès et à mes deux frères Baptiste et Robin sur qui je sais que je peux et que je pourrais toujours compter. Merci à vous quatre d'être là.

Merci à Mireille et Olivier qui ont été là pour moi si souvent. Merci à vous deux.

Merci à Jean-Romain, Nadège et Félipe pour nos bons moments de repos.

Un grand merci également à Monsieur et Madame FALCO qui ont toujours été là tels des grands-parents, lorsque j'avais besoin d'eux.

Je voudrais également remercier Daniel pour m'avoir si bien formé sur NS2 et sur le fonctionnement d'un disjoncteur électrique.

Je voudrais aussi remercier Nathalie GLINSKY de m'avoir fait confiance en m'envoyant par courrier, son dernier exemplaire de manuscrit de thèse et de m'avoir proposé très gentiment son aide.

Enfin, cette thèse CIFRE a été effectuée entièrement en entreprise. Elle m'a permis de rencontrer et de travailler avec de nombreux employés et stagiaires de SIEMENS T&D. Ainsi, j'ai également une pensée pour Brigitte, Éric, Marc, Gérard, Vincent, Gérémy, Raissa, Rodrigues, Olivier, Marc-Alexandre, Jolan, Riadh et Ha.



# Table des matières.

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I. Partie I : Disjoncteur électrique : rôle et principe de fonctionnement.</b>	<b>5</b>
I.1. Réseaux électriques : aspects généraux.	6
I.1.1. Réseaux électriques.	6
I.1.1.1. Niveaux de tension.	8
I.1.1.2. Nature du courant électrique.	9
I.1.1.3. Réseaux intelligents, les « Smart Grids ».	9
I.1.2. Place et rôle des disjoncteurs électriques haute tension.	10
I.2. Disjoncteur électrique haute tension.	11
I.2.1. Différents types de disjoncteur électrique haute tension.	11
I.2.2. Disjoncteur électrique haute tension à auto expansion.	13
I.2.2.1. Structure.	13
I.2.2.2. Principe de fonctionnement.	15
I.2.2.3. SF <sub>6</sub> , gaz dédié à la coupure.	17
I.2.2.4. Influence de l'environnement de l'arc électrique.	20
I.3. Essais en laboratoires et simulations numériques.	24
I.3.1. Tests expérimentaux en laboratoire : essais de coupure.	24
I.3.2. Simulations numériques.	25
I.3.3. Difficultés rencontrées.	26
I.4. Conclusion.	27
<b>II. Partie II : Arcs électriques.</b>	<b>29</b>
II.1. Qu'est-ce qu'un plasma ?	30
II.1.1. États de la matière.	30
II.1.1.1. Les trois états de base de la matière.	30
II.1.1.2. Le plasma, quatrième état de la matière.	31
II.1.2. Origine des électrons (et des particules chargées).	31
II.1.2.1. Émission thermoélectronique.	32
II.1.2.2. Émission par effet de champ.	33
II.1.2.3. Émission TF.	34
II.1.3. Classification des différents plasmas.	34
II.1.3.1. Plasmas chauds.	35
II.1.3.2. Plasmas froids.	35
II.2. Description de l'arc électrique.	36
II.2.1. Découpage spatial de l'arc électrique.	36
II.2.1.1. Régions proches de la cathode : gaine cathodique A et zone de transition cathodique B.	37
II.2.1.2. Colonne Positive C.	42

II.2.1.3.	Régions proches de l'anode : transition anodique D et charge d'espace électronique E.....	43
II.2.2.	Stabilisation, déplacement et mouvement rétrograde.....	44
II.3.	Positionnement de l'arc électrique parmi les différentes décharges électriques.....	45
II.3.1.	Décharges non autonomes.....	46
II.3.2.	Collection avec multiplication.....	47
II.3.3.	Décharges de Townsend.....	48
II.3.4.	Décharges luminescentes.....	49
II.3.5.	Décharges d'arc électrique.....	49
II.4.	Retour au diélectrique du milieu.....	51
II.4.1.	Re-claquages possibles.....	52
II.4.1.1.	Le re-claquage thermique.....	52
II.4.1.2.	Le re-claquage diélectrique.....	53
II.4.2.	Études sur re-claquage.....	53
II.4.3.	Critères de coupure.....	55
II.4.3.1.	Critère G200ns.....	56
II.4.3.2.	Critère E/N.....	56
II.4.3.3.	Critère Leader.....	57
II.5.	Conclusion.....	58
III.	Partie III : Aspects particuliers étudiés.....	59
III.1.	Déséquilibre thermochimique.....	61
III.1.1.	Équilibre thermodynamique local (ETL).....	61
III.1.1.1.	Déséquilibre thermique.....	63
III.1.1.2.	Déséquilibre chimique.....	63
III.1.1.3.	Critère de validation de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local.....	63
III.1.2.	Domaines d'étude prenant en compte un déséquilibre thermochimique.....	64
III.1.3.	Causes d'un écart à l'ETL dans le cas d'un disjoncteur électrique haute tension.....	65
III.1.3.1.	Régions anodique et cathodique.....	65
III.1.3.2.	Bordure de l'arc.....	66
III.1.3.3.	Rayonnement, fonction de distribution des vitesses non maxwellienne et diffusion ambipolaire.....	66
III.1.3.4.	Démixion.....	66
III.1.3.5.	Période d'extinction de l'arc électrique.....	67
III.2.	CARBUR.....	68
III.3.	Hypothèses de travail.....	68
III.4.	Modèle utilisé dans les simulations.....	70
III.4.1.	Système d'équations.....	70
III.4.1.1.	Équations d'évolution des espèces chimiques.....	70
III.4.1.2.	Équations de conservation de la quantité de mouvement.....	71
III.4.1.3.	Équations d'évolution des énergies et loi d'état.....	71
III.4.1.4.	Formulation généralisée du système d'équations.....	73
III.4.2.	Modèle cinétique chimique et constantes chimiques.....	74
III.4.2.1.	Calcul général des constantes chimiques.....	74
III.4.2.2.	Modèle cinétique chimique.....	77
III.4.2.3.	Validation du modèle cinétique chimique : expérience en tube à choc d'Allen.....	79

III.4.2.4.	Vérification de la composition chimique à l'équilibre obtenue pour 1 bar.....	85
III.4.3.	Tenseur des contraintes visqueuses.....	86
III.4.4.	Flux de chaleur par conduction.....	87
III.4.4.1.	Flux de conduction dus à la translation/rotation.....	87
III.4.4.2.	Flux de conduction dus à la vibration de l'espèce i et au mode électronique.....	88
III.4.4.3.	Traitement dans CARBUR.....	88
III.4.5.	Phénomène de diffusion.....	88
III.4.5.1.	Équation d'évolution de l'énergie totale.....	89
III.4.5.2.	Équations d'évolution des énergies de vibration.....	89
III.4.5.3.	Équations d'évolution de l'énergie électron/électronique.....	90
III.4.5.4.	Traitement dans CARBUR.....	90
III.4.6.	Termes sources.....	91
III.4.6.1.	Termes sources d'apparition des espèces chimiques $\omega_i$ .....	91
III.4.6.2.	Termes sources des équations de conservation de la quantité de mouvement $f_x, f_y$ .....	92
III.4.6.3.	Termes sources des équations d'évolution des énergies.....	92
III.4.6.3.1.	Différents termes sources des équations d'évolution des énergies.....	92
III.4.6.3.2.	Termes d'échange vibration/translation $Q_i^{Vib-tr}$ .....	94
III.4.6.3.3.	Termes d'échange vibration/vibration $Q_i^{Vib-Vib}$ .....	95
III.4.6.3.4.	Termes d'échange vibration/électronique $Q_i^{Vib-el}$ .....	95
III.4.6.3.5.	Termes d'échange vibration/chimie $Q_i^{Vib-Ch}$ .....	96
III.4.6.3.6.	Échanges dus aux collisions élastiques entre électrons et lourds $Q_{el}^{elastique}$ .....	98
III.4.6.3.7.	Pertes d'énergie par ionisation à la suite d'impact avec des électrons $Q_{el}^{ionisation}$ .....	98
III.4.6.3.8.	Travail de la pression des électrons $Q_{el}^{Pe-}$ .....	99
III.4.6.3.9.	Terme source de rayonnement $Q_{ray}$ .....	99
III.4.6.3.9.1.	Phénomène du rayonnement.....	99
III.4.6.3.9.2.	Rayonnement dans les simulations numériques.....	101
III.4.6.3.10.	Terme source d'effet Joule $Q_{joule}$ .....	103
III.4.7.	Énergies, enthalpies et relations thermodynamiques.....	104
III.4.7.1.	Énergies.....	105
III.4.7.1.1.	Énergie de vibration.....	105
III.4.7.1.2.	Énergie électronique.....	106
III.4.7.1.3.	Influence des hypothèses.....	107
III.4.7.2.	Enthalpies.....	108
III.4.7.3.	Capacités calorifiques massiques $C_V$ et $C_P$ .....	109
III.4.8.	Propriétés de transport.....	115
III.4.8.1.	Viscosité du mélange.....	116
III.4.8.2.	Conductivité thermique.....	119
III.4.8.3.	Terme de diffusion.....	120
III.4.9.	Processus de relaxation.....	121
III.4.9.1.	Temps de relaxation vibration/électronique $\tau_i^{Vib-el}$ .....	121
III.4.9.2.	Temps de relaxation vibration/translation $\tau_i^{Vib-tr}$ .....	121
III.4.9.3.	Fréquence de collision d'une espèce i avec un électron $\nu_i^{el}$ .....	122
III.5.	Conclusion.....	123

IV. Partie IV : Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR. .... 125

IV.1.	Module d'arc électrique. ....	126
IV.1.1.	Période d'initialisation. ....	126
IV.1.2.	Période d'arc établi. ....	128
IV.2.	Module de l'électrode mobile. ....	130
IV.3.	Comparaison CARBUR/NS2. ....	133
IV.3.1.	Présentation générale de NS2. ....	133
IV.3.2.	Cas d'un écoulement de fluide en tube à choc. ....	135
IV.3.2.1.	Calcul direct. ....	135
IV.3.2.2.	Cas d'un tube à choc 1. ....	136
IV.3.2.3.	Cas d'un tube à choc 2. ....	138
IV.3.3.	Cas d'un arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques. ....	139
IV.3.3.1.	Cas SF <sub>6</sub> . ....	140
IV.3.3.2.	Cas N <sub>2</sub> . ....	143
IV.3.4.	Cas d'un arc électrique dans une configuration de disjoncteur électrique réelle. ....	148
IV.3.4.1.	Observations générales sur l'écoulement. ....	149
IV.3.4.2.	Termes sources et période d'allumage. ....	152
IV.3.4.3.	Écoulement dans la cheminée. ....	154
IV.3.4.4.	Écoulement dans le divergent de la tuyère. ....	155
IV.3.4.5.	Zone d'arc et voisinage proche. ....	156
IV.4.	Conclusion. ....	158

V. Partie V : Résultats. .... 161

V.1.	Introduction. ....	163
V.2.	Étude de l'influence de la forme du bout de l'électrode. ....	163
V.2.1.	Divergent de la tuyère et volume d'expansion. ....	165
V.2.2.	Tube d'échappement et cheminée. ....	166
V.2.3.	Zone d'arc et bord de l'électrode. ....	167
V.2.4.	Conclusion. ....	168
V.3.	Étude de l'influence de Navier-Stokes par rapport à Euler. ....	168
V.3.1.	Zone d'arc. ....	171
V.3.2.	Volume d'expansion. ....	171
V.3.3.	Tuyère. ....	172
V.3.4.	Cheminée. ....	173
V.3.5.	Conclusion. ....	173
V.4.	Étude de l'influence de la nature du gaz. ....	174
V.4.1.	Influence sur les propriétés thermodynamiques entre les électrodes aux zéros du courant. ....	175
V.4.2.	Influence sur l'écoulement des gaz. ....	177
V.4.3.	Conclusion. ....	179
V.5.	Déséquilibre thermique. ....	180
V.5.1.	Configuration de l'arc électrique entre deux électrodes. ....	180
V.5.1.1.	Écoulement et valeurs des températures. ....	181
V.5.1.2.	Déséquilibre thermique. ....	182

V.5.1.3.	Décomposition chimique.....	184
V.5.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. ....	186
V.5.2.1.	Écoulement et valeurs des températures. ....	187
V.5.2.2.	Déséquilibre thermique. ....	188
V.5.2.3.	Décomposition chimique. ....	192
V.5.3.	Conclusion.....	193
V.6.	Influence du positionnement des termes sources de l'arc électrique. ...	193
V.6.1.	Influence de la distribution des termes sources de l'arc électrique dans les différentes équations d'évolution des énergies, cas R=J. ....	195
V.6.1.1.	Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.....	195
V.6.1.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. ....	203
V.6.1.3.	Conclusion.....	206
V.6.2.	Influence de la distribution du terme source d'effet Joule (J) dans les différentes équations d'évolution des énergies. ....	207
V.6.2.1.	Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.....	207
V.6.2.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. ....	210
V.6.3.	Influence de la distribution du terme source de rayonnement (R) dans les différentes équations d'évolution des énergies. ....	210
V.6.3.1.	Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.....	211
V.6.3.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. ....	212
V.7.	Influence des densités électroniques sur le déséquilibre thermique. ....	214
V.7.1.	Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.....	215
V.7.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. ....	218
V.8.	Conclusion. ....	219
<b>Conclusion</b>		<b>223</b>
Bibliographie		227
Annexe 1		241



# Nomenclature.

## Lettres latines minuscules :

- $a$  et  $b$ , les coefficients dépendant de  $T$  permettant d'exprimer l'énergie interne dans NS2.
- $c$ , la vitesse du choc.
- $d$ , la distance inter-électrodes (en m).
- $e$ , la charge élémentaire d'un électron en valeur absolue ( $1.6022 \cdot 10^{-19}\text{C}$ ).
- $f$ , la fréquence du courant électrique (en Hz).
- $g$  et  $h$ , les coefficients dépendant de  $T$  permettant d'exprimer les capacités calorifiques à volume constant dans NS2.
- $i$ , l'indice de l'une des  $N$  espèces chimiques du système.
- $k$ , l'indice d'une seconde des  $N$  espèces chimiques du système.
- $r$ , l'indice de l'une des  $N_R$  réactions chimiques du système.
- $t$ , le temps (en s).
- $u$ , la vitesse selon l'axe des  $x$  (en m/s).
- $v$ , la vitesse selon l'axe des  $y$  (en m/s).
- $x$  et  $y$ , les variables d'espace (en m).
  
- $a_i$ , la vitesse du son dans la région  $i$  du problème de tube à choc (en m/s).
- $e_{e^-}$ , l'énergie électronique par unité de masse (en J/Kg).
- $e_{Tot}$ , l'énergie totale par unité de masse (en J/Kg).
- $e_{Vib}$ , l'énergie vibrationnelle du système (en J/Kg).
- $f_E$ , le terme source de l'équation d'évolution de l'énergie totale (en Pa/s).
- $f_x, f_y$ , les composantes du vecteur des forces extérieures par unité de volume (en  $\text{N/m}^3$ ).
- $g_{ii}$ , une valeur tabulée dans le tableau 7.2 de la thèse de Tchuen [ Tch1 ].
- $g_{\max}$ , le poids statistique du niveau d'énergie maximal.
- $g_{\min}$ , le poids statistique du niveau d'énergie minimal.
- $h_i$ , l'enthalpie de l'espèce  $i$  par unité de masse (en J/Kg).
- $h_{pl}$ , la constante de Planck ( $6.6261 \cdot 10^{-34}\text{J.s}$ ).
- $k_b$ , la constante de Boltzmann ( $1.380622 \cdot 10^{-23}\text{J.K}^{-1}$ ).
- $k_{D,r}$ , le coefficient direct de la réaction  $r$  (en  $\text{m}^3 \cdot \text{mole}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ).
- $k_{Eq,r}$ , la constante d'équilibre de la réaction  $r$  (sans unité ou en  $\text{m}^{-3}$ ).
- $k_{I,r}$ , le coefficient inverse de la réaction  $r$  (en  $\text{m}^3 \cdot \text{mole}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  ou  $\text{m}^6 \cdot \text{mole}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ).
- $m_e$ , la masse d'un électron ( $9.1093826 \cdot 10^{-31}\text{Kg}$ ).
- $m_i$ , la masse de la particule  $i$  (Kg/particule).
- $m_{N_2}$ , la masse de diazote (en Kg).

- $n_e$  , le nombre d'électrons (en particules.m<sup>-3</sup>).
- $n_i$  , le nombre d'ions (en particules.m<sup>-3</sup>).
- $n_i$  , le nombre de particule i par unité de volume (en molécules/m<sup>3</sup>).
- $n_0$  , le nombre de neutrons présents dans le plasma (en particules.m<sup>-3</sup>).
- $q_e$  , la charge électrique.
- $q_{ix}, q_{iy}$  , les composantes du vecteur flux de chaleur par conduction total de l'espèce i selon l'axe des x (en J.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>=W/ m<sup>2</sup>).
- $q_x, q_y$  , les composantes selon x et y du flux de chaleur par conduction (en J.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>=W. m<sup>-2</sup>).
- $r_C$  , le rayon du spot cathodique (en m).
- $r_1$  , la raie d'émission tabulée par Gleizes pour la température inférieure de l'intervalle de température auquel appartient le point où on veut calculer le rayonnement.
- $r_2$  , la raie d'émission tabulée par Gleizes pour la température supérieure de l'intervalle de température auquel appartient le point où on veut calculer le rayonnement (en mW.cm-1.K-1).
- $u_i$  , la vitesse dans la région i du problème de tube à choc (en m/s).
- $e_{cst}^{Gnoffo}$  , la charge électronique (4.80298 10<sup>-10</sup>esu=1.6021 10<sup>-19</sup>C. Car 1esu=3.33564 10<sup>-10</sup>C).
- $e_i^{el}$  , l'énergie électronique de l'espèce i par unité de masse (en J/Kg).
- $e_i^{Vib}$  , l'énergie vibrationnelle massique de l'espèce i (en J/Kg).
- $\overline{e_{i-Gain}^{Vib}}$  , l'énergie vibrationnelle massique moyenne gagnée à chaque recombinaison de l'espèce i (en J/Kg).
- $\overline{e_{i-Perte}^{Vib}}$  , l'énergie vibrationnelle moyenne perdue à chaque dissociation de l'espèce i (en J/Kg).
- $e_{Vib,i}^{EqTh}$  , l'énergie spécifique massique de vibration de l'espèce i à l'équilibre, autrement dit à la température de l'écoulement T (en J/kg).
- $e_{Vib,i}^{T_e}$  , l'énergie de vibration massique de l'espèce i à la température électronique T<sub>e</sub>. (en J/Kg).
- $e_{Vib,N2}^{T_e}$  , l'énergie de vibration massique du diazote à la température électronique T<sub>e</sub>. (en J/Kg).
- $f_{iE}^{Vib}$  , le terme source de l'équation d'évolution de l'énergie vibrationnelle massique de l'espèce i (si on considère N<sub>vib</sub> équations d'évolution de l'énergie vibrationnelle, en Pa/s).
- $f_E^{el}$  , le terme source de l'équation d'évolution de l'énergie électronique (en Pa/s).
- $f_E^{Vib}$  , le terme source de l'équation d'évolution de l'énergie vibrationnelle (si on considère une seule et unique équation d'évolution de l'énergie vibrationnelle, en Pa/s).
- $f_x^{gravité}, f_y^{gravité}$  , les composantes du vecteur des forces de gravité (en N/m<sup>3</sup>).
- $f_x^{Lorentz}, f_y^{Lorentz}$  , les composantes du vecteur des forces de Lorentz (en N/m<sup>3</sup>).
- $h_i^{el}$  , l'enthalpie électronique de l'espèce i (en J/Kg).
- $h_i^{Vib}$  , l'enthalpie de vibration de l'espèce i (en J/Kg).
- $h_i^0$  , l'enthalpie de formation massique de l'espèce i (en J/kg).
- $\dot{n}_i^{e-}$  , le taux d'ionisation produisant l'espèce ionisée i (en mol.m<sup>-3</sup>.s<sup>-1</sup>).

- $q_{ix}^{tr}, q_{ix}^{Vib}, q_{ix}^{el}$ , les composantes du vecteur flux de chaleur par conduction selon l'axe des x de l'espèce i, respectivement du aux modes d'énergie de translation/rotation, vibration et électronique (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_{ix}^{el}, q_{iy}^{el}$ , les composantes du vecteur flux de chaleur par conduction selon les axes des x et des y de l'espèce i, du au mode d'énergie électronique (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_{ix}^{Th-el}, q_{iy}^{Th-el}$ , les composantes du vecteur flux de chaleur par conduction et diffusion selon les axes des x et des y de l'espèce i, du au mode d'énergie électronique (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_{ix}^{Th-Vib}, q_{iy}^{Th-Vib}$ , les composantes du vecteur flux de chaleur par conduction et diffusion selon les axes des x et des y de l'espèce i, du au mode d'énergie de vibration (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_{ix}^{Vib}, q_{iy}^{Vib}$ , les composantes du vecteur flux de chaleur par conduction selon les axes des x et des y de l'espèce i, du au mode d'énergie de vibration (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_{ix}^{Vib-diff}, q_{iy}^{Vib-diff}$ , les composantes selon x et y du vecteur de diffusion de l'énergie de vibration de l'espèce i (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_x^{diff}, q_y^{diff}$ , les composantes du vecteur diffusion de l'énergie totale (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_x^{el}, q_y^{el}$ , les composantes du vecteur flux de chaleur par conduction selon les axes des x et des y, du au mode d'énergie électronique (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_x^{el-diff}, q_y^{el-diff}$ , les composantes du vecteur diffusion de l'énergie électronique (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_x^{tr}, q_y^{tr}$ , les composantes du vecteur flux de chaleur par conduction du au mode d'énergie translationnel et rotationnel (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_x^{Vib}, q_y^{Vib}$ , les composantes du vecteur flux de chaleur par conduction du au mode d'énergie vibrationnel (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $q_x^{Vib-diff}, q_y^{Vib-diff}$ , les composantes du vecteur diffusion de l'énergie de vibration (en  $J.m^{-2}.s^{-1}=W/ m^{-2}$ ).
- $\vec{g}$ , le vecteur d'accélération de la gravité. Il a une norme constante de  $9.80665m.s^{-2}$ .
- $\vec{x}_{unité}, \vec{y}_{unité}$ , les vecteurs unitaires.

### Lettres latines majuscules :

- $A_m$ , le coefficient multiplicateur de décharge électrique.
- $B$ , le champ magnétique (en T).
- $D$ , le coefficient de diffusion binaire (en  $m^2/s$ ).
- $Da$ , le nombre de Damköher.
- $E$ , le champ électrique (en V/m).
- $Ent[ ]$ , la fonction partie entière.
- $G$ , une fonction définie par Spiltzer et Harm.
- $I$ , l'intensité du courant électrique (en A).
- $Le$ , le nombre de Lewis.
- $N$ , le nombre total d'espèces chimiques présentes dans le système.
- $P$ , la pression (en Pa).

- $Pr$  , le nombre de Prandlt.
- $R$  , la constante des gaz (8.3144 J/(mol.K)).
- $Sc$  , le nombre de Schmidt.
- $T$  , la température (en K).
- $U$  , la tension (en V).
- $V$  , le potentiel électrique (en V).
- $Z$  , la compressibilité du gaz.
  
- $W^{ilke}$  , une variable du mélange dépendant des mêmes variables  $W_i^{ilke}$  de chacun des N composants du milieu selon la loi de Wilke.
  
- $A_{Gauss}$  , l'amplitude de la gaussienne du terme d'initialisation de la zone d'arc (en  $W.m^3$  ou Pa/s).
- $A_{\mu i}, B_{\mu i}, C_{\mu i}$  , les coefficients utilisés par Gupta pour le calcul de la viscosité dynamique de l'espèce chimique i.
- $A_{\sigma}, B_{\sigma}, C_{\sigma}$  , des constantes pour le calcul de la section transversale de collision avec un électron tabulées par Gnoffo.
- $A_{\tau}, B_{\tau}, C_{\tau}$  , les coefficients tabulés par Blackmann, Millikan et White pour le calcul du temps de relaxation vibrationnelle général.
- $A_1, A_2, A_3$  , les coefficients de la loi d'Arrhenius pour le calcul des constantes directes (en K).
- $A_{1,r}, A_{2,r}, A_{3,r}, A_{4,r}, A_{5,r}, A_{6,r}$  , les coefficients des polynômes calculant les constantes d'équilibre.
- $B_{1i}, B_{2i}, B_{3i}$  , les coefficients de Blottner pour l'espèce i.
- $\overline{C}_i$  , la vitesse moléculaire moyenne de l'espèce i (en m/s).
- $C_p$  , la capacité calorifique massique à pression constante (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $C_V$  , la capacité calorifique à volume constant totale (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $C_{V,tr}, C_{V,rot}, C_{V,vib}, C_{V,el}$  , les capacités calorifiques à volume constant des modes translation, rotation, vibration et électronique (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $C_{vap}$  , le coefficient représentant l'énergie nécessaire pour évaporer une unité de masse du matériau composant la cathode (en  $J.g^{-1}$ ).
- $C_1, C_2$  , deux coefficients pour le calcul de la température de contrôle.
- $D_i$  , le coefficient de diffusion de l'espèce i (en  $m^2/s$ ).
- $D_{ir}$  , le coefficient de diffusion binaire (en  $m^2/s$ ).
- $E_c$  , l'énergie cinétique par unité de volume (en  $J/m^3$ ).
- $E_{Gauss}$  , l'écart type de la gaussienne du terme d'initialisation de la zone d'arc (en  $W.m^3$  ou Pa/s).
- $E_H$  , le potentiel d'ionisation de l'hydrogène (en V).
- $E_{int}$  , l'énergie interne par unité de volume (en  $J/m^3$ ).
- $E_{max} - E_{min}$  , le plus grand écart d'énergie entre les différents niveaux d'excitation d'un atome.
- $E_{Plan-A}$  , le champ électrique à la surface de la cathode (en  $V.m^{-1}$ ).
- $E_{Plan-B}$  , le champ électrique à la limite de la zone cathodique et la colonne positive (en  $V.m^{-1}$ ).

- $E_0$  , le niveau fondamental (en eV).
- $E_1$  , le premier niveau excité (en eV).
- $F_x(\vec{W})$  , la composante selon x du tenseur des termes convectifs.
- $F_y(\vec{W})$  , la composante selon y du tenseur des termes convectifs.
- $G_i$  , des constantes pour la détermination de l'énergie de vibration par unité de masse des molécules diatomiques créées ou détruites au taux de réaction  $\omega_i$  .
- $H_0$  , l'énergie de formation par unité de volume (en J/m<sup>3</sup>).
- $I_{Max}$  , l'intensité maximale du courant électrique (en A).
- $J_C$  , la densité de courant total à la cathode (en A.m<sup>-2</sup>).
- $J_e$  , la densité de courant due aux électrons (en A.m<sup>-2</sup>).
- $J_F$  , la densité de courant électronique due à une émission par effet de champ (en A.m<sup>-2</sup>).
- $J_i$  , la densité de courant due aux ions (en A.m<sup>-2</sup>).
- $J_T$  , la densité de courant électronique due à une émission thermoélectrique (en A.m<sup>-2</sup>).
- $M_a$  , le nombre de Mach du choc.
- $M_e$  , la masse molaire électronique (en Kg/mol).
- $M_i$  , la masse molaire de l'espèce i (en Kg/mol).
- $M_{Tot}$  , la masse molaire totale (en Kg/mol).
- $M_2$  , le nombre de Mach dans la région 2 du problème de tube à choc.
- $N_a$  , le nombre d'Avogadro ( $N_a=6.0221 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ).
- $N_R$  , le nombre total de réactions chimiques présentes dans le système.
- $P_{Cond}$  , la puissance perdue à la cathode par conduction (en W).
- $P_e$  , la pression électronique (en Pa).
- $P_{Em-e}$  , la puissance perdue à la cathode par émission électronique (en W).
- $P_{Evap}$  , la puissance perdue lors de l'évaporation de la cathode (en W).
- $P_{Evap+}$  , la puissance évaporée apportée à la cathode (en W).
- $P_i$  , la pression partielle de l'espèce i (en Pa).
- $P_i$  , la pression dans la région i du problème de tube à choc (en Pa).
- $P_{ik}$  , la probabilité de transfert d'énergie de vibration de l'espèce i vers l'espèce k.
- $P_{init}$  , la pression initiale (en Pa).
- $P_{Joule}$  , la puissance perdue par effet Joule (en W).
- $P_{Triphasé}$  , la puissance électrique d'un réseau triphasé (en W).
- $P_0$  , la pression référence. Dans notre cas, elle vaut 10<sup>5</sup> Pa.
- $Q_{Allumage}$  , le terme source de l'arc électrique lors de sa phase d'initialisation (en Pa/s).
- $Q_{joule}$  , le terme source du à l'effet Joule (en Pa/s).

- $Q_{ray}$ , le terme du au rayonnement des électrons (Echange d'énergie entre différents modes électroniques, en Pa/s).
- $Q_{Vib-Ch}$ , le terme d'échange total d'énergie prenant en compte l'influence des réactions chimiques sur le déséquilibre vibrationnel (en Pa/s).
- $Q_{Vib-el}$ , le terme d'échange total d'énergie entre les modes vibrationnel et électronique (dus aux collisions inélastiques entre les électrons et les particules lourdes) (en Pa/s).
- $Q_{Vib-tr}$ , le terme d'échange total d'énergie entre la vibration et la translation (en Pa/s).
- $Q_{Vib-Vib}$ , le terme d'échange total d'énergie entre les modes vibrationnels eux-mêmes (en Pa/s).
- $R_{elec}$ , la résistance (en  $\Omega$ ).
- $R_i$ , la constante des gaz parfait de l'espèce  $i$  (en  $J.K^{-1}.Kg^{-1}$ ).
- $S_{el}$ , la fraction électronique du courant électrique.
- $S_{ut1i}, S_{ut2i}$ , les coefficients de Sutherland pour l'espèce  $i$ .
- $S_x(\vec{W})$ , la composante selon  $x$  du tenseur des termes diffusifs.
- $S_y(\vec{W})$ , la composante selon  $y$  du tenseur des termes diffusifs.
- $T_a$ , la température transmise dans la loi d'Arrhenius, calcul des constantes directes (en K).
- $T_{cont}$ , la température de contrôle dans la loi d'Arrhenius, modèle de préférentialisation (en K).
- $T_C$ , la température de la cathode, à la tache cathodique (en K).
- $T_e$ , la température électronique (en K).
- $T_F$ , une température particulière définit dans le modèle de Treanor et Marrone (en K).
- $T_i$ , la température dans la région  $i$  du problème de tube à choc (en K).
- $T_{init}$ , la température initiale (en K).
- $T_q$ , la température du mode de stockage  $q$  (en K).
- $T_{Plaque}$ , la température de la surface métallique plane et homogène (en K).
- $T_{Vib}$ , la température de vibration (en K).
- $T_{Vib-i}$ , la température de vibration de l'espèce  $i$  (en K).
- $T_0$ , la température de référence (en K).
- $T_1$ , la température inférieure de l'intervalle de température auquel appartient le point où on veut calculer le rayonnement.
- $T_2$ , la température supérieure de l'intervalle de température auquel appartient le point où on veut calculer le rayonnement.
- $U_e$ , la vitesse des électrons (en  $m.s^{-1}$ ).
- $U_i$ , la vitesse des ions (en  $m.s^{-1}$ ).
- $V_C$ , la chute de potentiel cathodique (en V).
- $V_{Cathode}$ , le potentiel électrique à la cathode (en V).
- $V_{Cr}$ , la tension transitoire de claquage (en V).
- $V_i$ , le potentiel d'ionisation des ions (en V).
- $V_{Plan-A}$ , le potentiel électrique à la surface de la cathode (en V).

- $V_{Plan-B}$ , le potentiel électrique à la limite de la zone cathodique et la colonne positive (en V).
- $V_r$ , le potentiel électrique correspondant à la valeur moyenne de l'énergie nécessaire à l'émission d'un électron (en V).
- $V_s$ , le potentiel électrique équivalent au travail de sortie du matériau de la cathode (en V).
- $V_{xi}$ , la vitesse de diffusion selon l'axe des x (en m/s).
- $V_{yi}$ , la vitesse de diffusion selon l'axe des y (en m/s).
- $W_{Plaque}$ , le travail de sortie du matériau (en eV).
- $X_i$ , l'une des N espèces chimiques du système.
- $X_{\mu i}$ , le coefficient défini dans le paragraphe traitant de la viscosité (mélanges de Wilke).
- $Y_e$ , la fraction massique des électrons.
- $Y_{Gauss}$ , l'espérance mathématique ou tendance centrale de la gaussienne du terme d'initialisation de la zone d'arc (en m).
- $Y_i$ , la fraction massique de l'espèce i.
  
- $A_k^{MW}, B_k^{MW}$ , les coefficients tabulés par Millikan et White pour l'espèce i.
- $B_{ala,el,1}^i, B_{ala,el,2}^i, B_{ala,el,3}^i$ , trois coefficients tabulés par Balakrishnan pour déterminer la capacité calorifique électronique de l'espèce i.
- $B_{ala,vib,1}^i, B_{ala,vib,2}^i, B_{ala,vib,3}^i$ , trois coefficients tabulés par Balakrishnan pour déterminer la capacité calorifique de vibration de l'espèce i.
- $C_p^{figée}$ , la capacité calorifique à pression constante figée (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $C_p^i$ , la capacité calorifique massique à pression constante de l'espèce i (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $C_{p,tr}^i, C_{p,rot}^i, C_{p,vib}^i, C_{p,el}^i$ , les capacités calorifiques massiques à pression constante de translation, rotation, vibration et électronique de l'espèce i (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $h_i^0$ , l'enthalpie de formation massique de l'espèce i (en J/kg).
- $C_V^i$ , la capacité calorifique massique à volume constant de l'espèce i (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $C_{V,q}^i$ , la capacité calorifique massique à volume constant du mode de stockage q de l'espèce i (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $C_{V,tr/rot}^i$ , la capacité calorifique massique à volume constant de translation et rotation de l'espèce i (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $C_{V,tr}^i, C_{V,rot}^i, C_{V,vib}^i, C_{V,el}^i$ , les chaleurs spécifiques à volume constant de l'espèce i dues aux modes d'énergie de translation, de rotation, de vibration et électronique (en  $J.Kg^{-1}.K^{-1}$ ).
- $D_i^{Tab-VibG/P}$ , l'énergie de vibration par unité de masse des molécules diatomiques créées ou détruites au taux de réaction  $\omega_i$ , tabulée (en  $J.Kg^{-1}$ ).
- $D_i^{VibG/P}$ , l'énergie de vibration par unité de masse des molécules diatomiques créées ou détruites au taux de réaction  $\omega_i$  (en  $J.Kg^{-1}$ ).
- $E_{int}^{el}$ , l'énergie interne électronique par unité de volume (en  $J/m^3$ ).
- $E_{int}^{tr+rot}$ , l'énergie interne de Translation-Rotation par unité de volume (en  $J/m^3$ ).

- $E_{int}^{Vib}$ , l'énergie interne de Vibration par unité de volume (en  $J/m^3$ ).
- $E_0^{loc}$ , la tension électrique locale (en V).
- $K_{ray}^{emi}$ , le coefficient d'émission radiative nette.
- $M_S^F$ , le rapport entre les concentration de Fluor et de Soufre.
- $N_e^{cr}$ , la densité électronique critique (en  $cm^{-3}$ ).
- $N_i^{Vib}$ , le nombre de niveaux de vibration pour l'espèce i.
- $Q_{el}^{elastique}$ , le terme d'échange d'énergie dus aux collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes (atomes et ions, en Pa/s).
- $Q_{el}^{ionisation}$ , la perte d'énergie par ionisation à la suite d'impact avec des électrons (en Pa/s).
- $Q_{el}^{P_e}$ , le terme du au gradient de pression des électrons (Travail des électrons, en Pa/s).
- $Q_i^{Vib-Ch}$ , le terme d'échange d'énergie prenant en compte l'influence des réactions chimiques sur le déséquilibre vibrationnel, pour l'espèce vibrante i (en Pa/s).
- $Q_i^{Vib-el}$ , le terme d'échange d'énergie entre les modes vibrationnel et électronique, pour l'espèce vibrante i (en Pa/s).
- $Q_i^{Vib-tr}$ , le terme d'échange d'énergie entre les modes vibrationnel et translationnel, pour l'espèce vibrante i (en Pa/s).
- $Q_i^{Vib-Vib}$ , le terme d'échange d'énergie entre les modes vibrationnels eux-mêmes, pour l'espèce vibrante i (en Pa/s).
- $Q_{i-Echange}^{Vib-Ch}$ , la variation d'énergie vibrationnelle qui est due à la variation du nombre des molécules d'une espèce i en raison de la dissociation et de la recombinaison (en Pa/s).
- $Q_{i-Gain}^{Vib-Ch}$ , le taux de variation moyenne de l'énergie vibrationnelle qui est gagnée à chaque recombinaison pour l'espèce i (en Pa/s).
- $Q_{i-Perte}^{Vib-Ch}$ , le taux de variation moyenne de l'énergie vibrationnelle qui est perdue à chaque dissociation pour l'espèce i (en Pa/s).
- $T_i^{Vib}$ , la température de vibration de l'espèce i (en K).
- $T_{Vib}^{rec}$ , la température de vibration pour créer les particules diatomiques par recombinaison définit dans le modèle de Treanor et Marrone (en K).
- $W_i^{ilke}$ , une variable particulière de l'espèce i appartenant au mélange pour déterminer le  $W^{ilke}$  global du mélange.
- $Z_q^i$ , la fonction de partition du mode q pour l'espèce i.
  
- $\vec{B}$ , le champ magnétique.
- $\vec{E}$ , le champ électrique.
- $\vec{F}(\vec{W})$ , le tenseur des termes convectifs.
- $\vec{J}$ , la densité de courant.
- $\vec{S}(\vec{W})$ , le tenseur des termes diffusifs.
- $\vec{V}$ , la vitesse de diffusion (en m/s).
- $\vec{W}$ , le vecteur des variables conservatives.

### Lettres grecques minuscules :

- $\alpha$  , le premier coefficient de Townsend.
- $\gamma$  , le deuxième coefficient de Townsend.
- $\lambda$  , la conductivité thermique du mélange gazeux (en  $\text{J.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).
- $\eta$  , la viscosité de volume (en  $\text{N.s/m}^2=\text{Pa.s}$ ).
- $\mu$  , la viscosité de cisaillement (aussi appelée viscosité dynamique, en  $\text{N.s/m}^2=\text{Pa.s}$ ).
- $\varphi$  , le coefficient utilisé par Abe [Abe1] pour corriger Millikan et White.
- $\rho$  , la masse volumique (en  $\text{Kg/m}^3$ ).
- $\sigma$  , la conductivité électrique (en  $\text{S/m}$ ).
- $\theta$  , la température (en  $\text{K}$ ).
- $\tau$  , le tenseur des contraintes visqueuses (en  $\text{N/m}^2=\text{Pa}$ ).
  
- $\alpha_{amb}$  , le coefficient de correction du à la diffusion ambipolaire.
- $\alpha_i$  , le degré d'ionisation du plasma.
- $\alpha_{i,r}$  , le coefficient stœchiométrique de l'espèce  $i$  étant réactif, dans la réaction  $r$ .
- $\beta_{i,r}$  , le coefficient stœchiométrique de l'espèce  $i$  étant produit, dans la réaction  $r$ .
- $\gamma_c$  , le rapport des capacités calorifiques.
- $\epsilon_0$  , la permittivité du vide ( $8.85418782 \cdot 10^{-12} \text{ A}^2.\text{s}^4.\text{m}^{-3}.\text{Kg}^{-1}$ ).
- $\lambda_i$  , la conductivité thermique de l'espèce  $i$  (en  $\text{J.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).
- $\lambda_T$  , la conductivité thermique du matériau (en  $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).
- $\mu'$  , la viscosité de dilatation (en  $\text{N.s/m}^2=\text{Pa.s}$ ).
- $\mu_e$  , la mobilité des électrons (en  $\text{m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ).
- $\mu_i$  , la viscosité dynamique de l'espèce  $i$  (en  $\text{N.s/m}^2=\text{Pa.s}$ ).
- $\mu_{ik}$  , la masse réduite.
- $\mu_{ref}$  , le coefficient fixe de Blottner. Il vaut 0.1 ([Gli2]).
- $\phi_i$  , le coefficient défini dans le paragraphe traitant de la viscosité (mélanges de Wilke).
- $\phi_1$  , une fonction tabulée pour les atomes par Drawin.
- $\phi_2$  , une fonction tabulée pour les ions par Drawin.
- $\rho_e$  , la densité électronique (en  $\text{Kg/m}^3$ ).
- $\rho_i$  , la densité de l'espèce chimique  $i$  présente (en  $\text{Kg/m}^3$ ).
- $\rho_i$  , la densité dans la région  $i$  du problème de tube à choc (en  $\text{Kg.m}^{-3}$ ).
- $\rho_0$  , la masse volumique de référence (en  $\text{Kg/m}^3$ ).
- $\sigma_i$  , la section efficace de relaxation vibrationnelle de l'espèce  $i$  (en  $\text{m}^2$ ).
- $\sigma_{ik}$  , la section transversale de collision entre une espèce  $i$  et une autre  $k$ . Dans le cas présent, elle peut être confondue au diamètre de collision entre deux espèces  $i$  et  $k$  (en  $\text{m}^2$ ).

- $\tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{yx}, \tau_{yy}$ , les composantes du tenseur des contraintes visqueuses (en  $\text{N/m}^2 = \text{Pa}$ ).
- $\omega_i$ , le terme source d'apparition de l'espèce chimique  $i$  par unité de volume (en  $\text{Kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ ).
- $\mathcal{E}_i^{\text{ionisation}}$ , la première énergie d'ionisation de l'espèce ionisée (en  $\text{J.mol}^{-1}$ ).
- $\mathcal{E}_i^{\text{Vib}}$ , l'énergie de vibration moyenne par particule de l'espace pour l'espèce  $i$  par unité de volume et de masse (en  $\text{J.mol}^2.\text{Kg}^{-1}.\text{m}^{-3}/\text{particule}$ ).
- $\lambda_i^{\text{tr}}, \lambda_i^{\text{rot}}, \lambda_i^{\text{Vib}}, \lambda_i^{\text{el}}$ , les conductivités thermiques respectivement dues aux modes d'énergie translation, rotation, vibration et électronique de l'espèce  $i$  (en  $\text{J.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).
- $\lambda_i^{\text{el}}$ , la conductivité thermique due au mode électronique de l'espèce  $i$  (en  $\text{J.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).
- $\lambda_i^{\text{Vib}}$ , la conductivité thermique due au mode de vibration de l'espèce  $i$  (en  $\text{J.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).
- $\mu_i^{\text{mob}}$ , la mobilité des ions (en  $\text{m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ).
- $\sigma_i^{\text{Gnoffo}}$ , la section efficace de relaxation vibrationnelle de l'espèce  $i$  utilisée par Gnoffo (en cm).
- $\sigma_i^{\text{McGough}}$ , la section efficace de relaxation vibrationnelle de l'espèce  $i$  de McGough (en cm).
- $\theta_i^{\text{diss}}$ , la température caractéristique de dissociation de l'espèce  $i$  (en K).
- $\theta_i^{\text{El}}$ , les températures caractéristiques électroniques de l'espèce  $i$  (en K).
- $\theta_{ii'}^{\text{el}}$ , la température caractéristique électronique de l'espèces  $i$  pour son  $i^{\text{iem}}$  niveaux électronique (en K).
- $\theta_i^{\text{Vib}}$ , la température caractéristique de vibration de l'espèce  $i$  (en K).
- $\theta_{N_2}^{\text{Vib}}$ , la température caractéristique de vibration du diazote (en K).
- $\tau_i^{\text{MW}}$ , le temps de relaxation vibrationnelle de l'espèce  $i$  pour les échanges entre modes vibration et translation déterminé par Millikan et White ( $T$  comprise entre 300K et 8000K, en s).
- $\tau_i^{\text{Park}}$ , le temps de relaxation vibrationnelle de l'espèce  $i$  pour les échanges entre modes vibration et translation déterminé par Park ( $T > 8000\text{K}$ , en s).
- $\tau_i^{\text{Vib-el}}$ , le temps de relaxation vibrationnelle de l'espèce  $i$  pour les échanges entre modes vibration et électronique (en s).
- $\tau_i^{\text{Vib-tr}}$ , le temps de relaxation vibrationnelle de l'espèce  $i$  pour les échanges entre modes vibration et translation (en s).
- $\tau_{ik}^{\text{Vib-tr}}$ , le temps de relaxation vibrationnelle pour les échanges entre modes vibration et translation entre les espèces  $i$  et  $k$  (en s).
- $\tau_i^{\text{Vib-tr}}$ , le temps de relaxation vibrationnelle modifié (en s).
- $\tau_{ik}^{\text{Vib-Vib}}$ , le temps de relaxation vibrationnelle pour les échanges entre modes vibrationnels entre les espèces  $i$  et  $k$  (traité dans la thèse de Salvetti, en s).
- $\nu_i^{\text{el}}$ , la fréquence de collision de l'espèce  $i$  avec un électron (en  $\text{s}^{-1}$ ).

### Lettres grecques majuscules :

- $\Omega_{ii'}^{\text{Col}}$ , l'intégrale de collision entre les espèces  $i$  et  $i'$  (en  $\text{\AA}^2$ ).

- $\vec{\Omega}$ , le vecteur des termes sources.

### Autre :

- $\frac{dW}{dt}$ , la vitesse d'érosion (en  $\text{g.s}^{-1}$ ).

## Listes des tableaux.

Tableau 1 : Coefficients du modèle cinétique chimique. ....	79
Tableau 2 : Propriétés thermodynamiques dans le cas 1. ....	137
Tableau 3 : Propriétés thermodynamiques dans le cas 2. ....	138
Tableau 4 : Gammas et masses molaires utilisées pour les simulations. ....	175
Tableau 5 : Températures au point 4, dans le cas ouvert, à 10 et 15 ms. ....	183
Tableau 6 : Températures minimales et maximales au point 1, dans le cas ouvert de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes. ....	196
Tableau 7 : Déséquilibre thermique en fonction de R et de J dans le cas ouvert avec R=J, à 5 ms. ....	241
Tableau 8 : Déséquilibre thermique en fonction de R et de J dans le cas ouvert avec R=J, à 10 ms. ....	241
Tableau 9 : Déséquilibre thermique en fonction de R et de J dans le cas ouvert avec R=J, à 15 ms. ....	241

## Listes des figures.

Figure 1 : Réseau électrique (Source : Montage à partir de <a href="http://www.edf.com/html/panorama/transversal/mediatheque.html">http://www.edf.com/html/panorama/transversal/mediatheque.html</a> ). ....	6
Figure 2 : Disjoncteur blindé dans une travée d'un poste électrique (8DN8 – 145 kV) ....	7
Figure 3 : Différents niveaux de tension (Source : Montage à partir de [Pet1]). ....	8
Figure 4 : Poste blindé (8DQ1 – 420 kV) Poste ouvert Houdreville (400 kV). ....	11
Figure 5 : Passage du courant électrique et création de l'arc électrique ....	14
Figure 6 : Passage du courant électrique et création de l'arc électrique (Source : [Vig1]). ....	15
Figure 7 : Différentes étapes de la coupure. ....	16
Figure 8 : Caractéristiques de l'intensité et de la TTR lors d'une phase d'ouverture des contacts (Source : Montage à partir d'images de [Vig1]). ....	17
Figure 9 : Géométrie du SF <sub>6</sub> (Source : Montage à partir d'images de Wikipédia). ....	18
Figure 10 : Conductivité thermique du SF <sub>6</sub> (Source : [Gle1]). ....	19
Figure 11 : Influence de la présence ou non de polymère dans la zone d'arc au moment de la coupure (Source : [Bro4]). ....	21
Figure 12 : Quantité de métal évaporée en fonction de l'intensité du courant électrique pour des électrodes en Cuivre et en Aluminium (Source : [Fje1]). ....	22
Figure 13 : Érosion des électrodes. ....	23
Figure 14 : Les principaux états de la matière. ....	30
Figure 15 : Quelques plasmas (Source : Montage à partir de [Rax1]). ....	35
Figure 16 : Découpage spatiale de l'arc électrique (Source : [Vac1]). ....	37
Figure 17 : Comportement de la température, de la densité électronique et du champ électrique dans la zone cathodique (Source : [Vac2]). ....	39
Figure 18 : Représentation de Langmuir de la région cathodique. ....	40
Figure 19 : Représentation de la région anodique. ....	43

Figure 20 : Classification des décharges électriques.....	45
Figure 21 : Coefficient de Townsend en fonction du champ électrique pour 4 gaz rares (Source : [Rax1]).....	47
Figure 22 : Courbe de Paschen pour l'air, le N <sub>2</sub> et le SF <sub>6</sub> (Source : <a href="http://electronicstructure.wikidot.com/electron-affinity-electronegativity">http://electronicstructure.wikidot.com/electron-affinity-electronegativity</a> ).....	50
Figure 23 : (E/N) <sub>critique</sub> en fonction de la température, pour une pression de 0.5 Mpa (Source : Montage à partir de [Shi2]).....	57
Figure 24 : Tube à choc utilisé par Sharma (source : [Sha1]).....	80
Figure 25 : Courbes utilisées par Sharma et Allen pour déterminer les températures de rotation T <sub>Rot</sub> et de vibration T <sub>Vib</sub> (sources : [All2] et [Sha1]).....	81
Figure 26 : Températures mesurées par Allen pour ce cas test (source : [All2]).....	82
Figure 27 : Maillage de la géométrie étudiée.....	83
Figure 28 : Températures obtenues avec CARBUR et dans les autres modèles.....	84
Figure 29 : Températures de vibration obtenues avec CARBUR et dans les autres modèles.....	84
Figure 30 : Compositions chimiques obtenue avec CARBUR et Epifanie [Epi1].....	85
Figure 31 : Équilibre chimique obtenus avec CARBUR et le laboratoire Laplace de Toulouse (source : courbe du laboratoire Laplace, Toulouse).....	85
Figure 32 : Termes sources des équations d'évolution des énergies.....	93
Figure 33 : Transitions électroniques selon le niveau d'énergie des électrons.....	100
Figure 34 : Conductivités électriques en fonction de la température et de la pression.....	104
Figure 35 : Énergie interne en fonction du modèle d'oscillation pour le N <sub>2</sub> .....	107
Figure 36 : Influence de la décomposition chimique et de l'énergie électronique sur le calcul de l'énergie interne pour le N <sub>2</sub> (Source : Courbes obtenues à partir de [Epi1] et [Gle1]).....	108
Figure 37 : Capacité calorifique à volume constant en fonction de la pression et de la température, pour le N <sub>2</sub> (Source : Courbes obtenues à partir de [Gle1]).....	110
Figure 38 : Capacité calorifique à pression constante C <sub>P</sub> en fonction du modèle de vibration pour le N <sub>2</sub> (Source : Courbes obtenues à partir de [Epi1] et [Liu1]).....	112
Figure 39 : Influence de la prise en compte de la décomposition chimique sur le calcul des capacités calorifiques à volume constant C <sub>V</sub> , pour le N <sub>2</sub> .....	113
Figure 40 : Influence de la décomposition chimique sur le calcul des capacités calorifiques à volume constant des différents modes de stockage de l'énergie, pour le N <sub>2</sub> .....	114
Figure 41 : Influence de l'ordre de précision du mode électronique sur le calcul des capacités calorifiques à volume constant C <sub>V</sub> , pour le N <sub>2</sub> .....	114
Figure 42 : Énergie injectée lors de la phase d'allumage à l'aide d'une gaussienne dans la zone d'arc.....	127
Figure 43 : Organigramme du calcul du terme source par effet Joule.....	128
Figure 44 : Organigramme du calcul du terme source de rayonnement.....	129
Figure 45 : Organigramme général du module d'arc électrique dans CARBUR.....	129

Figure 46 : Organigramme général du module d'électrode mobile dans CARBUR.	130
Figure 47 : Déplacement de l'électrode vers la gauche.	131
Figure 48 : Numérotation des cellules d'un bloc dans CARBUR, avec ses cellules visibles et ses cellules fantômes.	132
Figure 49 : Remplissage des mailles de l'électrode mobile.	132
Figure 50 : Système d'ondes générées dans un tube à choc.	135
Figure 51 : Conditions initiales du cas test 1, en tube à choc.	136
Figure 52 : Résultats du cas test 1, en tube à choc.	137
Figure 53 : Conditions initiales du cas test 2, en tube à choc.	138
Figure 54 : Résultats du cas test 2, en tube à choc.	139
Figure 55 : Géométrie pour l'étude d'un arc libre entre deux électrodes.	139
Figure 56 : Termes sources de l'arc électrique, pour le cas arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en SF <sub>6</sub> .	140
Figure 57 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans l'arc électrique pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en SF <sub>6</sub> .	141
Figure 58 : Évolution de la température au cours du temps pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en SF <sub>6</sub> .	142
Figure 59 : Évolution de la température et de la densité sur l'axe médian de l'arc électrique pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, au zéro du courant, en SF <sub>6</sub> .	143
Figure 60 : Comparaison de la conductivité électrique entre le SF <sub>6</sub> et le N <sub>2</sub> .	144
Figure 61 : Termes sources de l'arc électrique, pour le cas arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en N <sub>2</sub> .	144
Figure 62 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans l'arc électrique pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en N <sub>2</sub> .	145
Figure 63 : Évolution de la température au cours du temps pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en N <sub>2</sub> .	146
Figure 64 : Évolution de la température et de la densité sur l'axe médian de l'arc électrique pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, à l'approche du zéro du courant, en N <sub>2</sub> .	146
Figure 65 : Évolution de la température et de la densité en fonction du temps et de la loi d'état pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en N <sub>2</sub> .	147
Figure 66 : Évolution de la température et de la densité sur l'axe médian de l'arc électrique en fonction de la loi d'état pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, au zéro du courant, en N <sub>2</sub> .	148
Figure 67 : Géométrie d'une chambre de coupure de disjoncteur électrique haute tension.	149
Figure 68 : Profils de densité simulés avec CARBUR et NS2, dans le cas disjoncteur au SF <sub>6</sub> , à l'instant 1 ms.	150
Figure 69 : Profils de température simulés avec CARBUR et NS2, dans le cas disjoncteur au SF <sub>6</sub> , à l'instant 0.2 ms.	151

Figure 70 : Profils de température simulés avec CARBUR et NS2, dans le cas disjoncteur au SF <sub>6</sub> , à l'instant 3 ms.....	152
Figure 71 : Profils de température simulés avec CARBUR et NS2, dans le cas disjoncteur au N <sub>2</sub> , à l'instant 4 ms.....	152
Figure 72 : Termes sources de l'arc électrique, dans le cas disjoncteur au SF <sub>6</sub> . .....	153
Figure 73 : Termes sources de l'arc électrique, dans le cas disjoncteur au N <sub>2</sub> . .....	153
Figure 74 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans la cheminée (point 1), dans le cas disjoncteur en SF <sub>6</sub> . .....	155
Figure 75 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans la cheminée (point 1), dans le cas disjoncteur en N <sub>2</sub> . .....	155
Figure 76 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans le divergent de la tuyère (point 2), dans le cas disjoncteur en SF <sub>6</sub> . .....	156
Figure 77 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans le divergent de la tuyère (point 2), dans le cas disjoncteur en N <sub>2</sub> . .....	156
Figure 78 : Évolution de la température et de la densité aux points 3 et 4, dans le cas disjoncteur en SF <sub>6</sub> . .....	157
Figure 79 : Évolution de la température, de la densité et de la pression aux points 3 et 4, dans le cas disjoncteur en N <sub>2</sub> . .....	157
Figure 80 : Transition de température en bordure de l'arc électrique du côté tube d'échappement, à 1 et 4 ms, dans le cas disjoncteur électrique au SF <sub>6</sub> . .....	158
Figure 81 : Maillages et capteurs numériques pour la géométrie disjoncteur complet. .....	163
Figure 82 : Maillages dans la zone d'arc des deux géométries de l'étude sur la forme du bout de l'électrode fixe. .....	164
Figure 83 : Termes sources et phase d'allumage. .....	165
Figure 84 : Évolution des variables thermodynamiques dans le divergent (point 5) et dans le volume d'expansion (point 1). .....	166
Figure 85 : Évolution des températures dans le tube d'échappement (point 2) et dans la cheminée (point 4). .....	166
Figure 86 : Évolution des variables thermodynamiques dans la zone d'arc, au point 3. .....	167
Figure 87 : Profils de température au bord de l'électrode, à 5 et 14.8 ms. .....	168
Figure 88 : Termes sources et phase d'allumage. .....	169
Figure 89 : Cartes de températures et de densités dans les cas Euler et Navier-Stokes, à 5 ms et 15 ms. .....	170
Figure 90 : Profils de température et de densité dans la zone d'arc et dans la cheminée, à 15 ms. .....	170
Figure 91 : Évolution des variables thermodynamiques dans la zone d'arc, au point 3. .....	171
Figure 92 : Évolution des variables thermodynamiques dans le volume d'expansion, au point 1. .....	172
Figure 93 : Évolution et profils de la température et de la densité dans le divergent de la tuyère (point 5 au cours du temps et ligne 4 à 15 ms). .....	173
Figure 94 : Évolution des variables thermodynamiques dans la cheminée, au point 4. .....	173

Figure 95 : Conductivité électrique à 8 bar et coefficient d'émission nette pour le SF <sub>6</sub> , le N <sub>2</sub> et le CO <sub>2</sub> (Source : tables de Gleizes).....	175
Figure 96 : Cartes de température et de densité, à 5 et 15 ms.....	176
Figure 97 : Profils de température et de densité dans la zone d'arc (ligne 1), à 15 ms.....	176
Figure 98 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 1 (volume d'expansion).....	177
Figure 99 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 3 (zone d'arc).....	178
Figure 100 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 4 (cheminée).....	178
Figure 101 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 5 (divergent).....	179
Figure 102 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 2 (tube d'échappement).....	179
Figure 103 : Géométrie de 2 électrodes adiabatiques fixes.....	180
Figure 104 : Profils de température et densité sur la section médiane dans les cas ouvert et fermé, à 10 et 15 ms.....	181
Figure 105 : Évolution de la température au cours du temps pour les géométries ouverte et fermée.....	182
Figure 106 : Évolution des températures en fonction du temps, pour la géométrie ouverte.....	183
Figure 107 : Profils des températures sur le plan médian à 10 et 15 ms, pour la géométrie ouverte.....	183
Figure 108 : Profils des températures et de la densité sur le plan médian à 10 et 15 ms, pour la géométrie fermée.....	184
Figure 109 : Évolution de la composition chimique, pour la géométrie ouverte.....	185
Figure 110 : Évolution de la composition chimique, pour la géométrie fermée.....	186
Figure 111 : Évolution des températures et des pressions aux différents capteurs numériques.....	187
Figure 112 : Évolution des densités aux différents capteurs numériques et zoom sur les régions proches de l'axe de symétrie du domaine d'étude.....	188
Figure 113 : Déséquilibre thermique dans la zone d'arc, au point 3.....	189
Figure 114 : Déséquilibre thermique dans le volume d'expansion (point 1) et dans le divergent de la tuyère (point 5).....	190
Figure 115 : Déséquilibre thermique sur la ligne1 (zone d'arc) et sur la ligne 2 (cheminée), à 10 et 15 ms.....	191
Figure 116 : Déséquilibre thermique sur la ligne3 (volume d'expansion), à 10 et 15 ms.....	191
Figure 117 : Déséquilibre thermique sur la ligne4 (volume fixe et divergent), à 10 et 15 ms.....	192
Figure 118 : Composition chimique aux points 2 (tube d'échappement), 3 (zone d'arc), 4 (cheminée) et 5 (sortie du divergent).....	192
Figure 119 : Évolution de la température de translation/rotation T en fonction de R et de J, avec R=J, aux points 1 et 4, cas ouvert.....	197

Figure 120 : Température $T$ en fonction de $R$ et de $J$ , avec $R=J$ , aux points 1 et 4, cas fermé.....	198
Figure 121 : Évolution de la température de translation/rotation $T$ aux 4 points en fonction de $R$ et de $J$ , avec $R=J$ , cas ouvert.....	198
Figure 122 : Évolution de la température de translation/rotation $T$ aux 4 points en fonction de $R$ et de $J$ , avec $R=J$ , cas fermé.....	199
Figure 123 : Évolution de la composition chimique au point 1 au cours du temps dans les cas ouvert (première ligne) et fermé (seconde ligne) lorsque $R=J=0.99$ et $R=J=0.1$ .....	200
Figure 124 : Évolution de $N_2$ en fonction de $R$ et de $J$ , avec $R=J$ , aux points 1 et 4, cas ouvert.....	200
Figure 125 : Évolution de la densité en fonction de $R$ et de $J$ ( $R=J$ ), aux points 1 et 4, cas ouvert.....	201
Figure 126 : Déséquilibre thermique au point 4 en fonction du temps et de $R$ et $J$ dans le cas fermé de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes.....	201
Figure 127 : Déséquilibre thermique au point 4 en fonction du temps et de $R$ et $J$ dans le cas ouvert de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes.....	202
Figure 128 : Évolution de la température et de la densité dans le volume d'expansion (point 3) au cours du temps, en fonction de $R$ et de $J$ (avec $R=J$ ).....	203
Figure 129 : Évolution de la température aux points 1, 2, 4 et 5 au cours du temps, en fonction de $R$ et de $J$ (avec $R=J$ ).....	204
Figure 130 : Température sur les lignes 2 et 4, à 15 ms, en fonction de $R$ et de $J$ (avec $R=J$ ).....	204
Figure 131 : Évolution de la composition chimique au point 3 (zone d'arc), dans les cas disjoncteur où $R=J=0.99$ et où $R=J=0.1$ .....	204
Figure 132 : Déséquilibre thermique au point 1 (volume d'expansion), dans les cas disjoncteur où $R=J=0.99$ et où $R=J=0.1$ .....	205
Figure 133 : Déséquilibre thermique sur la ligne 4 (volume fixe et divergent de la tuyère), à 15 ms, dans les cas disjoncteur où $R=J=0.99$ et où $R=J=0.1$ .....	205
Figure 134 : Déséquilibre thermique au point 3 (zone d'arc), dans les cas disjoncteur où $R=J=0.99$ et où $R=J=0.1$ .....	206
Figure 135 : Déséquilibre thermique sur la ligne 2 (cheminée), dans les cas disjoncteur où $R=J=0.99$ et où $R=J=0.1$ .....	206
Figure 136 : Évolution de la température de translation/rotation $T$ en fonction de $J$ , avec $R=0.9$ , au point 1, dans les cas ouvert et fermé.....	208
Figure 137 : Évolution de la température de translation/rotation $T$ en fonction de $J$ , avec $R=0.9$ , au point 4, dans les cas ouvert et fermé.....	208
Figure 138 : Déséquilibre thermique en fonction de $J$ , au point 4, dans le cas ouvert, avec $R=0.9$ .....	209
Figure 139 : Déséquilibre thermique en fonction de $R$ , sur l'axe médian de l'arc électrique, dans le cas ouvert, avec $J=0.9$ , à 15 ms.....	209
Figure 140 : Déséquilibre thermique en fonction de $R$ , sur l'axe médian de l'arc électrique, dans le cas fermé, avec $J=0.9$ , à 15 ms.....	210

Figure 141 : Évolution de la température de translation/rotation $T$ en fonction de $R$ , avec $J=0.9$ , au point 1, dans les cas ouvert et fermé. ....	211
Figure 142 : Déséquilibre thermique en fonction de $R$ , au point 4, dans le cas ouvert, avec $J=0.9$ . ....	211
Figure 143 : Évolution de la température et de la densité au point 3 (zone d'arc) dans le cas disjoncteur, avec $J=0.9$ . ....	212
Figure 144 : Évolution de la température en fonction de $R$ dans le cas disjoncteur avec $J=0.9$ , dans le volume d'expansion (point 1), dans le tube d'échappement (point 2), dans la cheminée (point 4) et dans le divergent de la tuyère (point 5). ....	213
Figure 145 : Déséquilibre thermique au point 5 (divergent de la tuyère) dans le cas disjoncteur, avec $J=0.9$ . ....	213
Figure 146 : Déséquilibre thermique au point 1 (volume d'expansion) dans le cas disjoncteur, avec $J=0.9$ . ....	214
Figure 147 : Déséquilibre thermique en fonction de $R$ dans le cas disjoncteur. ....	214
Figure 148 : Composition chimique à l'équilibre à 1 bar, obtenue avec les deux modèles cinétiques chimiques, pour l'étude de l'influence de la présence plus ou moins importante des électrons sur l'écoulement et le déséquilibre thermique (source : courbe du laboratoire Laplace). ....	215
Figure 149 : Évolution de la quantité des électrons dans la zone d'arc (point 1) et dans son voisinage (point 4), dans les cas ouvert et fermé, selon la cinétique chimique utilisée. ....	215
Figure 150 : Évolution de la température dans la zone d'arc (point 1) et dans son voisinage (point 4), dans les cas ouvert, selon la cinétique chimique utilisée. ....	216
Figure 151 : Évolution de la densité dans la zone d'arc (point 1) et dans son voisinage (point 4), dans les cas ouvert, selon la cinétique chimique utilisée. ....	216
Figure 152 : Évolution de la température de translation/rotation $T$ aux 4 points en fonction des densités électroniques présentes dans le domaine d'étude, dans le cas ouvert. ....	216
Figure 153 : Déséquilibre thermique au point 4 en fonction du temps et de la quantité d'électrons présents dans le domaine d'étude, dans le cas ouvert de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes. ....	217
Figure 154 : Déséquilibre thermique au point 4 en fonction du temps et de la quantité d'électrons présents dans le domaine d'étude, dans le cas fermé de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes. ....	217
Figure 155 : Évolution de la densité et de la quantité d'électrons au point 3 (zone d'arc), dans le cas disjoncteur. ....	218
Figure 156 : Déséquilibre thermique dans le volume d'expansion (point 1). ....	219



# Introduction.

La demande actuelle d'énergie augmente dans le monde entier. L'énergie électrique est transportée sur des distances de plus en plus importantes. Pour des raisons écologiques et économiques, ce transport d'électricité doit être réalisé de la façon la plus efficace possible. Pour diminuer les pertes dues à ce transport, l'électricité doit être portée à une très haute tension. Cette énergie est transportée sur des réseaux électriques qui deviennent plus complexes, mais qui doivent toujours rester aussi sûrs. Cette sécurité est assurée par les disjoncteurs électriques haute tension. Pour répondre aux exigences actuelles du marché de l'énergie, ces appareils doivent encore gagner en efficacité.

Pendant les phases d'interruption, un arc électrique est généré entre deux électrodes dans la chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. Ce dernier doit alors être capable d'évacuer rapidement et efficacement une quantité d'énergie très importante. Il doit interrompre l'arc électrique afin de couper définitivement le courant électrique sur le réseau et ainsi protéger les gens et les appareils autour de ce réseau. Les fabricants de disjoncteurs électriques utilisent généralement les simulations numériques afin de réduire les temps et les coûts de développement. Ces simulations sont devenues essentielles pour concevoir des disjoncteurs électriques haute tension. Ils aident les fabricants à concevoir les différentes parties et pièces composant la chambre de coupure de ces appareils. En connaissant le comportement de la pression, de la température et de la densité entre les deux électrodes, les concepteurs sont capables de déterminer les meilleures formes des différentes pièces afin d'obtenir le meilleur écoulement qui viendra souffler et éteindre l'arc électrique au zéro du courant. Le comportement de ces propriétés thermodynamiques permet de déterminer si une configuration donnée sera plus à même d'interrompre le courant électrique sous une contrainte donnée qu'une autre. Ces outils numériques sont simplement là pour assister la conception. En aucun cas,

ils ne sont capables de réaliser entièrement le développement d'un disjoncteur électrique. La phase très coûteuse des essais en laboratoire reste obligatoire car ces simulations utilisent encore de nombreuses hypothèses simplificatrices qui leur permettent de résoudre les différentes équations, ainsi que de maintenir un temps de calcul raisonnable.

Une des hypothèses les plus communément admises est l'équilibre thermodynamique local (ETL). Utiliser ces hypothèses implique donc quelques déviations de ce qui se passe réellement. De ce fait, sous certaines conditions, des différences entre les simulations et les résultats expérimentaux de laboratoire peuvent apparaître. Ces différences n'apparaissent pas seulement dans le cas de forts gradients de pressions, de températures ou de densités, mais elles peuvent apparaître également dans certains autres cas dits « difficiles ». C'est pourquoi, il est important d'améliorer encore ces outils numériques, l'objectif étant toujours de réduire le nombre des tests en laboratoire, très onéreux.

Afin de diminuer ces différences observées, il est donc essentiel de déterminer quels sont les phénomènes qui sont importants, voire essentiels, de prendre en compte dans les simulations. Actuellement, les recherches portent principalement sur la simulation et la modélisation du rayonnement, de la vaporisation de la tuyère et des électrodes métalliques, de la turbulence, des effets de la viscosité, des aspects 3 dimensions (simulés actuellement en 2 dimensions axisymétriques), et du déséquilibre thermochimique.

Nous allons voir que lorsque les températures deviennent élevées et que de fortes variations prennent place dans les écoulements présents dans les chambres de coupure des disjoncteurs électriques haute tension, les particules composant le gaz se décomposent et s'ionisent. Cette décomposition des espèces chimiques modifie le calcul des propriétés de transport et thermodynamiques du gaz. Les températures dans ce genre d'écoulement peuvent atteindre largement 20000 K. Les particules peuvent manquer de temps pour pouvoir équilibrer leurs différents modes de stockage d'énergie (translation, rotation, vibration et électronique). Dans cette thèse, nous pourrions distinguer jusqu'à 4 températures différentes.

Ce travail consiste à l'étude des propriétés des écoulements de gaz présents dans les chambres de coupure des disjoncteurs électriques haute tension. Dans l'optique d'améliorer encore ces outils numériques, nous nous intéresserons plus particulièrement au déséquilibre thermique qui pourrait prendre place entre les deux électrodes au moment de la coupure.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une thèse CIFRE réalisée au sein de SIEMENS T&D, à Grenoble. Le laboratoire de rattachement est le laboratoire IUSTI, de Marseille. L'objectif de cette thèse a donc une application industrielle faisant appel à des connaissances dans des domaines physiques complexes.

Ce mémoire se compose de cinq parties. Dans la première, nous planterons le décor de l'étude en présentant des aspects généraux sur les circuits électriques sur lesquels les disjoncteurs électriques sont présents. Nous en profiterons pour présenter le principe de fonctionnement d'une technique particulière de coupure

qu'est l'auto expansion et nous discuterons des tests en laboratoire que doivent subir les disjoncteurs électriques avant de pouvoir être commercialisés.

Dans une deuxième partie de cette thèse, nous reprendrons les aspects généraux, mais importants de l'arc électrique. Les livres [Vac2] et [Rai1] traitent en profondeur de tous ces aspects. Nous parlerons de plasma, d'arc électrique et de retour au diélectrique.

Puis, nous nous intéresserons plus particulièrement aux phénomènes de déséquilibre et à la manière de les modéliser. Nous donnerons les hypothèses posées pour réaliser ce travail et présenterons CARBUR, le code numérique développé au sein du laboratoire IUSTI pour modéliser les écoulements hyperenthalpiques en prenant en compte ces aspects de déséquilibre. Nous en profiterons pour valider le modèle cinétique chimique que l'on utilisera et pour mettre en avant les différences existantes entre les valeurs des énergies présentes selon les travaux réalisés dans la littérature.

Dans une quatrième partie, nous présenterons les modules d'arc électrique et d'électrode mobile que nous avons implémentés dans CARBUR pour pouvoir réaliser des simulations dans le cas de disjoncteur électrique haute tension. Après une présentation de NS2, le code numérique utilisé par SIEMENS T&D, à Grenoble, pour assister la conception de leurs appareils, nous réaliserons des comparaisons avec CARBUR pour valider le fait que ce dernier est capable de simuler des écoulements de gaz dans les chambres de coupure des disjoncteurs électriques haute tension.

Enfin, dans une dernière partie, nous nous intéresserons plus particulièrement aux propriétés des écoulements à l'intérieur de ces chambres de coupure. Six études différentes ont été réalisées et sont présentées. Ces études portent, dans l'ordre, sur l'influence de la forme du bout de l'électrode ; puis sur l'influence d'une modélisation en Navier-Stokes par rapport à une modélisation en Euler ; puis sur l'influence de la nature du gaz ; avant de nous intéresser plus particulièrement au déséquilibre thermique ; puis à l'influence du positionnement des termes sources de l'arc électrique dans les différentes équations d'évolution des énergies ; et enfin à l'influence qu'ont les densités d'électrons sur ces écoulements, ainsi que sur ces aspects de déséquilibre.



## I. Partie I :

# Disjoncteur électrique : rôle et principe de fonctionnement.

I.1.	Réseaux électriques : aspects généraux.....	6
I.1.1.	Réseaux électriques.....	6
I.1.1.1.	Niveaux de tension.....	8
I.1.1.2.	Nature du courant électrique.....	9
I.1.1.3.	Réseaux intelligents, les « Smart Grids ».....	9
I.1.2.	Place et rôle des disjoncteurs électriques haute tension.....	10
I.2.	Disjoncteur électrique haute tension.....	11
I.2.1.	Différents types de disjoncteur électrique haute tension.....	11
I.2.2.	Disjoncteur électrique haute tension à auto expansion.....	13
I.2.2.1.	Structure.....	13
I.2.2.2.	Principe de fonctionnement.....	15
I.2.2.3.	SF <sub>6</sub> , gaz dédié à la coupure.....	17
I.2.2.3.1.	Caractéristiques générales du SF <sub>6</sub> .....	18
I.2.2.3.2.	État du SF <sub>6</sub> .....	18
I.2.2.3.3.	Le SF <sub>6</sub> et la coupure électrique.....	18
I.2.2.3.4.	Le SF <sub>6</sub> et la question écologique.....	19
I.2.2.4.	Influence de l'environnement de l'arc électrique.....	20
I.2.2.4.1.	Évaporation des tuyères.....	21
I.2.2.4.2.	Évaporation des électrodes.....	22
I.3.	Essais en laboratoires et simulations numériques.....	24
I.3.1.	Tests expérimentaux en laboratoire : essais de coupure.....	24
I.3.2.	Simulations numériques.....	25
I.3.3.	Difficultés rencontrées.....	26
I.4.	Conclusion.....	27

## I.1. Réseaux électriques : aspects généraux.

### I.1.1. Réseaux électriques.

Pour transporter l'énergie de la zone où elle est générée (centrales nucléaires, hydraulique, etc.) jusqu'aux lieux de consommation (aussi appelés réseaux de distribution), un réseau de transport (lignes aériennes, transformateurs et jeux de barre) est utilisé. L'ensemble est appelé réseau électrique (figure 1, [Car3], [Ler1] et [Pur1]). Il comprend aussi bien les organes permettant le transport de l'électricité que ceux permettant sa génération et sa consommation. Son but est de fournir à des utilisateurs le plus efficacement possible et à n'importe quel moment de l'électricité, en toute sécurité.

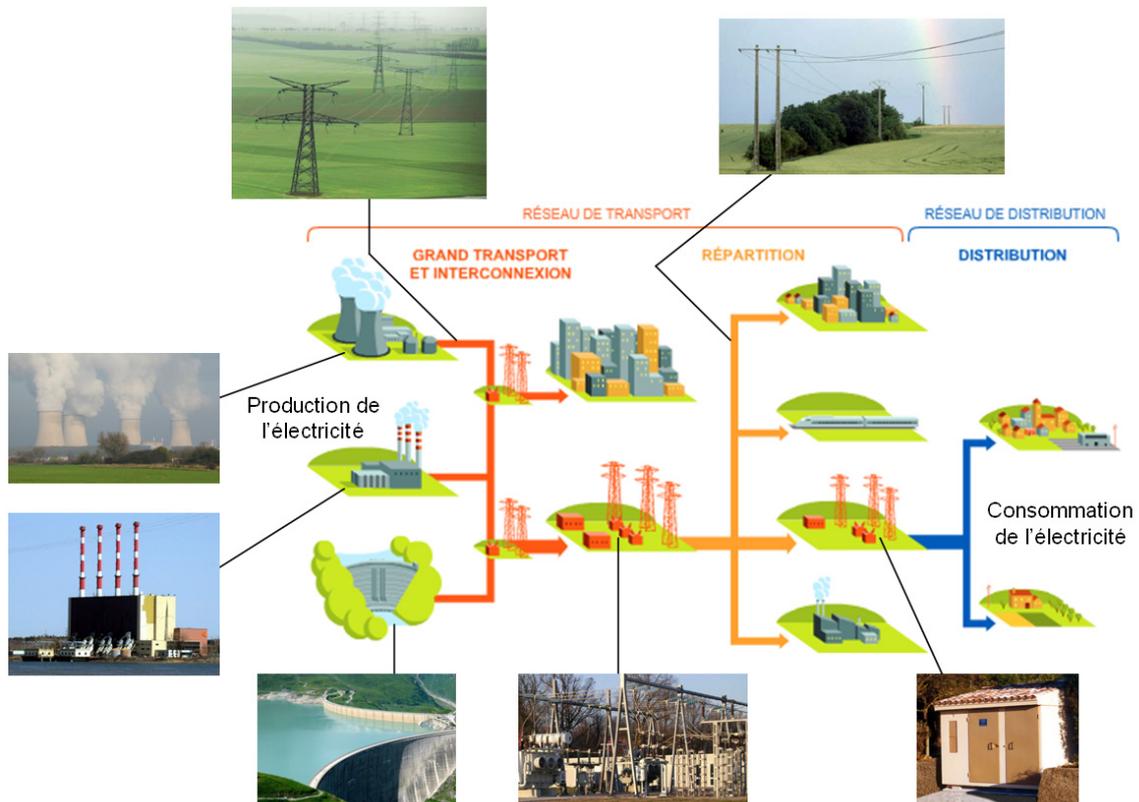


Figure 1 : Réseau électrique (Source : Montage à partir de <http://www.edf.com/html/panorama/transversal/mediatheque.html>).

Dans un réseau électrique, il existe trois architectures différentes (réseau maillé, réseau de répartition ou radial et réseau de distribution ou arborescent). En général, un réseau électrique complet comporte dans sa structure ces trois types d'ossatures. Pour connecter les lignes entre elles, distribuer l'électricité et transformer les niveaux de tension, on a donc sur chaque nœud du réseau un poste électrique. C'est dans ces postes électriques que l'on trouve les disjoncteurs électriques qui font l'objet de notre étude (figure 2).

## Partie I : Disjoncteur électrique : rôle et principe de fonctionnement.

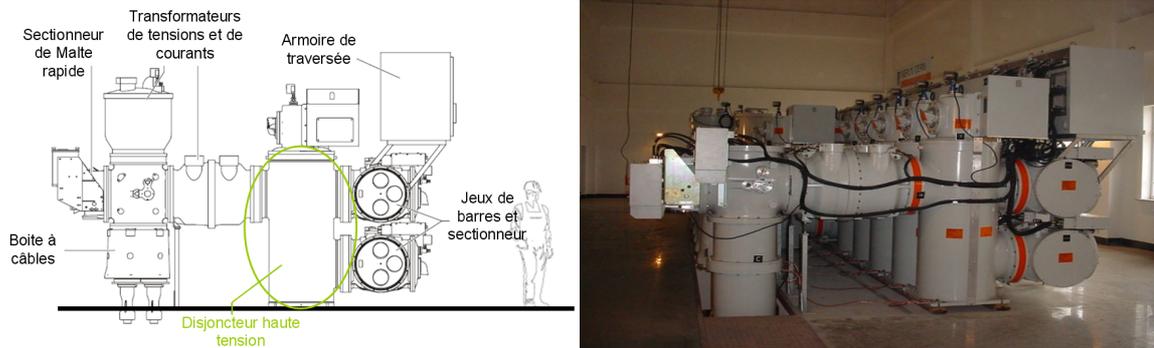


Figure 2 : Disjoncteur blindé dans une travée d'un poste électrique (8DN8 – 145 kV)  
(Source : Montage à partir de [Pet1]).

Ces réseaux électriques sont conçus ([Tho1]) de manière à prendre en compte des anomalies au cours desquels il est important de pouvoir isoler l'endroit défaillant du reste du réseau, le temps de régler le problème. Ces réseaux doivent pouvoir protéger au maximum les appareils qui les composent, ainsi que les personnes pouvant se trouver à proximité. Pour assurer cette propriété, des disjoncteurs sont utilisés ([Thu1]).

Les anomalies intervenant sur les réseaux peuvent être de différentes natures. Une ligne haute tension peut subir par exemple un impact de foudre ([Met1]). Elle peut aussi être victime de courts-circuits lorsque, par exemple, un arbre se couche sur une ligne. Ces deux anomalies sont les plus courantes.

Dans le premier cas (impact de foudre), l'électrosphère (zone conductrice de l'atmosphère pouvant être épaisse de 50 à 100 km) et la terre joue le rôle d'un grand condensateur sphérique qui se charge par ionisation. Dans les nuages, les particules entrent en collisions et se chargent électriquement : un champ électrique dirigé vers le sol de quelques centaines de Volts/mètre se crée alors. Ce champ est accompagné d'un courant de conduction permanent de l'ordre de 1500 A. Les particules légères chargées positivement (celles qui ont perdu un électron) sont entraînées par les courants d'air ascendants alors que les particules lourdes chargées négativement (celles qui ont gagné un électron) tombent sous l'action de leur poids. Lorsque l'air atteint son seuil d'ionisation, un arc électrique se crée. Ce seuil d'ionisation dans l'air atmosphérique est de l'ordre de 30 kV/cm.

Lorsque la foudre tombe sur une ligne, son intensité se divise en deux parts égales qui vont se propager sur la ligne de part et d'autre du point d'impact. Il s'ensuit alors une onde de tension associée. Il est important de pouvoir détecter cette anomalie et de « l'arrêter » dans un souci de protection. Cette protection sera d'autant plus efficace que l'on parviendra à évacuer un maximum de la perturbation vers la terre, le plus près possible de la source de cette perturbation.

### I.1.1.1. Niveaux de tension.

Afin de transporter cette énergie électrique au mieux tout en minimisant les pertes sur de grandes distances, il est intéressant d'augmenter la tension. Tout au long du trajet de l'électricité, on va alors rencontrer des postes de transformation de cette tension (figure3). Différents niveaux de tension sont présents sur le réseau électrique (haute, moyenne et basse tension). Lors du passage de l'électricité dans les câbles électriques, une partie de cette énergie se transforme en chaleur, en raison de l'effet Joule. Cette transformation est une perte d'énergie et il est donc important de la minimiser au maximum. L'effet Joule s'écrit :

$$P_{Joule} = U.I = R_{elec}.I^2 = \frac{R_{elec}.U^2.I^2}{U^2} \quad (1)$$

Comme nos réseaux électriques sont en triphasés (le courant électrique passe dans trois câbles appelés phases), la puissance électrique transportée est :

$$P_{Triphasé} = \sqrt{3}.U.I \quad (2)$$

On se trouve donc avec la formule suivante :

$$P_{Joule} = \frac{R_{elec}.P_{Triphasé}^2}{3.U^2} \quad (3)$$

Pour une puissance électrique transportée donnée, on voit bien qu'en augmentant la tension, on réduit les pertes par effet Joule. Ainsi, différents niveaux de tension sont utilisés sur le réseau afin d'optimiser le transport de l'électricité. La haute tension est utilisée sur les longues lignes de transport. La moyenne et la basse tension sont employées sur les réseaux de distribution.

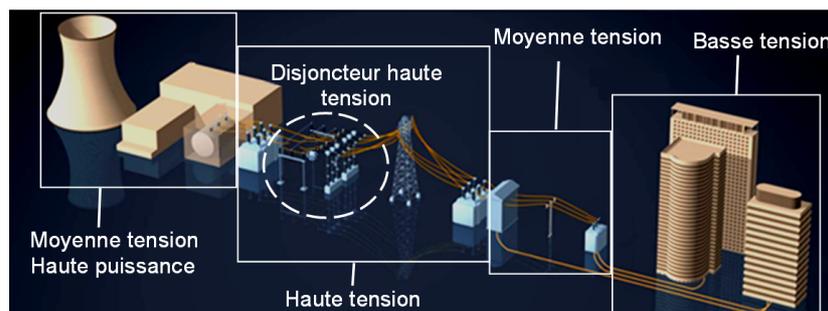


Figure 3 : Différents niveaux de tension (Source : Montage à partir de [Pet1]).

Avec une augmentation importante de la consommation de certains grands pays émergents comme la Chine, le Brésil ou l'Inde par exemple, il devient nécessaire de transporter l'électricité sur des distances de plus en plus importantes. Afin de minimiser encore les pertes par effet Joule, les niveaux de tension sont donc encore augmentés. De ce fait, pour pouvoir contrôler et protéger de telles installations, il est donc nécessaire de concevoir des disjoncteurs électriques capables de couper de très hautes tensions (THT) les plus performants possibles.

### I.1.1.2. Nature du courant électrique.

Il existe deux grands types de courants : le courant continu (Thomas Edison, pionnier en la matière) et le courant alternatif (Georges Westinghouse et Nikola Tesla, concepteurs des premiers réseaux). Le premier a une forme plate alors que le second est périodique (fréquence) et a la forme d'une sinusoïdale. Dès la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle, le réseau à courant alternatif s'est imposé dans le monde et ce pour plusieurs raisons : une efficacité bien meilleure dans la transformation des niveaux de tension (transformateurs) et une génération ainsi qu'une consommation bien plus naturelle en alternatif (roue des moulins ou des turbines) qu'en continu.

Sur les réseaux électriques actuels, le courant est donc alternatif. Il a la forme d'une sinusoïdale dont la fréquence varie selon les pays et leurs normes en vigueur. En France, par exemple, cette fréquence est de 50 Hz alors qu'aux États-Unis, elle est de 60 Hz. Selon la fréquence du courant, l'appareillage présent sur les réseaux n'a pas tout à fait les mêmes caractéristiques. Par conséquent, comme ils ne sont pas soumis aux mêmes contraintes, les appareils de coupure n'auront donc pas non plus les mêmes capacités à couper un niveau de courant.

Précisons enfin qu'aujourd'hui, le courant continu revient petit à petit sur le devant de la scène avec le développement de centrales solaires par exemple. Dans notre étude, nous nous intéresserons uniquement aux disjoncteurs électriques à courant alternatif haute tension.

### I.1.1.3. Réseaux intelligents, les « Smart Grids ».

Dans le but d'améliorer encore les performances des réseaux électriques actuels, une nouvelle notion est en train de prendre place dans leur conception. Celle-ci consiste à concevoir des réseaux évolutifs et flexibles dans le temps afin d'améliorer leur efficacité tout en préservant l'environnement. En effet, au cours d'une journée et selon les conditions climatiques, il existe d'importantes fluctuations de la production et de la consommation de l'énergie. Souvent, tous les consommateurs ont besoin d'énergie en même temps, à un moment précis de la journée (les soirs d'hiver par exemple), ce qui génère un pic de consommation d'électricité. Les fournisseurs doivent être capables de répondre à cette demande. Pour autant, lorsque l'on a moins besoin d'énergie (en journée d'été par exemple), les centrales ne sont pas arrêtées. On voit donc que les capacités de production des producteurs et les besoins des consommateurs ne convergent pas nécessairement. C'est là qu'intervient le concept de « Smart Grids ». Afin de réduire le gaspillage et d'améliorer la corrélation entre l'offre et la demande en électricité, on cherche à concevoir de nouveaux réseaux électriques qui prennent en compte cet aspect. Pour cela, on intègre des appareils dits « intelligents » car dotés de nombreux capteurs et ainsi capables d'ajuster au mieux l'offre et la demande. Ce concept se développe du fait de l'émergence et

la prolifération de nouvelles sources d'énergie propre. En effet, pour pouvoir intégrer correctement et efficacement l'augmentation des sources d'énergie renouvelable, il faut améliorer le fonctionnement de nos réseaux électriques actuels et moderniser le matériel. Les buts de ce type de nouveau réseau sont d'économiser de l'énergie, de sécuriser les réseaux et de réduire les coûts.

Une fois encore, la réussite de tels projets passe par l'efficacité des appareils utilisés. En ce qui concerne les disjoncteurs électriques, il est donc nécessaire de comprendre au mieux ce qui se passe dans les chambres de coupure au moment de la présence de l'arc électrique afin de concevoir des appareils les plus performants possibles.

### I.1.2. Place et rôle des disjoncteurs électriques haute tension.

Le disjoncteur électrique est l'appareil de contrôle et de sécurité clé sur un réseau électrique. Il doit laisser passer le courant électrique (conducteur) lorsque tout va bien (la plupart du temps) et doit être capable de l'interrompre dès l'apparition d'une anomalie sur le réseau. Il a un rôle d'isolation et de protection des autres dispositifs électriques positionnés en aval sur le réseau défaillant et des personnes pouvant se trouver à proximité de ce dernier. Un réseau électrique comprend des appareils très sophistiqués, très coûteux et très sensibles aux perturbations présentes sur le réseau. Ainsi, le disjoncteur électrique doit être capable non seulement d'établir et d'assurer la transmission du courant sur une partie du réseau dans le cas d'un fonctionnement normal, mais également d'interrompre très rapidement tout courant, en cas exceptionnel d'anomalie (court-circuit ou impact de foudre par exemple).

Dès l'apparition d'une anomalie sur le circuit électrique, le disjoncteur doit être capable de couper au plus vite le courant et d'évacuer le surplus d'énergie présente dans le réseau intervenant au moment de la coupure dans le but de protéger. Il doit être capable de supporter la surtension plus ou moins importante générée par l'ouverture du circuit selon les tensions mises en jeu (appelée tension transitoire de rétablissement et notée TTR, [Per2], figure 8). L'ouverture du réseau donne naissance à un arc électrique qu'il faudra dissiper rapidement afin que le courant ne circule plus dans le réseau et protéger ainsi le reste des appareils électriques. L'appareil doit être capable de couper en une période de courant électrique (20 ms pour les réseaux en 50 Hz), mais il ne doit pas couper trop vite non plus. En effet, il faut éviter une trop grosse surtension et couper trop vite peut poser certains problèmes pour les circuits inductifs : ces derniers supportent très mal un gradient d'intensité dans le temps trop important.

Un disjoncteur doit être fiable et efficace de manière quasi-instantanée. Il doit être capable de s'ouvrir sans aucun problème même après une longue période d'inactivité. De plus, lors du passage du courant permanent, le disjoncteur est soumis à un échauffement élevé. Il doit donc être capable de supporter cet échauffement pour ne pas détériorer ses parties internes. Il doit également avoir

de bonnes propriétés mécaniques et être capable de réaliser un grand nombre de coupures sans trop détériorer ses contacts et ses différentes pièces ([Bad1]) dans l'optique de pouvoir être utilisé de nombreuses fois sans pour autant nécessiter d'interventions extérieures.

Comme il existe différents niveaux de tensions, on distingue trois types de disjoncteur [Bar1] : basse tension (<1 kV, [Bla1], [Col1], [Hau1], [Mor1], [Rey1], [Ron1], [Ron2] et [Ron3]), moyenne tension (<54 kV) et haute tension (>54 kV). Les techniques utilisées ne sont pas les mêmes. Dans notre étude, nous nous intéressons uniquement aux disjoncteurs haute tension.

Enfin précisons qu'il existe principalement 2 types de disjoncteur : les disjoncteurs ouverts et les postes blindés (figure 4). Les premiers (disjoncteurs ouverts) sont des disjoncteurs dont l'isolement externe de l'appareil est fait dans l'air. Ils demandent donc une place importante. Par soucis de compacité, l'autre type de disjoncteur (blindés) a été développé. Pour gagner en place, l'isolement du disjoncteur par rapport à la masse est réalisé cette fois-ci par l'intermédiaire du SF<sub>6</sub>. Les postes blindés utilisent du SF<sub>6</sub> sous pression compris dans une cuve. L'enveloppe métallique de la cuve doit donc être capable de supporter la pression du gaz et est également dimensionnée pour limiter une éventuelle perforation en cas d'arc interne. Cet arc interne n'est pas désiré mais peut arriver en cas d'anomalie grave. Dans ce cas, l'arc électrique ne brûle alors plus entre les deux électrodes prévues à cet effet, mais plutôt entre un conducteur et l'enveloppe ([Ber1]).



Figure 4 : Poste blindé (8DQ1 – 420 kV) Poste ouvert Houdreville (400 kV).

Dans notre étude, nous nous intéressons plus particulièrement aux arcs électriques entre les deux électrodes de coupure d'un disjoncteur électrique blindé au SF<sub>6</sub>.

## 1.2. Disjoncteur électrique haute tension.

### 1.2.1. Différents types de disjoncteur électrique haute tension.

En haute tension, on classe les disjoncteurs selon la nature du milieu dans lequel on interrompt l'arc électrique généré lors de la séparation des contacts. L'idée principale de la coupure est d'allonger suffisamment cet arc électrique dans son milieu pour qu'il évacue un maximum de calories et que son

refroidissement aboutisse rapidement à son extinction. Ainsi, différentes techniques ont été développées au cours du temps :

- Huile minérale : C'est une technique ancienne dont la commercialisation a débuté en 1901. Dans ce type de disjoncteur, l'arc électrique est créé dans de l'huile qui se vaporise en créant ainsi principalement de l'hydrogène. Cette espèce chimique a une bonne rigidité diélectrique et une forte conductivité thermique. De plus, lors de la décomposition et de l'évaporation de l'huile, l'arc électrique fournit donc de l'énergie et se refroidit. En raison de sa capacité insuffisante par rapport aux techniques actuelles, ainsi que des dangers inhérents à l'huile (inflammable et explosive, [Ber2]), ce type de disjoncteur n'est plus utilisé en haute tension. Précisons de plus que les disjoncteurs utilisant ce type de coupure étaient très volumineux et que pour pouvoir « tenir la tension », il était nécessaire de mettre plusieurs disjoncteurs en série. Un entretien important devait être réalisé régulièrement. Cette technique avait donc de nombreuses contraintes par rapport à celles utilisées actuellement et c'est pour ces raisons que peu à peu elle a été remplacée par les suivantes.
- Air comprimé : Mis au point en 1940, cette technique de coupure consiste à souffler l'arc électrique par un flux d'air sous pression (entre 20 et 35 bar). Grâce à cet écoulement d'air, le milieu entre les deux électrodes est refroidi et la pression importante permet au milieu de coupure de rester plus facilement diélectrique une fois la coupure réalisée. Cette technique permet d'obtenir des coupures performantes et très rapides. Par contre, ces disjoncteurs ont l'inconvénient d'être très bruyants (détonations) et ils nécessitent un entretien important en raison du compresseur qu'ils utilisent ([Rol1]).
- SF<sub>6</sub> : Depuis 1959, un nouveau gaz est utilisé dans les applications d'interruption de courant haute tension. C'est le SF<sub>6</sub>. Au moment de la coupure, comme la température du milieu est élevée (à cause de l'arc électrique), le SF<sub>6</sub> se décompose en produits de décomposition tels que F<sup>-</sup> ou SF<sup>-</sup> qui ont des propriétés diélectriques très bonnes et une affinité électronique importante. Il existe plusieurs technologies de coupures pour les disjoncteurs utilisant du SF<sub>6</sub>. Nous pouvons citer par exemple l'auto expansion ou le pistonnage (méthodes « similaires » et parfois couplées qui permettent le maintien de l'arc dans une tuyère) ou encore l'arc tournant. Dans cette dernière, l'arc est confiné grâce à un champ magnétique. Avec une chambre de coupure évoluée, la technique par auto expansion utilise la puissance de l'arc électrique pour venir le souffler et l'éteindre. On utilise pour cela un volume (appelé volume d'expansion) rempli de gaz frais et propre que l'on va venir injecter par un jeu de pression, dans la zone d'arc un peu avant le zéro du courant. Cette technique (extinction à auto-expansion) permet d'obtenir des

performances très élevées. Les disjoncteurs au SF<sub>6</sub> sont capables de couper dans des conditions extrêmement sévères, là où les autres techniques sont beaucoup moins efficaces ([Hen2]). Par rapport à la technique à air comprimé, en raison de la « simplicité » de la technique par auto-soufflage, la fiabilité des disjoncteurs au SF<sub>6</sub> s'en voit améliorée ([Rol1]). De plus, elle permet de couper des courants très importants tout en réduisant l'encombrement des appareils. Comme il est bien précisé dans [Mar1], l'une des raisons du développement des disjoncteurs à auto-expansion est leur encombrement faible. Par contre, cette technique a de fortes exigences au niveau de l'étanchéité globale et une surveillance de la pression ([Rol1] et [Pas1]). Nous détaillerons dans la suite le principe de fonctionnement de ce type de disjoncteur qui est celui utilisé au cours de cette étude.

- Vide [Pic1] : C'est une technique qui a été développée en 1960 et qui connaît actuellement des limitations de niveau de tension. En effet, alors que le SF<sub>6</sub> peut être utilisé en moyenne et haute tension, la technique au vide est désormais utilisée en moyenne tension principalement. Pour des tensions comprises entre 12 et 24 kV, le vide et le SF<sub>6</sub> sont tout aussi efficace. En dessous de cette plage, c'est le vide qui a un certain avantage, alors qu'au-dessus, il est préférable d'utiliser du SF<sub>6</sub>. Ce que l'on entend sous le terme de « vide » est en réalité un gaz à faible pression (de 10<sup>-1</sup> à 10<sup>-5</sup> Pa). La tenue diélectrique dans le vide entre deux électrodes croît de manière quasi linéaire avec la racine carrée de la distance qui les sépare. Précisons enfin que dans certains cas rares, comme la régénération diélectrique du vide est très rapide, la technique au vide peut être légèrement avantagée par rapport au SF<sub>6</sub>. C'est le cas par exemple lorsque la montée de la TTR (figure 8) est plus rapide que celle des normes.

## 1.2.2. Disjoncteur électrique haute tension à auto expansion.

### 1.2.2.1. Structure.

Dans la conception d'un disjoncteur à auto expansion, les fabricants tentent de profiter au maximum des propriétés de l'arc électrique qui se forme entre les deux électrodes au moment de la coupure pour pouvoir en dissiper l'énergie. Ainsi, par un jeu de pression et en jouant sur la forme des différentes pièces, l'énergie de l'arc est utilisée pour optimiser l'écoulement qui viendra souffler l'arc électrique lui-même, un peu avant le zéro du courant électrique. Une chambre de coupure est donc constituée de différentes pièces permettant de contrôler l'écoulement du gaz dans le disjoncteur, de différents volumes de gaz frais et propre et de deux jeux de contacts métalliques pour laisser passer le courant électrique selon que l'on soit à l'instant de la coupure ou à un moment où tout se passe bien sur le réseau. Ces différents composants sont listés et positionnés sur la figure 5.

Partie I : Disjoncteur électrique : rôle et principe de fonctionnement.

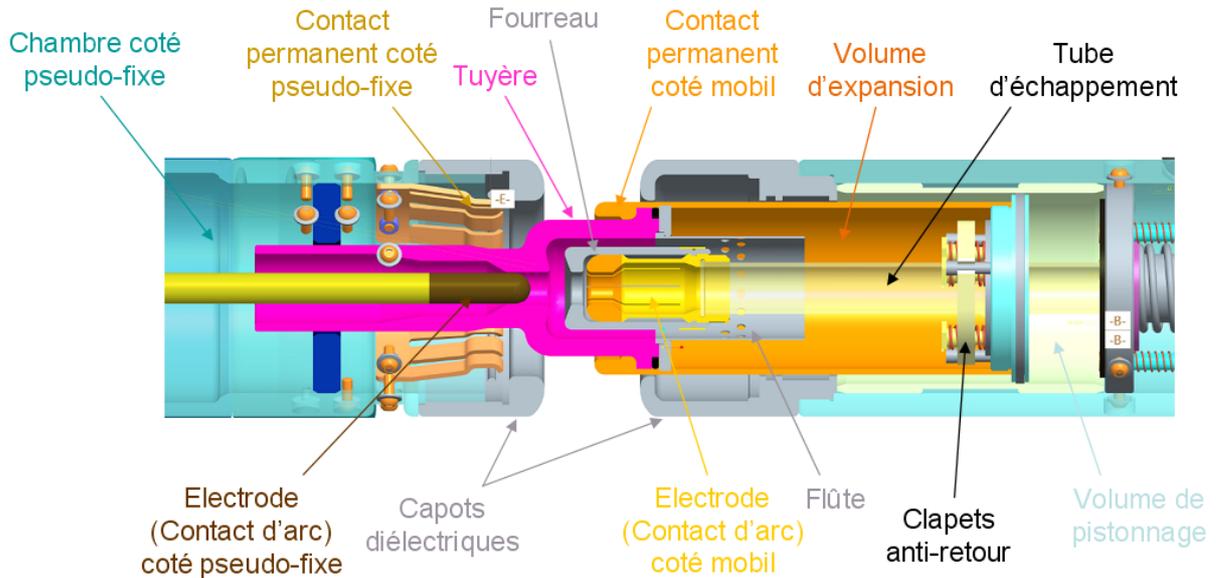


Figure 5 : Passage du courant électrique et création de l'arc électrique  
(Source : Montage à partir d'une image de [Vig1]).

On appelle « zone d'arc » la région du gaz comprise entre les deux contacts d'arc où se génère l'arc électrique. Cette région grandit au cours du temps en raison de la séparation des contacts et de leur éloignement.

En ce qui concerne les composants permettant de diriger l'écoulement, nous pouvons citer la tuyère, le fourreau, la flûte et le tube d'échappement. La tuyère permet d'évacuer du fluide de la zone d'arc vers la chambre côté pseudo-fixe lorsque son canal est désobstrué de l'électrode pseudo-fixe. De plus, avec le fourreau, ils forment un canal appelé cheminée permettant un écoulement fluide de la zone d'arc vers le volume d'expansion dans un premier temps, puis inverse un peu avant le zéro du courant. C'est ce dernier flux frais qui vient éteindre l'arc définitivement. La flûte est une pièce permettant un meilleur mélange du gaz chaud dans le gaz froid. Elle est constituée de trous. Elle permet de faire rentrer du gaz chaud dans le volume d'expansion d'un côté et de réinjecter grâce à ses trous du gaz frais et propre dans la zone d'arc au zéro du courant. Enfin, le tube d'échappement permet un écoulement des gaz chauds de la zone d'arc vers un autre grand volume de gaz frais côté mobile. Il est nécessaire de dimensionner et de dessiner correctement ces différentes pièces ([Bad1]) : à une contrainte donnée, ce sont elles qui vont conditionner l'écoulement très important dans la réussite ou l'échec d'une coupure.

Lorsque tout va bien, le courant circule par les contacts permanents (figure 6-a). Puis, dès qu'une anomalie est détectée, ces contacts se séparent et le courant passe alors uniquement par les contacts d'arc (figure 6-b). À leur tour, ces électrodes vont s'écarter jusqu'à ne plus être en contact, générant ainsi un arc électrique dans le gaz entre elles (figure 6-c).

Le but du double jeu de contacts est de ne pas détériorer les contacts permanents (ceux par lesquels le courant circule lorsque tout va bien sur le réseau). Ainsi, on empêche par la même occasion l'augmentation des pertes par effet Joule qui grandiraient coupures après coupures, en raison de la dégradation des états de surface générée par le passage de l'arc. En effet, lors de la séparation des deux contacts d'arc, il se produit un arrachement de métal et donc les contacts qui sont soumis à de très fortes contraintes s'abîment. Si on utilisait directement les contacts permanents pour réaliser la coupure, leur état de surface étant altéré, on aurait alors une perte importante d'efficacité des contacts à laisser passer le courant électrique tout en minimisant les pertes par effet Joule.

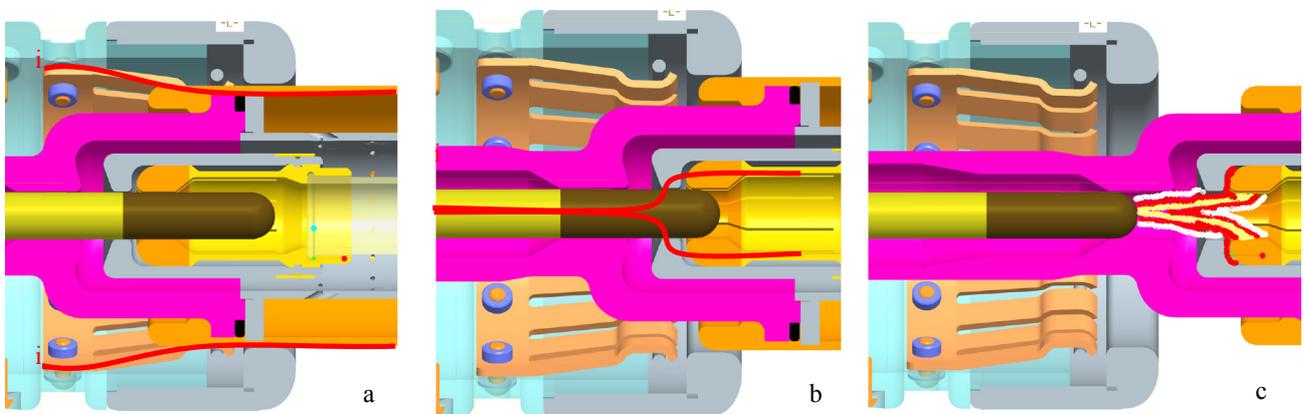


Figure 6 : Passage du courant électrique et création de l'arc électrique (Source : [Vig1]).

Ajoutons que, pour les faibles courants électriques à couper, l'énergie de l'arc étant également faible, l'écoulement de fluide est donc moins efficace et le disjoncteur peut alors avoir du mal à réaliser sa coupure. Dans ce cas, un piston vient aider l'écoulement en réinjectant du gaz propre dans la zone d'arc en poussant du fluide dans un volume de pistonnage en passant par des clapets anti-retour présents entre le volume d'expansion et ce volume de pistonnage ([Hen1]). Dans le cas de faibles courants électriques, si la pression du volume de pistonnage est supérieure à la pression présente dans le volume d'expansion, alors le gaz appui sur ces clapets anti-retour permettant ainsi son passage dans le volume d'expansion. Ce gaz vient pousser le gaz frais et propre du volume d'expansion dans la zone d'arc.

#### 1.2.2.2. Principe de fonctionnement.

Au début de la séparation des contacts d'arc (figure 7-a), une partie de ces derniers fondent en surface et un « pont » de métal fondu entre les deux électrodes est alors créé. Le courant électrique peut alors continuer à passer. Dans la thèse [Gen1], il est précisé que ce pont est très instable. Il a de plus une forte densité de courant et des effets de compression importants.

Partie I : Disjoncteur électrique : rôle et principe de fonctionnement.

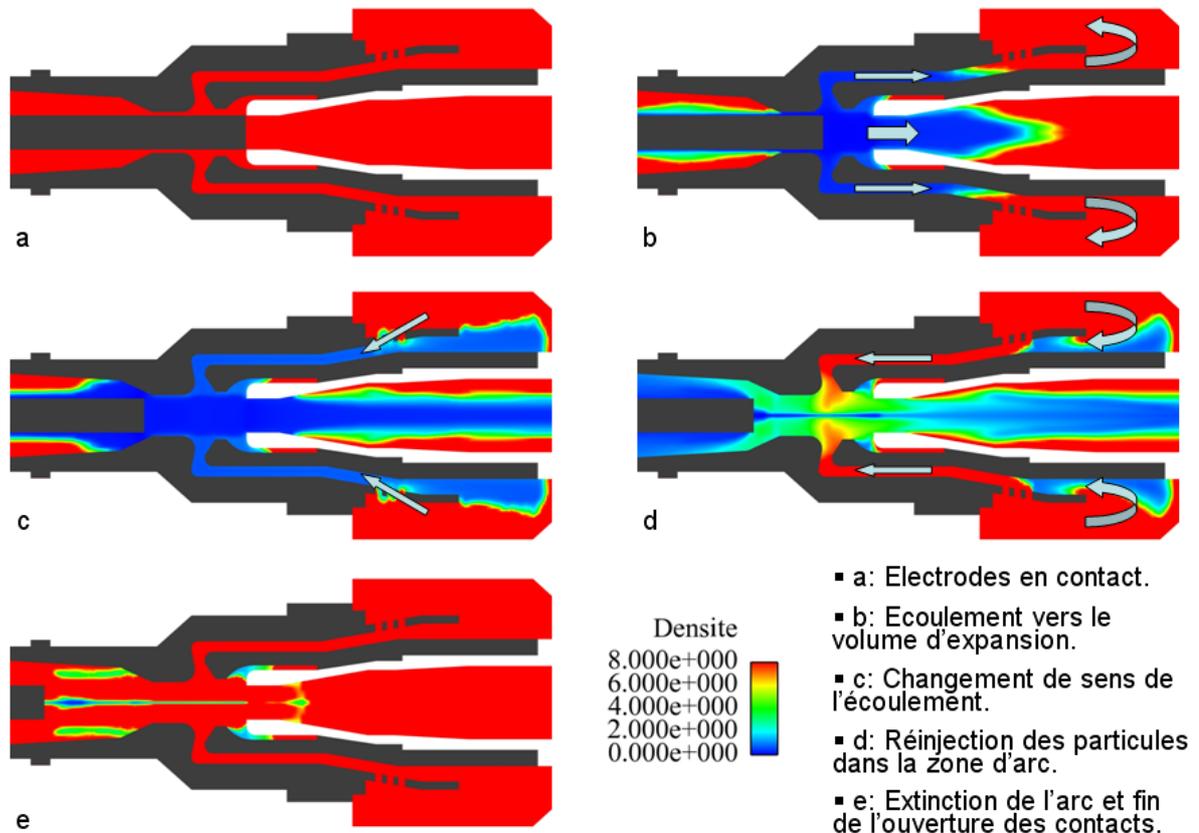


Figure 7 : Différentes étapes de la coupure.

Puis, les contacts vont continuer à s'écarter, provoquant l'explosion du pont de métal fondu. À ce moment précis, un arc électrique est créé entre les deux électrodes. Sous les contraintes du courant électrique, le gaz est porté à une température très élevée, ce qui a pour conséquence d'ioniser le gaz entre les deux électrodes et donc de créer des électrons. Ce sont ces derniers qui permettent alors le passage du courant électrique. L'effet Joule est important et le milieu gagne donc plus d'énergie qu'il n'en perd. La température augmente encore et atteint les 20000 K. La pression augmente également. La pression dans la zone de l'arc étant supérieure à celle présente autour, un écoulement se crée de la zone d'arc vers son voisinage (figure 7-b). Du gaz chaud entre dans la cheminée et pénètre dans le volume d'expansion qui est rempli de gaz frais. Selon les valeurs des courants électriques, un ou plusieurs vortex sont générés ([Bas1]) et le gaz chaud échange de la chaleur dans le gaz froid faisant ainsi monter la température et la pression dans ce volume.

L'intensité du courant qui est une sinusoïdale se met à chuter (figure 8). L'effet Joule qui lui est directement lié diminue jusqu'à devenir inférieur aux pertes du milieu par rayonnement, convection et conduction. L'arc électrique perd alors plus d'énergie qu'il n'en gagne et sa température chute. On a une recombinaison des atomes faisant chuter la conductivité électrique et donc augmenter la résistance électrique du milieu. La température et la pression dans la zone d'arc

chutent. Ces niveaux de pressions chutent jusqu'à devenir inférieurs à ceux présents dans le volume d'expansion. L'écoulement s'inverse alors (figure 7-c) et le gaz frais présent dans le volume d'expansion est réinjecté dans la zone d'arc en passant par les trous de la flûte. De plus, le col de tuyère est désobstrué, favorisant encore un peu plus l'écoulement des gaz chauds et donc les pertes d'énergie de la zone d'arc afin de rendre le milieu diélectrique (figure 7-e). L'arc est quasi-éteint. Au moment du zéro de courant, si l'arc est éteint, on a alors l'apparition de la tension transitoire de rétablissement (TTR) qui est une augmentation très brutale de la tension entre les deux contacts. Cette tension peut atteindre des niveaux jusqu'à 2 fois supérieurs à la valeur nominale. C'est un phénomène transitoire à haute fréquence répondant bien à la loi d'Ohm. Au moment du zéro de courant, l'intensité devient nulle, mais la résistance de l'arc électrique devient « infinie », ce qui provoque cette augmentation importante de la tension. La TTR est très contraignante pour l'appareil et pour le gaz dans la chambre de coupure. Le risque de reclaquage est alors important durant cette courte période. Le temps qu'il faut pour que la tension passe de zéro à son maximum est appelé Temps de Rétablissement.

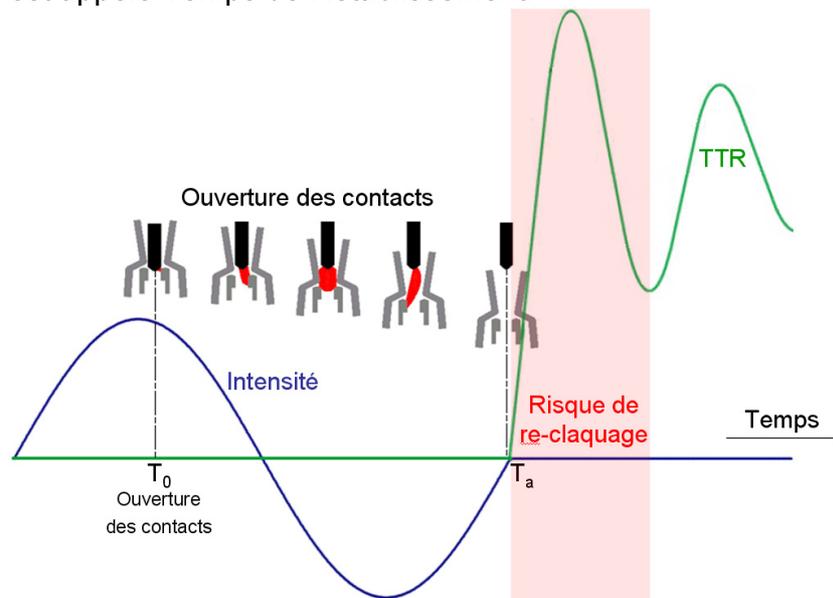


Figure 8 : Caractéristiques de l'intensité et de la TTR lors d'une phase d'ouverture des contacts (Source : Montage à partir d'images de [Vig1]).

Précisons enfin que le temps d'arc ( $T_a$ ) correspond au temps compris entre la séparation des contacts et le zéro du courant électrique de l'arc. Selon le temps d'arc et les intensités de courant, la zone d'arc gagnera plus ou moins d'énergie.

### 1.2.2.3. $\text{SF}_6$ , gaz dédié à la coupure.

L'hexafluorure de soufre ( $\text{SF}_6$ ) est une molécule qui a été inventée industriellement. C'est un gaz incolore, inodore, non toxique et ininflammable. Il a de très grandes qualités pour le domaine de la coupure électrique et il s'est imposé comme le gaz de référence dans les disjoncteurs électriques haute

tension. Cependant, il est très néfaste pour l'environnement : à poids équivalent, le SF<sub>6</sub> a une action environ 23000 fois plus grande sur l'effet de serre que le CO<sub>2</sub> ([Bro3]). Il fait partie des gaz pointés du doigt par le protocole de Kyoto.

#### 1.2.2.3.1. Caractéristiques générales du SF<sub>6</sub>.

Avec une masse molaire de 146 kg/mol, le SF<sub>6</sub> est cinq fois plus lourd que l'air. La molécule de SF<sub>6</sub> est parfaitement symétrique. Elle est composée d'un atome de Soufre S au centre, entouré par 6 atomes de Fluor F (figure 9). C'est une molécule inerte et stable dont les dimensions lui assurent une rigidité diélectrique supérieure à la plupart des autres gaz (un peu plus de 4 fois celle du N<sub>2</sub> et de 3 fois celle du CO<sub>2</sub>). En effet, les particules étant plus grosses, les électrons entrent plus facilement en collision avec ces grosses particules qui les ralentissent.

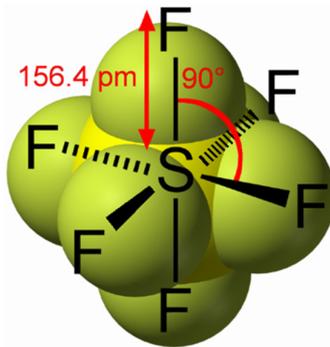


Figure 9 : Géométrie du SF<sub>6</sub> (Source : Montage à partir d'images de Wikipédia).

#### 1.2.2.3.2. État du SF<sub>6</sub>.

La température de liquéfaction du SF<sub>6</sub> est de -45,55 °C sous une pression de 1 bar. Ainsi, il est aisé de le stocker sous forme liquide : il suffit simplement de le comprimer légèrement.

Mais cette propriété peut être également un problème. Comme il est bien précisé par Gleizes dans [Gle1], en dessous de -30 °C, le gaz sous pression des disjoncteurs électriques se liquéfie, réduisant ainsi les performances de l'appareil. Une liquéfaction entraînerait une perte rapide de densité et une réduction de sa force d'isolement. Ainsi, pour des localisations froides, on envisage parfois de mettre un mélange de SF<sub>6</sub> et de N<sub>2</sub> [Gle2]. En effet, le diazote N<sub>2</sub> n'a pas de problème de liquéfaction sous ces faibles températures et a de bonnes propriétés diélectriques avec une conductivité thermique élevée à 7000 K. À titre indicatif, la thèse [Dia1] traite également de ce genre de mélange.

#### 1.2.2.3.3. Le SF<sub>6</sub> et la coupure électrique.

Avec la montée en température dans la zone d'arc lors de la coupure, le SF<sub>6</sub> se dissocie alors dans un premier temps en Sf<sub>x</sub>, S et F. Les températures continuent alors à monter et le soufre va s'ioniser ([Bel1] et [Gle2]), impliquant la

présence d'électrons dans le milieu. Ce dernier peut donc conduire le courant électrique. Au-dessus de 3500 K, beaucoup d'électrons libres sont présents dans le gaz. Ils parviennent à augmenter en nombre. En dessous de ce seuil (3500 K), ce n'est plus le cas et vers 3000 K, on a alors autant de particules  $S^+$  que de particules  $F^-$ . Autrement dit, presque tous les électrons libérés par l'ionisation de S ont été capturés par F. On voit donc que le fluor F joue un rôle important dans le rétablissement de la rigidité diélectrique du milieu au moment du zéro de courant lorsque la température est inférieure à 6000 K. Le Fluor F est fortement électronégatif. Il freine donc le passage du courant électrique en capturant les électrons. L'attachement des électrons lors des collisions dans le  $SF_6$  est donc bien supérieur à celui des autres gaz.

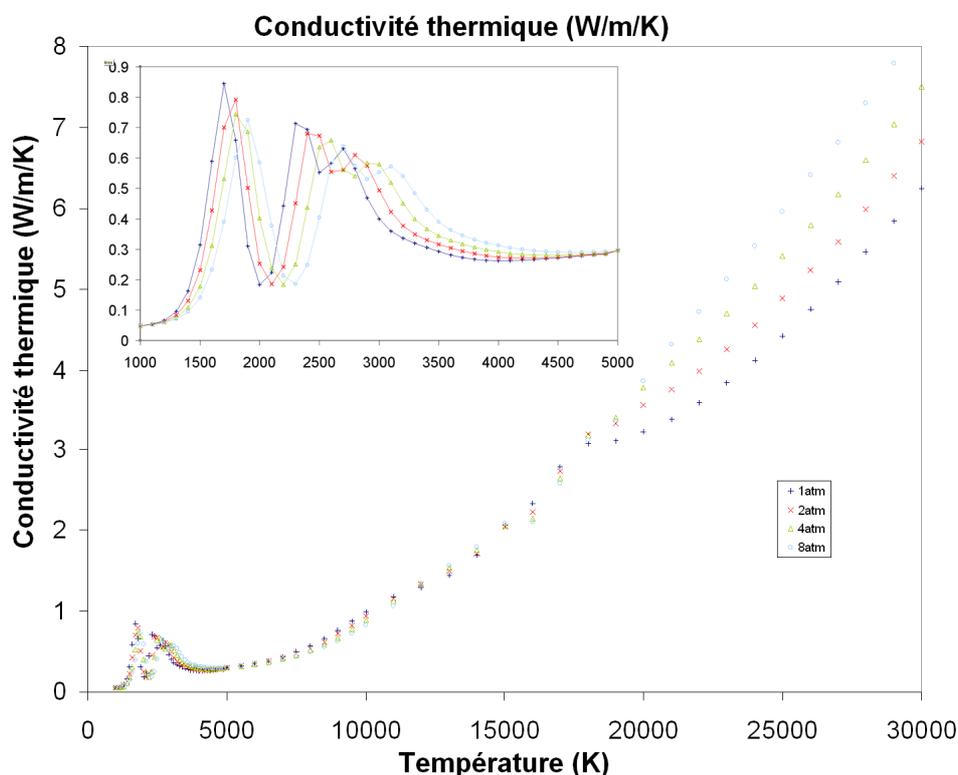


Figure 10 : Conductivité thermique du  $SF_6$  (Source : [Gle1]).

Enfin précisons qu'en plus des propriétés du  $SF_6$  favorables à la coupure citées jusqu'ici, ce dernier a également une bonne conductivité thermique qui connaît un pic vers 2000 K. Ainsi, les échanges de chaleur de l'arc avec son environnement s'en voient améliorés autour de cette température (figure 10). Sur la figure 10 précédente, comme pour les autres gaz, nous pouvons remarquer que cette conductivité thermique dépend également de la pression.

#### I.2.2.3.4. Le $SF_6$ et la question écologique.

Comme nous l'avons déjà dit, le point noir du  $SF_6$  est sa contribution à l'effet de serre. Il fait parti des six gaz pointés du doigt par le protocole de Kyoto.

Des études au N<sub>2</sub> ([Loo1]), au CO<sub>2</sub> ([Bou5], [Kat1] et [Nis1]) et au vide ([Pic1]) ont été menées ces dernières années pour voir s'il était possible de remplacer le SF<sub>6</sub>. Pour le moment, aucune technique n'est susceptible de l'inquiéter. En effet, en raison de ses propriétés physiques, il permet la conception d'appareils à capacité de coupure imbattable : en raison du rapprochement de ces appareils des lieux de consommation (les villes), l'encombrement que prennent ces disjoncteurs est un paramètre très important. Aucune autre technique n'est capable de couper, dans des conditions optimales, avec un encombrement si peu important. En utilisant du CO<sub>2</sub>, il faudrait en moyenne des appareils trois fois plus imposants que ceux actuels au SF<sub>6</sub>. En revanche, globalement, en faisant un bilan écologique sur l'ensemble du cycle de vie d'un disjoncteur électrique, la technique au SF<sub>6</sub> reste très néfaste pour l'environnement. Malgré l'utilisation de cuves plus petites nécessitant donc moins de matière première et des quantités de gaz moins importantes, et de gros efforts portés sur la surveillance du SF<sub>6</sub> afin d'en perdre le moins possible lors de la conception et de l'exploitation de ces disjoncteurs, cette technique reste plus polluante que les autres.

#### 1.2.2.4. Influence de l'environnement de l'arc électrique.

L'isolement électrique d'un gaz est fonction de sa qualité et de sa quantité. Ainsi les propriétés diélectriques du SF<sub>6</sub> dépendent non seulement de sa qualité mais aussi de sa quantité dans l'enceinte du disjoncteur électrique. Différents facteurs interviennent sur ces deux paramètres ([Pas1]). En ce qui concerne la qualité du gaz présent dans le disjoncteur, il est important de faire attention à la pureté du gaz de remplissage, à l'altération de sa composition en raison du temps et des arcs électriques (évaporations des parois et des électrodes), ainsi qu'à la désorption des matériaux constituant la chambre de coupure. En effet, en ce qui concerne ce dernier point, l'air et l'humidité pénètrent dans les matériaux des cuves lors de leur stockage et sont libérés dans le SF<sub>6</sub> lorsque les cuves en sont remplies. Cet air et cette humidité peuvent détériorer grandement la capacité du SF<sub>6</sub> dans son pouvoir de coupure. Ainsi, afin d'éliminer au maximum les impuretés contenues dans les enceintes à remplir de SF<sub>6</sub>, on fait d'abord le vide (entre 10<sup>-2</sup> et 10<sup>-1</sup> torr) avant de les remplir. Pour ce qui est de la quantité, il faut minimiser au maximum les fuites, d'où un niveau de surveillance accru.

Au moment de la coupure, l'arc électrique entre les deux électrodes perd une énergie intense principalement sous forme radiative car les températures atteintes sont très importantes. Une partie de cette énergie est absorbée par les parois qui l'entourent provoquant leur évaporation partielle. Le gaz s'en voit donc pollué principalement par les vapeurs de PTFE (provenant de la tuyère) et métalliques (provenant des contacts). Le gaz change donc de composition chimique, ce qui a pour conséquence de modifier également ses propriétés thermiques et diélectriques.

#### 1.2.2.4.1. Évaporation des tuyères.

Les tuyères sont fabriquées en PTFE (Polytétrafluoroéthylène). C'est un polymère. Avec l'augmentation de la température due à la présence de l'arc électrique, ces tuyères génèrent une vapeur de  $C_2F_4$ . La quantité d'énergie qui atteint les parois de ces tuyères et qui provoque leur évaporation est difficile à évaluer (de 15 à 50% de l'énergie émise par l'arc électrique). En réalité, la quantité d'énergie nécessaire à évaporer une même quantité de PTFE dépend aussi de la couleur de la tuyère : en effet, plus la couleur est sombre, plus le matériau est capable d'absorber du rayonnement.

Précisons que ces vapeurs de PTFE peuvent avoir deux rôles antagonistes selon les formes des pièces. Certaines études récentes ([Bro3], [Bro4], [Bro5], [Kur1] et [Loo2]) étudient la possibilité d'utiliser l'évaporation de polymères au moment de la coupure dans la zone d'arc pour améliorer le pouvoir de coupure des appareils. À terme, cela permettrait donc de réduire encore la taille des disjoncteurs ou même de remplacer le  $SF_6$  par un autre gaz moins néfaste pour l'effet de serre. Elles montrent par exemple que la présence de Polyéthylène (PE ou un peu moins pour le PTFE) peut améliorer le pouvoir de coupure d'un appareil. Elles l'expliquent de la manière suivante : du fait de la présence de certains polymères, on a alors des réactions chimiques et la présence d'espèces chimiques qui peuvent améliorer la pressurisation dans la chambre de coupure. L'augmentation de la pression dans la zone d'arc génère alors une augmentation du flux de fluide et donc une augmentation de la turbulence. Cette dernière permet une augmentation du refroidissement de l'arc par convection (figure 11).

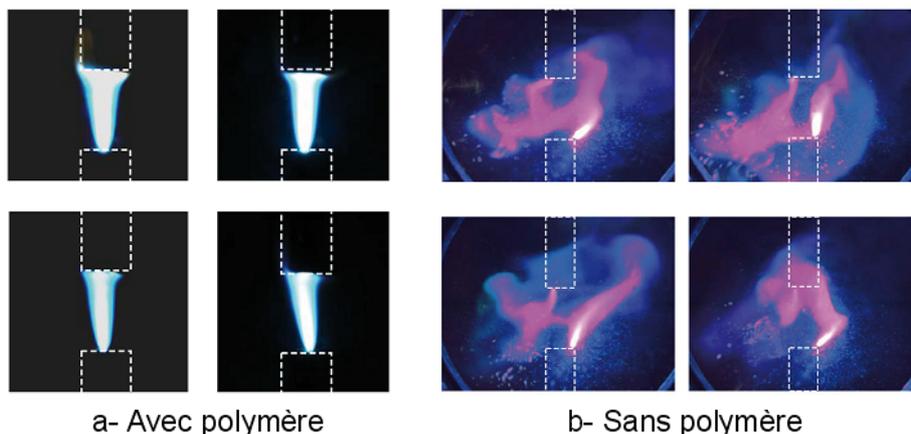


Figure 11 : Influence de la présence ou non de polymère dans la zone d'arc au moment de la coupure (Source : [Bro4]).

Dans [Kur1], des tuyères de forme un peu particulière sont testées afin d'augmenter les surfaces en contact entre le PTFE et l'arc électrique. Le but est d'augmenter l'évaporation et d'améliorer ainsi la coupure. Mais le phénomène a ses limites. Si trop de vapeur de PTFE est présente dans le milieu, alors la coupure s'en voit dégradée par un phénomène de « bouchon ». Comme il est également expliqué dans [Gen1], les vapeurs de PTFE pénètrent en réalité

difficilement dans le SF<sub>6</sub>. Ces vapeurs ont une température de l'ordre de 5000 K et peuvent alors former une couche froide de basse conductivité thermique autour de l'arc l'empêchant ainsi de s'épandre et le faisant donc monter en température. Le soufflage peut alors être bloqué, ce qui empêche l'extinction de l'arc électrique.

#### 1.2.2.4.2. Évaporation des électrodes.

Les électrodes sont généralement réalisées en cuivre et tungstène. Leur vaporisation est provoquée par la chute de tension présente dans l'arc électrique, dans la région des électrodes. Cette chute de tension libère une énergie intense qui est fournie par conduction aux surfaces des électrodes. Une partie de cette énergie est conduite dans l'électrode même, alors qu'une autre est utilisée lors de l'évaporation de l'électrode. De plus, dans [Fje1], les travaux expérimentaux montrent qu'il semblerait y avoir une relation linéaire entre la masse évaporée mesurée et le courant appliqué entre les deux électrodes expérimentées (figure 12).

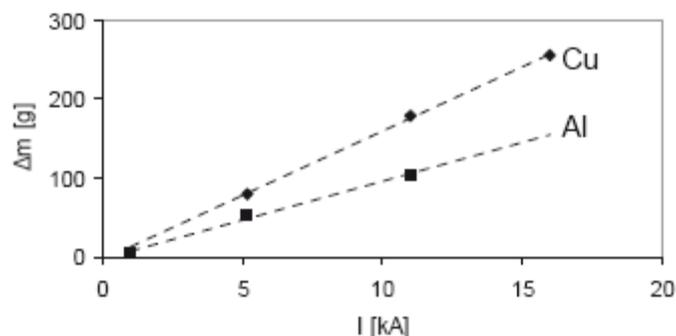


Figure 12 : Quantité de métal évaporée en fonction de l'intensité du courant électrique pour des électrodes en Cuivre et en Aluminium (Source : [Fje1]).

Cette vapeur métallique modifie principalement la conductivité électrique et les pertes par rayonnement subies par l'arc électrique. Ainsi, elle tendrait à rendre plus difficile la coupure en raison d'une conductivité des vapeurs métalliques élevée. Mais, d'un autre côté le coefficient d'émission nette du milieu est également augmenté, ce qui favorise les échanges d'énergie avec l'environnement. Il est donc difficile de conclure sur ce point.

L'érosion des électrodes dépend fortement de la nature du matériau utilisé pour ces électrodes, de l'état des surfaces de ces dernières, de la mobilité des pieds d'arc (dont la vitesse de déplacement des pieds d'arc), de l'intensité du courant, de la pression de fonctionnement, du refroidissement des électrodes, ainsi que de la nature du gaz ambiant. Vers les deux électrodes, en plus de la vaporisation, de fines gouttelettes de métal, en quantité plus ou moins importante, dues au passage des pieds d'arc, viennent accentuer l'érosion de ces électrodes.

Vers les électrodes, les densités de courant sont importantes. Ces régions sont le siège d'une densité d'énergie élevée. En raison du passage du pied d'arc sur les surfaces métalliques des électrodes, ces dernières s'érodent faisant diminuer leur durée de vie. De plus, en raison des contraintes thermiques et mécaniques que subissent les différentes pièces de la chambre de coupure, des défauts vont apparaître dans le métal des électrodes (figure 13). C'est pour ces raisons que deux jeux d'électrodes y sont présents.

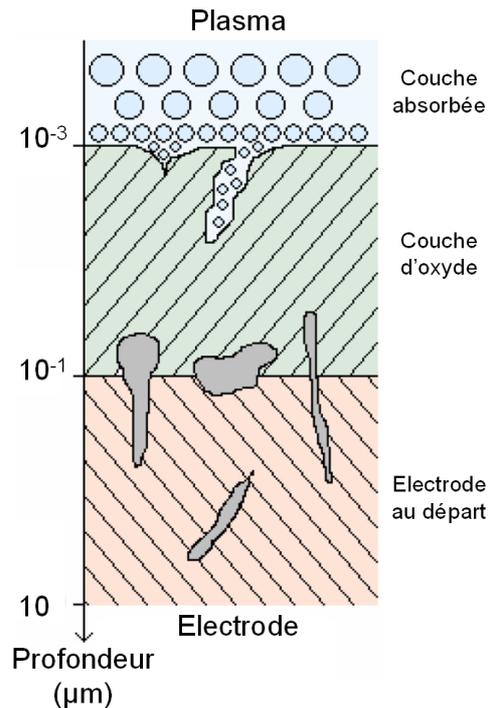


Figure 13 : Érosion des électrodes.

Plus longtemps l'arc électrique reste à un endroit de la surface de l'électrode, plus cette surface en garde alors une trace. La vitesse d'érosion diminue avec une augmentation de la vitesse de déplacement de l'arc. L'érosion diminue lorsque la pression du gaz environnant augmente. Pour améliorer les modèles physiques déjà existants, il faut donc prendre également en compte l'état de surface du matériau utilisé, ou encore la pureté du gaz entourant l'arc électrique.

Enfin, précisons que les surfaces métalliques se recouvrent d'une couche d'oxyde d'épaisseur variant de 1 à 100 nm et de différentes couches de gaz absorbées. Selon les couches, le travail de sortie  $W_{\text{Plaque}}$  (cette notion est discutée dans la partie suivante), s'en voit modifié. En augmentant la taille de l'épaisseur de la couche d'oxyde, le passage de l'arc électrique semble avoir moins d'influence sur les surfaces des électrodes. Cette couche joue un rôle de « protection » face à l'arc électrique. Pour expliquer cette observation, certains scientifiques pensent que les ruptures seraient plus nombreuses dans la couche d'oxyde sous l'influence de l'arc, faisant ainsi diminuer l'érosion dans le substrat métallique.

### I.3. Essais en laboratoires et simulations numériques.

Afin d'assurer la sécurité des personnes à proximité du réseau électrique et des appareils électriques lui appartenant, nous avons déjà dit qu'il était nécessaire que les disjoncteurs soient efficaces et fiables. Ainsi, pour pouvoir être utilisés, ces disjoncteurs doivent préalablement réussir des tests très sévères et rigoureux. C'est seulement après la réussite à ces tests réalisés par des organismes indépendants qu'ils seront donc homologués et qu'ils pourront alors être utilisés. Un disjoncteur électrique nécessite donc une phase de développement poussée et longue. Au cours de cette dernière, de nombreux tests en laboratoire, coûteux, sont réalisés. Afin de diminuer ce nombre de tests et pour aller plus vite, les fabricants de disjoncteurs électriques utilisent de plus en plus d'outils numériques. Mais des difficultés dans la compréhension même des phénomènes très complexes intervenant dans la chambre de coupure au moment du zéro de courant font qu'il est encore nécessaire de faire des tests expérimentaux en laboratoire et d'améliorer la précision des simulations numériques.

#### I.3.1. Tests expérimentaux en laboratoire : essais de coupure.

Il existe différents types d'essais en laboratoire pour homologuer un disjoncteur électrique : par exemple, les essais diélectriques et les essais de coupure. Étant donné que nous nous intéressons uniquement à la coupure dans ce travail, nous allons donc très brièvement parler des trois tests types d'essais de coupure : défauts aux bornes, défauts kilométriques et oppositions de phases. Ces différents essais sont réglementés par une norme internationale [CEI1]. Ces essais sont très contraignants et mettent les disjoncteurs électriques à très rude épreuve : peu d'appareils auront en réalité à couper de telles contraintes. Tous les essais sont caractérisés par un niveau d'intensité et de surtension.

Pour la coupure, on distingue plusieurs types de défauts. Les appareils doivent être capables de couper les défauts se produisant à leurs bornes (défauts aux bornes) et ceux se produisant sur une ligne aérienne (défauts proches en ligne). Les tests peuvent être réalisés en monophasé ou en triphasé. Dans ce dernier cas, généralement ce sont des essais de 100% du pouvoir de coupure symétrique (T100s) ou asymétrique (T100a). Enfin, il existe des essais réalisés sur le comportement des appareils en présence de différence de phase lors d'une fermeture de réseau par exemple. Ces essais sont réalisés sur une phase unique. Sur un essai d'opposition de phase, la tension transitoire de rétablissement (TTR) monte à des valeurs très importantes parce que l'on considère que les deux réseaux de part et d'autre du disjoncteur sont complètement en opposition de phase.

Les premiers essais (défauts aux bornes) notés T10, T30, T60, T100s et T100a sont des essais dans lesquels les disjoncteurs testés doivent être capables de

couper respectivement 10, 30, 60 et 100 pour cent de l'intensité de courant de court-circuit pour laquelle ils sont développés. Pour ce qui est des T100s et T100a (s pour symétrique et a pour asymétrique), la sinusoïdale du courant électrique est décentrée ou non par rapport à l'axe des abscisses.

En ce qui concerne les défauts proches en ligne, le but de ces essais est de tester le comportement des appareils face à un court-circuit qui se produirait sur une ligne aérienne à une distance courte mais non négligeable des bornes des disjoncteurs électriques testés. Cette distance n'est pas supérieure à quelques kilomètres et lors de l'apparition de ces tests, on les appelle défauts kilométriques. Comme il est précisé dans [Per3], ces essais ont été introduits il y a quelques années à la suite d'explosions de disjoncteurs inexplicables. En effet, les fabricants de disjoncteurs se sont aperçus que des courts-circuits apparaissant sur une ligne aérienne à quelques kilomètres des postes génèrent des réflexions d'ondes à hautes fréquences entraînant des montées de tension (TTR) très rapides avant même que le gaz entre les deux électrodes d'arc n'ait pu retrouver sa rigidité diélectrique. Ce sont des défauts symétriques et en général, on teste les L75 et L90 des différents appareils pour leur homologation (respectivement 75 et 90 pour cent du courant de court-circuit).

Enfin précisons que les laboratoires d'essais indépendants les plus connus permettant la réalisation de ces essais et l'homologation des appareils sont la KEMA (en Hollande) et le CESI (en Italie).

### I.3.2. Simulations numériques.

Les simulations numériques sont devenues un outil indispensable dans l'assistance à la conception des chambres de coupure des disjoncteurs électriques haute tension ([Rob1]). Elles sont utilisées non seulement dans le dimensionnement des différentes pièces présentées précédemment, mais elles fournissent également une aide précieuse dans la compréhension des phénomènes intervenant entre les deux électrodes au moment de la coupure. D'une manière générale, elles se sont imposées comme un instrument très utile permettant aux fabricants de disjoncteurs électriques haute tension de trouver la tendance des formes des pièces nécessaires à l'amélioration de la capacité de coupure de leurs appareils.

Avec l'évolution de la puissance de calcul, ces simulations peuvent prendre en compte de plus en plus de phénomènes. Mais pour des raisons de temps de développement, la question des phénomènes prépondérants à prendre en compte dans nos simulations se pose. En effet, le but de telles simulations est de déterminer de manière rapide si une configuration est plus ou moins capable qu'une autre de couper le courant sous une contrainte donnée. Ainsi, il est primordial de prendre en compte uniquement les phénomènes physiques importants et nécessaires pour avoir une réponse la plus décisive possible et la

plus rapide possible, de la réussite ou non à la coupure d'une configuration testée.

Actuellement de nombreux travaux portent sur la modélisation des différents phénomènes physiques présents dans les chambres de coupure de ces appareils électriques. L'arc électrique rassemble de nombreux domaines de la physique plus ou moins complexes et tous ces phénomènes ne sont pas encore totalement compris. De nombreuses pistes restent encore à explorer pour améliorer nos simulations. Actuellement, des recherches sont effectuées principalement sur la modélisation du rayonnement ([Eby1] et [Son1]), de l'évaporation des tuyères (vapeurs de PTFE, [Kur1]) et des électrodes (vapeurs métalliques, [Fje1]), de la turbulence ([Bas1] et [Wan1]), de l'importance des forces magnétiques ([Wer1]), ainsi que des écarts à l'équilibre thermochimique ([Bel1] et [Tan1]). Tous ces aspects physiques n'ont pas la même importance selon l'endroit et le moment où on les considère.

### I.3.3. Difficultés rencontrées.

La coupure met en jeu des phénomènes physiques complexes et variés. De nombreux paramètres sont donc à prendre en compte pour la conception de tels appareils. Aujourd'hui encore, de nombreux points restent à éclaircir.

Actuellement, les fabricants de disjoncteurs ont à leur disposition des outils numériques performants permettant de donner les directions à prendre pour concevoir leurs appareils. SIEMENS Grenoble utilise un code numérique hydrodynamique appelé NS2 permettant d'obtenir des résultats précis et rapides (environ une journée de calcul) pour tester et éliminer des configurations sous une contrainte donnée avant de tester les meilleures en laboratoire. Mais dans certains cas difficiles, ces logiciels ne permettent pas encore de trouver la configuration appropriée du premier coup. La raison principale en est qu'ils utilisent des hypothèses simplificatrices non seulement pour obtenir des résultats dans un laps de temps raisonnable, mais aussi parce que tous les phénomènes ne sont pas encore totalement connus. Ainsi, pour certains tests particuliers, les simulations ne donnent pas les bonnes indications.

C'est le cas pour les L90 et T100 par exemple. Ces deux essais sont très proches en ce qui concerne les niveaux d'intensité atteints (90 contre 100 pour cent du courant de court-circuit). Par les simulations, on trouve certaines fois qu'une configuration semble plus efficace qu'une autre à couper ces défauts. Dans ces simulations, le gaz entre les deux électrodes semble avoir de meilleures propriétés thermodynamiques (densité, température et pression) en L90 qu'en T100, alors qu'en essais en laboratoire, l'appareil testé coupera le T100, mais échouera en L90.

En réalité, on peut s'apercevoir que pour le L90, la montée de la TTR est beaucoup plus rapide que pour le T100. Ce phénomène n'est pas pris en compte

dans les simulations. Or, cette montée brusque de la TTR peut peut-être provoquer un déséquilibre électronique entre les deux électrodes pouvant favoriser un re-claquage. Notre étude ne semble pas montrer de déséquilibre thermo-chimique dans une application disjoncteur électrique haute tension, au moment du zéro de courant électrique, comme nous le développerons par la suite.

#### I.4. Conclusion.

Au cours de cette première partie, nous avons présenté le cadre de l'étude. Nous avons vu que pour transporter l'énergie électrique des endroits où elle est générée vers les lieux où elle est consommée, un réseau de transport électrique est utilisé. Pour minimiser au maximum les pertes d'énergie lors de son transport, plusieurs niveaux de tension sont utilisés. Pour sécuriser un réseau électrique sur lequel circule le courant électrique, l'organe clé est le disjoncteur électrique haute tension. Il doit laisser passer le courant électrique lorsque tout va bien et doit être capable de l'interrompre dès l'apparition d'une anomalie sur le réseau. Il doit être fiable et efficace de manière quasi-instantanée. Après avoir présenté les différentes techniques de coupure qui existent, nous nous sommes arrêtés plus précisément sur celle au SF<sub>6</sub> dans les disjoncteurs électriques à enveloppe sous pression.

Pour pouvoir vendre ces disjoncteurs, les fabricants doivent homologuer leurs appareils par une batterie de tests compliqués, permettant de s'assurer que ces disjoncteurs sont bien capables d'interrompre le courant électrique sur le réseau, dans n'importe quelle circonstance. Le principe de fonctionnement de ces appareils a été décrit. Au moment de la séparation des contacts d'arc permettant l'ouverture du circuit, un arc électrique est généré entre deux électrodes. Cet arc est un milieu gazeux ionisé qui laisse toujours passer le courant sur le réseau électrique. En utilisant sa puissance au mieux, on parvient à le souffler avec un écoulement de gaz frais et à l'éteindre au zéro du courant électrique.

Nous allons alors dans la partie suivante nous intéresser plus particulièrement à ce milieu complexe qu'il est fondamental de connaître et de mieux comprendre si on veut améliorer la coupure électrique haute tension : l'arc électrique.



## II. Partie II :

# Arcs électriques.

II.1.	Qu'est-ce qu'un plasma? .....	30
II.1.1.	États de la matière.....	30
II.1.1.1.	Les trois états de base de la matière. ....	30
II.1.1.2.	Le plasma, quatrième état de la matière.....	31
II.1.2.	Origine des électrons (et des particules chargées). ....	31
II.1.2.1.	Émission thermoélectronique.....	32
II.1.2.2.	Émission par effet de champ.....	33
II.1.2.3.	Émission TF. ....	34
II.1.3.	Classification des différents plasmas. ....	34
II.1.3.1.	Plasmas chauds.....	35
II.1.3.2.	Plasmas froids.....	35
II.2.	Description de l'arc électrique.....	36
II.2.1.	Découpage spatial de l'arc électrique.....	36
II.2.1.1.	Régions proches de la cathode : gaine cathodique A et zone de transition cathodique B.....	37
II.2.1.2.	Colonne Positive C.....	42
II.2.1.3.	Régions proches de l'anode : transition anodique D et charge d'espace électronique E.....	43
II.2.2.	Stabilisation, déplacement et mouvement rétrograde. ....	44
II.3.	Positionnement de l'arc électrique parmi les différentes décharges électriques.....	45
II.3.1.	Décharges non autonomes. ....	46
II.3.2.	Collection avec multiplication. ....	47
II.3.3.	Décharges de Townsend.....	48
II.3.4.	Décharges luminescentes. ....	49
II.3.5.	Décharges d'arc électrique.....	49
II.4.	Retour au diélectrique du milieu. ....	51
II.4.1.	Re-claquages possibles. ....	52
II.4.1.1.	Le re-claquage thermique. ....	52
II.4.1.2.	Le re-claquage diélectrique.....	53
II.4.2.	Études sur re-claquage. ....	53
II.4.3.	Critères de coupure.....	55
II.4.3.1.	Critère G200ns.....	56
II.4.3.2.	Critère E/N.....	56
II.4.3.3.	Critère Leader. ....	57
II.5.	Conclusion.....	58

## II.1. Qu'est-ce qu'un plasma?

### II.1.1. États de la matière.

#### II.1.1.1. Les trois états de base de la matière.

La matière qui nous entoure est composée d'atomes et de molécules. Selon l'organisation de ces particules, elle n'a pas la même structure interne et elle est donc disponible sous différentes formes (ou états). Les trois états les plus connus sont les états solide, liquide et gazeux. Lorsque la matière est à l'état solide, les particules qui la composent sont très proches les unes des autres et elles sont pratiquement immobiles. Elles peuvent vibrer mais ont une liberté de déplacement quasiment nulle. On dit alors qu'un état solide est compact et ordonné. Lorsque la matière est à l'état liquide, les particules qui la composent restent proches les unes des autres, mais sont agitées : ainsi, elles parviennent à se déplacer les unes par rapport aux autres. Cette fois-ci, on dit alors d'un état liquide qu'il est compact et désordonné. Enfin, l'état gazeux correspond à l'état de la matière dans lequel les particules sont libres et éloignées les unes des autres. Elles sont très agitées et elles peuvent se déplacer dans tous les sens, à très grandes vitesses. On dit d'un état gazeux qu'il est dispersé et désordonné.

Un gaz, dans des conditions standards, est un diélectrique (isolant électrique), c'est-à-dire qu'il ne conduit pas l'électricité. Cette propriété est due à la faible quantité des particules dans un volume donné par rapport aux états liquide et solide. Dans un gaz au repos, les particules présentes sont espacées les unes des autres et elles n'ont pas suffisamment d'énergie pour interagir entre elles. Aucun courant électrique ne peut donc être conduit.

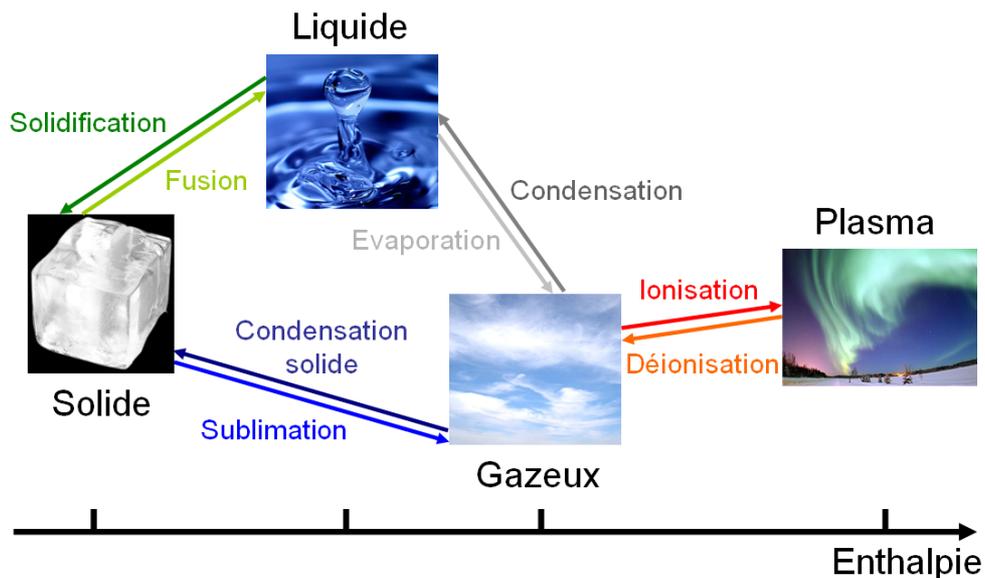


Figure 14 : Les principaux états de la matière.

Les états liquide, solide et gazeux correspondent aux trois états de la matière qu'il est le plus courant de rencontrer sur terre. Par exemple, si on prend le cas de l'eau (H<sub>2</sub>O), il est possible de la trouver à l'état de liquide (entre 0 °C et 100 °C, à pression standard), solide (glace pour des températures inférieures à 0 °C, à pression standard) et gazeux (l'eau bout à des températures supérieures à 100 °C, à pression standard). Les différents états de la matière sont présentés sur la figure 14.

### II.1.1.2. Le plasma, quatrième état de la matière.

Il est également possible de rencontrer d'autres états (cristal liquide, état supercritique, plasma). En effet, il peut arriver sous certaines conditions que les particules d'un gaz gagnent suffisamment d'énergie pour se mettre à conduire un courant électrique. Dans ce cas, le gaz devient conducteur et les particules qui le constituent peuvent être chargées et interagir les unes avec les autres. Ces particules peuvent être de différentes natures (électrons, ions positifs ou négatifs, atomes ou molécules, [Rai1]) et elles peuvent se trouver dans différents états (standard ou excité, [You1]) : on dit alors que le gaz est ionisé.

Depuis 1928, le plasma a été défini comme le quatrième état de la matière. Dans un gaz, les particules qui le composent se déplacent en ligne droite. Elles se déplacent facilement et à grande vitesse. Il arrive alors souvent que ces particules entrent en collision entre elles. Lors de ces collisions, de l'énergie est échangée entre les particules et une partie de cette énergie cinétique des particules est convertie en énergie interne. Sous certaines conditions, ces particules peuvent alors se charger (ions et électrons) en perdant ou en captant des électrons. De plus, si globalement, on a autant de particules positives que de charges négatives, on parle alors d'un état plasma. Un plasma est donc un milieu gazeux composé d'atomes, de molécules, d'ions et d'électrons et qui est globalement neutre. Cette dernière propriété (neutralité du milieu) est une condition nécessaire que doit avoir un état pour pouvoir être qualifié de plasma. Autrement dit, un mélange gazeux composé d'électrons, d'ions et d'éléments neutres, dans des états fondamentaux ou excités ne sera pas considéré comme plasma si au total, il n'a pas le même nombre de charges positives que négatives.

Bien que l'univers soit principalement sous forme de plasma (99% de la matière totale qui compose l'univers est estimé être sous forme d'un plasma), ce dernier n'a été établi comme état à part entière que tardivement (début du deuxième quart du XX<sup>ème</sup> siècle) en raison de la méconnaissance et de l'incompréhension de la notion des électrons et des ions.

### II.1.2. Origine des électrons (et des particules chargées).

Comme nous l'avons déjà dit, un plasma s'apparente à un gaz globalement neutre mais dont les particules qui le composent ne sont plus forcément neutres

électriquement. Au contraire, elles peuvent être chargées négativement (électrons et ions négatifs) ou positivement (ions positifs). En réalité, c'est la libération des électrons des molécules qui va faire que l'on aura la présence de particules chargées (ions et électrons) dans le milieu.

Au départ, lorsque le gaz est diélectrique, les électrons sont liés aux atomes et aux molécules. Certains peuvent être libres, mais ils ne sont pas suffisamment nombreux pour transmettre un courant électrique. Puis, certaines températures, certaines pressions et certains champs électriques permettent d'élever les niveaux d'énergie des particules du gaz. Des électrons liés aux atomes se détachent et se mettent à se déplacer librement dans ce milieu. Au cours de leurs déplacements, ils rencontrent d'autres particules et ainsi leur cèdent de l'énergie, les rendant également un peu plus énergiques. Entre deux collisions, ces électrons gagnent de l'énergie sous forme d'énergie cinétique dont ils vont restituer une partie aux autres particules lors des collisions avec ces dernières. Il faut donc suffisamment de collisions pour que toutes les particules puissent être énergiques, mais il faut également que les particules soient suffisamment espacées pour permettre aux électrons de gagner suffisamment d'énergie entre deux collisions pour aller exciter les autres particules.

Pour libérer des électrons à la surface d'une plaque métallique, il est possible de jouer sur la température, le champ électrique ou un mélange de ces deux paramètres. Les électrons émis par la cathode peuvent être émis par trois procédés : l'émission thermoélectronique, l'émission par effet de champ et l'émission TF (Thermionic-Field).

#### II.1.2.1. Émission thermoélectronique.

Dans ce premier type d'émission, c'est la température qui régit la libération des électrons. Sous des conditions standards (300 K et 1 bar), les électrons d'une particule n'ont pas assez d'énergie pour pouvoir se libérer. L'agitation thermique existe mais elle est trop faible. En revanche, en augmentant la température du milieu, on augmente l'agitation thermique entre ces particules : elles entrent alors en collision. À partir d'un certain seuil d'énergie (donc de température), ces collisions commencent à engendrer la libération de certains électrons. Lorsque l'on augmente la température, les particules et les électrons notamment ont des vitesses de plus en plus importantes, ce qui provoque des collisions mettant en jeu des quantités d'énergie (principalement cinétique dans un premier temps) de plus en plus élevés. Si on considère maintenant une plaque métallique (électrode), à un moment donné, ces énergies mises en jeu dépassent une certaine limite, appelée travail de sortie du matériau (énergie minimale nécessaire pour libérer un électron d'un solide) et notée  $W_{\text{Plaque}}$  (propre à la nature du matériau émetteur, la cathode). À ce moment précis, des électrons sont donc libérés du matériau. C'est ce processus que l'on appelle émission thermoélectronique. On

voit donc que plus un matériau a un travail de sortie bas, plus il sera facile d'émettre des électrons.

Richardson et Dushman ont constaté qu'une surface métallique plane et homogène portée à une température  $T_{\text{Plaque}}$  émet un courant électrique. La densité de courant émise est fonction de la température de la plaque  $T_{\text{Plaque}}$  et du travail en sortie du matériau  $W_{\text{Plaque}}$ . Cette densité est donnée par la formule de Richardson-Dushman suivante :

$$J_T(T_{\text{Plaque}}, W_{\text{Plaque}}) = \frac{4 \cdot \pi \cdot k_b^2 \cdot e \cdot m_e \cdot T_{\text{Plaque}}^2}{h_{PI}^3} \cdot \exp\left(\frac{-W_{\text{Plaque}}}{(k_b \cdot T_{\text{Plaque}})}\right) \quad (4)$$

Le courant émis augmente de manière exponentielle avec la température pour de faibles températures et tend à devenir proportionnelle au carré de la température pour des températures importantes. De même, on peut observer que ce courant augmente de manière exponentielle avec la chute du travail de sortie du matériau  $W_{\text{Plaque}}$ .

L'expression de Richardson-Dushman est valable uniquement en présence de faible champ électrique. Lorsque ce dernier augmente, la sortie des électrons est facilitée et la densité du courant  $J_T$  s'en voit donc augmentée. En absence de champ extérieur, les électrons libres s'accumulent au voisinage de la surface de la plaque et ils créent ainsi une charge d'espace qui gêne les autres électrons dans leur tentative d'évasion du métal. Cette charge d'espace est facilement supprimée en utilisant un champ externe ([Rai1]).

Précisons enfin que pour un métal non oxydé, l'énergie de sortie est comprise entre 2 et 5 eV. Une fine couche d'oxyde en surface de ce métal permet de faire diminuer ce travail de sortie et ainsi de favoriser la sortie des électrons.

### II.1.2.2. Émission par effet de champ.

En appliquant un champ électrique élevé sur une surface métallique, le sommet de la barrière de potentiel diminue légèrement. Il devient alors franchissable par les électrons les plus énergiques du métal. Dans ce cas, les électrons se libèrent du métal par effet tunnel. Dans ce type d'émission, c'est la formule de Fowler-Nordheim qui donne la densité de courant électrique  $J_F$  (F pour field) :

$$J_F(T_{\text{Plaque}}, W_{\text{Plaque}}) = \frac{e^3 \cdot E^2 \cdot k_b \cdot T_{\text{Plaque}}}{8 \cdot h_{PI} \cdot W_{\text{Plaque}} \cdot \xi \cdot \chi} \cdot \exp\left(-\frac{4 \cdot \psi \cdot \sqrt{2 \cdot m_e \cdot W_{\text{Plaque}}^3}}{3 \cdot B \cdot e \cdot E}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot k_b \cdot T_{\text{Plaque}}}{\chi}\right) \quad (5)$$

Dans ce modèle, le champ électrique doit être supérieur à  $10^{10} \text{ V.m}^{-1}$ . Cette formule est donnée seulement à titre d'information pour montrer la complexité de ce type d'émission. En raison de cette complexité, tous les phénomènes qui prennent place dans ce type d'émission ne sont pas encore totalement compris.  $\xi$ ,  $\Psi$  et  $\chi$  sont des fonctions du champ électrique  $E$ , de la permittivité dans le vide

$\epsilon_0$ , du travail de sortie  $W_{\text{Plaque}}$  et des intégrales elliptiques de première et seconde espèces ([Rai1] et [Vac2]).

À la surface des matériaux ayant un point de fusion faible, des aspérités sont formées dès la présence d'un arc électrique, en raison de l'augmentation de la température. Ces aspérités renforcent localement les champs électriques environnant (effet de pointe) : le champ électrique est plus important autour d'une pointe conductrice chargée qu'autour d'une surface plane. Ces champs électriques renforcés sont suffisamment élevés pour pouvoir modifier la barrière de potentiel en surface du matériau qui peut alors se mettre à émettre plus facilement des électrons. Pour les matériaux à faible température de fusion, l'émission par effet de champ peut devenir prépondérante.

### II.1.2.3. Émission TF.

Ce troisième type d'émission d'électrons est un couplage des deux premières. Le T de TF signifie « Thermionic » et le F reprend « Field ». Il n'existe pas de formule pour exprimer de manière aisée cette émission. Expérimentalement, les valeurs mesurées sont supérieures à une simple addition des deux premiers termes. Ce couplage permet à des électrons de franchir la barrière de potentiel alors même qu'ils n'ont pas l'énergie requise pour pouvoir la franchir.

### II.1.3. Classification des différents plasmas.

Le terme de plasma regroupe de nombreux états de gaz ionisés. Les différents plasmas existant peuvent être décrits et différenciés par de nombreuses caractéristiques telles que la température, le degré d'ionisation ou encore la densité. Il existe donc différentes manières pour classer les plasmas : selon la température des particules et la densité (figure 15).

Une des manières de classer les plasmas la plus courante est de séparer les « plasmas froids » (aussi appelés non thermiques, ou bi-températures, ou hors équilibre), des « plasmas chauds » (ou thermiques ou de fusion). Lorsque la température du plasma ne dépasse pas quelques dizaines de milliers de degrés (quelques eV), le plasma est qualifié de plasma froid. Lorsque cette température est de l'ordre de quelques millions de degrés (quelques centaines d'eV), le plasma est alors dit plasma chaud.

On peut également classer un plasma selon son degré d'ionisation, il est important de définir une variable permettant de séparer les plasmas fortement ionisés des plasmas faiblement ionisés. Cette variable est appelée degré d'ionisation  $\alpha_i$ . Fauchais ([Fau1]) fixe la limite à  $10^{-4}$ . Ce coefficient est défini de la manière suivante :

$$\alpha_i = \frac{n_e}{n_e + n_0} \quad (6)$$

## Partie II : Arcs électriques.

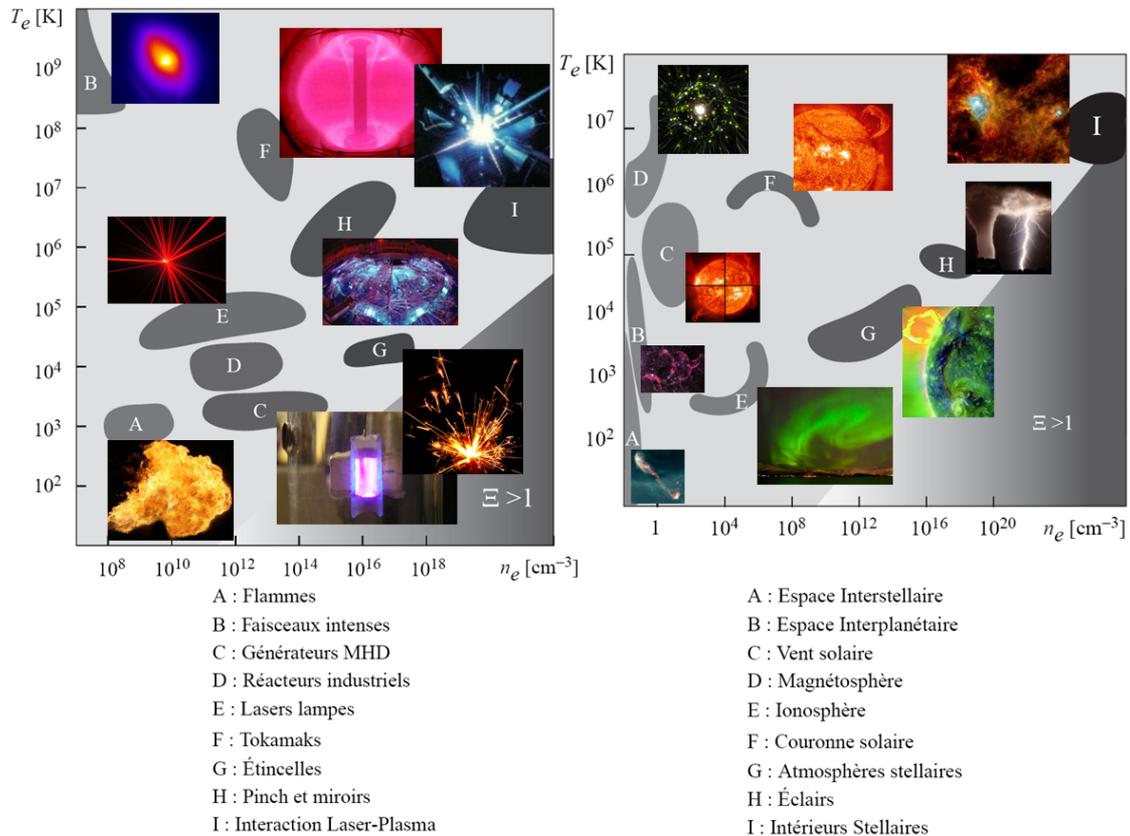


Figure 15 : Quelques plasmas (Source : Montage à partir de [Rax1]).

### II.1.3.1. Plasmas chauds.

Dans cette première catégorie (plasmas chauds, [Fau2]), on retrouve aussi bien notre soleil et plus généralement l'ensemble des étoiles de l'univers, que les milieux ionisés générés dans les tokamaks ou dans les projets de réacteurs nucléaires à fusion de noyaux légers de deutérium et de tritium (projet ITER, [Arn1]). Dans ce type de plasma, la pression est relativement élevée provoquant ainsi une augmentation des collisions entre les particules constituant le milieu. Grâce à ces collisions, toutes les particules ont à peu près les mêmes niveaux d'énergie.

Les plasmas thermiques sont créés soit à partir de décharges continues (arcs électriques), soit par hautes fréquences ou par excitation laser, voire encore par des ondes de choc à puissance suffisamment élevée pour pouvoir ioniser le gaz.

### II.1.3.2. Plasmas froids.

En ce qui concerne les plasmas froids, la distance entre les particules est plus importante que dans le premier type de plasma. Les collisions entre particules sont moins nombreuses et on retrouve alors des particules plus énergiques (électrons) que d'autres (particules lourdes). Dans ce cas, il est

fréquent de rencontrer un déséquilibre. On parle alors de plasma hors équilibre. Les électrons peuvent avoir une température  $T_e$  beaucoup plus importante que celle ( $T_i$ ) des ions, des atomes ou des molécules (particules lourdes) constituant le milieu. Les électrons possèdent suffisamment d'énergie pour avoir des collisions inélastiques. En montant dans les niveaux d'énergie des électrons, ces collisions vont passer d'une excitation de particules dans un premier temps, à une dissociation (décomposition d'une particule neutre AB en deux particules neutres A et B), puis à une ionisation (libération d'un électron à partir d'une particule A donnant naissance à une particule  $A^+$ ). De nombreuses réactions chimiques peuvent alors prendre place dans le milieu.

Ces plasmas froids peuvent être obtenus à basse pression par micro-ondes, par décharges continues, ou encore à pression atmosphérique sous forme de décharges en couronne (décharges électriques entre deux électrodes de forme différente : plan-pointe). En ce qui concerne les décharges en couronne, le champ électrique entre les deux électrodes est inhomogène en raison de la non symétrie de forme des électrodes. C'est ce qui donne une forme de couronne à la décharge autour de la pointe. Les domaines de l'aérodynamique, de la soudure à l'arc ([Bro1], [Rou1], [Sch1] et [Wen1]), de la découpe, de la combustion et de l'électromagnétisme ([Ney1] et [Ney2]) sont des exemples de domaine qui s'intéressent à ces plasmas froids.

## II.2. Description de l'arc électrique.

L'arc électrique est une décharge électrique particulière. C'est donc un plasma particulier. Ce domaine de recherche regroupe de nombreuses disciplines de la physique et de la chimie. Les scientifiques l'étudient depuis un peu plus de deux siècles et des zones d'ombre restent encore à être éclaircies. C'est un phénomène complexe et complet mettant en jeu de nombreux acteurs. Davy est le premier scientifique à avoir réussi à créer une décharge continue entre deux charbons, vers 1800. Aujourd'hui encore, des recherches actives sont réalisées afin de comprendre par exemple les mécanismes d'émission électronique à la cathode ou ce qui se passe réellement à l'anode ([Let1]). Les mécanismes de transfert dans les milieux complexes, la turbulence, le rayonnement, les interactions avec le voisinage, les phénomènes de claquage, l'aspect de déséquilibre thermo-chimique sont d'autres exemples de domaines de recherches en cours. Le domaine des arcs électriques est donc particulièrement dynamique. Nous allons dans cette partie présenter les caractéristiques principales d'un arc électrique.

### II.2.1. Découpage spatial de l'arc électrique.

L'arc électrique est divisé spatialement en cinq régions (figure 16). Cette division est due au fait que selon la région de l'arc électrique dans laquelle on se trouve, les propriétés et les phénomènes ne sont pas les mêmes. Ainsi, en se

déplaçant dans l'arc électrique de la cathode vers l'anode, on rencontre tour à tour :

- une zone (ou gaine) cathodique (région A de la figure 16),
- une zone de transition cathodique (région B de la figure 16),
- une colonne positive (région C de la figure 16),
- une zone de transition anodique (région D de la figure 16),
- une zone de charge d'espace électronique (région E de la figure 16).

Vers les électrodes, les chutes de tension sont plus importantes que dans la colonne positive de l'arc électrique. Ces chutes de tension s'accroissent d'autant plus que l'on se rapproche des surfaces. Elles dépendent essentiellement du matériau utilisé pour les électrodes.

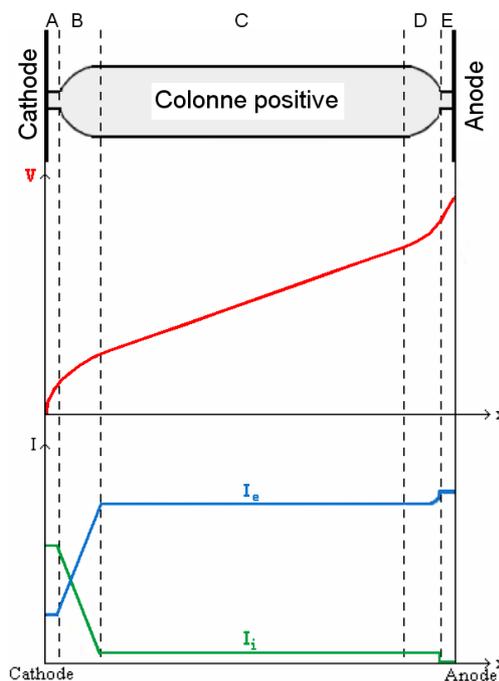


Figure 16 : Découpage spatial de l'arc électrique (Source : [Vac1]).

Les scientifiques ont une bonne compréhension de la plupart des phénomènes physiques présents dans la colonne positive. En revanche, en ce qui concerne les phénomènes situés dans les régions des électrodes, ils sont complexes et restent mal compris, en particulier vers la cathode.

### II.2.1.1. Régions proches de la cathode : gaine cathodique A et zone de transition cathodique B.

Des électrons sont émis à la cathode et des ions positifs y sont collectés. La cathode a un rôle actif. Elle est portée à un potentiel négatif par rapport au reste du plasma. 90% de la chute totale de tension de l'arc électrique lui est attribuée. Cette chute cathodique, ainsi que l'émission électronique sont dues à un champ électrique élevé. Ce dernier est élevé en raison de la charge d'espace

générée à proximité de la surface de la cathode. Étant donné la très petite taille de ces régions (de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des ions pour la gaine) et le déplacement très rapide du point d'ancrage de l'arc électrique, il est difficile de pouvoir observer expérimentalement et de comprendre ce qui se déroule dans cette région. Cependant, il est possible de trouver différents modèles tentant d'expliquer les phénomènes qui y prennent place. Mais ces modèles restent des suppositions, des théories permettant d'interpréter et d'expliquer ce qu'il est possible d'observer. Aucune de ces théories n'a été démontrée comme étant la seule valable physiquement. Nous nous intéresserons uniquement aux modèles de Langmuir et de Mac Keown.

Une des difficultés rencontrées lors de l'étude de cette région est le choix du mécanisme d'émission des électrons. De plus, il a été remarqué que la température du spot, ainsi que le champ électrique à la surface de la cathode influencent énormément les résultats. En ce qui concerne la nature de l'émission électronique, un coefficient a été défini. Ce coefficient est la fraction électronique du courant. Il est noté  $S_{el}$  et correspond au rapport entre le courant électronique émis et le courant total. Il a été estimé que lorsque ce rapport  $S_{el}$  est supérieur à 0.5, l'émission électronique est de type TF. Dans le cas contraire, l'émission électronique semble alors être de type thermique. Cette limite de 0.5 peut changer selon la nature des électrodes et les conditions dans lesquelles évolue l'arc électrique.

Les scientifiques ont donné une structure complètement théorique à la cathode. Afin d'expliquer les phénomènes qui y prennent place, ils la divisent en deux zones différentes : gaine cathodique (A sur la figure 16) et zone de transition cathodique (B sur la figure 16). De ce fait, ils ont défini une première couche très fine contre la surface de la cathode, de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des ions. Cette première couche est communément appelée gaine cathodique et elle est le siège de deux flux opposés et antagonistes. Les électrons (et des atomes métalliques) sont libérés de la cathode pour se diriger vers la colonne positive, alors que les ions générés dans l'arc électrique (ainsi que quelques électrons rétroactifs, électrons provenant de l'arc électrique) sont re-collectés à la cathode. Ces ions et ces électrons n'ont pas la même quantité d'énergie. Ils ont donc des températures de translation différentes. Cette région cathodique peut être considérée en déséquilibre thermique.

La densité totale du courant présent dans la gaine cathodique prend en compte la contribution des ions et celle des électrons. Elle est fonction de nombreux paramètres dont la température  $T_{Plaque}$ , le champ électrique et le travail de sortie  $W_{Plaque}$  de l'électrode, ainsi que de la distribution d'énergie des électrons. Dans le vide, le courant électrique passe par de nombreux faisceaux, alors que dans un gaz sous pression, ces faisceaux n'en forment plus qu'un seul [Shi1].

Zhu (figure 17, [Vac2]) montre que dans la gaine cathodique, la température augmente très rapidement sur une très courte distance lorsqu'on s'éloigne de la

## Partie II : Arcs électriques.

surface de la cathode. Dans ces travaux, la température est augmentée d'un facteur légèrement inférieur à quatre sur une distance de 0.015mm. De plus, précisons que plus la région étudiée est proche de la surface, plus son gradient de température est important. Dans cette étude, il est donc observé que la gaine cathodique est le siège de forts gradients de température, de densité électronique et du champ électrique (figure 17).

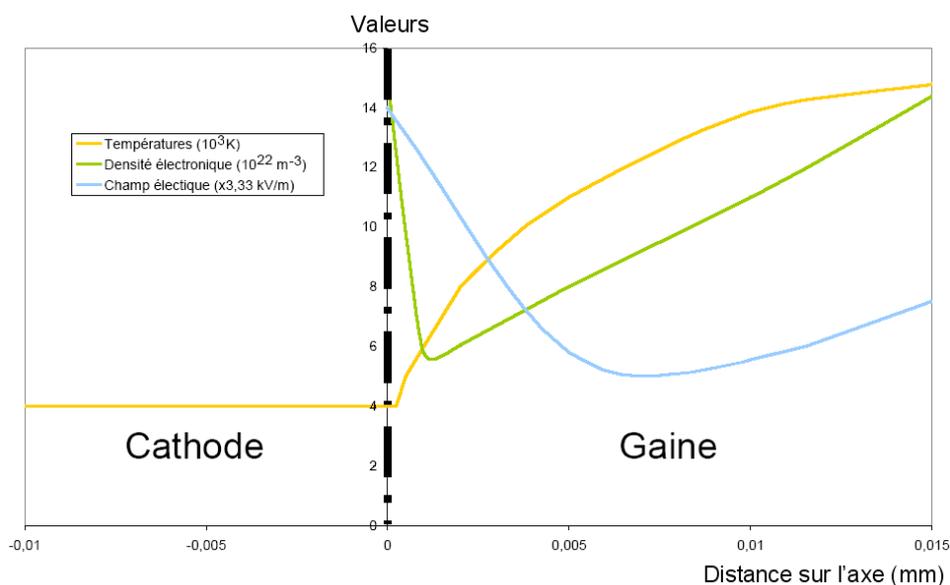


Figure 17 : Comportement de la température, de la densité électronique et du champ électrique dans la zone cathodique (Source : [Vac2]).

### II.2.1.1.1. Représentation de Langmuir.

Dans la représentation de Langmuir, la zone cathodique est considérée comme un espace limité entre deux plans parallèles et perpendiculaires à l'axe de l'arc électrique. Ces deux plans représentent d'un côté la cathode (plan A sur la figure 18) et de l'autre côté l'interface entre la zone cathodique et la colonne positive (plan B sur la figure 18). Dans cette représentation, Langmuir suppose que la cathode émet uniquement des électrons. Ces électrons sont supposés émis librement. De plus, il fait l'hypothèse supplémentaire que l'interface entre la zone de transition cathodique et le reste de l'arc électrique émet seulement des ions. La colonne positive est supposée se comporter comme un émetteur d'ions. Ces derniers sont également émis librement à la limite de la gaine cathodique (côté colonne positive). Dans leur plan de formation respectif, les ions et les électrons émis sont supposés avoir une vitesse initiale nulle. Cette représentation n'est pas très réaliste, mais elle permet d'avoir une première idée de ce qui se passe dans cette région de l'arc électrique.

Dans cette représentation, la gaine cathodique est limitée par deux surfaces à champ électrique nul. C'est ce qu'on appelle communément la couche double de Langmuir. Le champ électrique dans cette gaine est pratiquement symétrique par rapport au milieu de cette même couche. La zone du côté de la cathode est

Partie II : Arcs électriques.

appelée charge d'espace des électrons et celle du côté de la colonne positive, charge d'espace des ions positifs.

Avec les hypothèses de Langmuir, on a donc aux limites :

$$V_{Plan-A} = 0 \qquad V_{Plan-B} = V_{Cathode} \qquad (7)$$

$$E_{Plan-A} = 0 \qquad E_{Plan-B} = 0 \qquad (8)$$

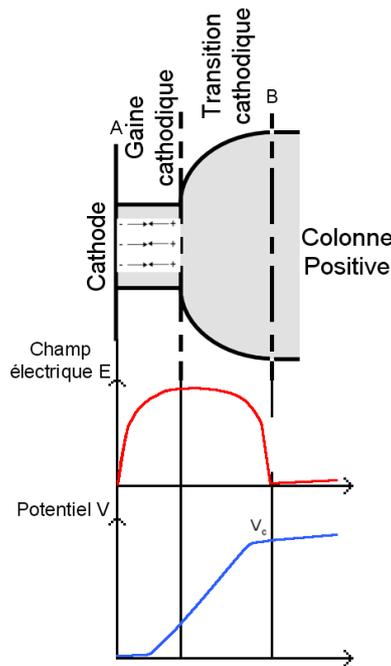


Figure 18 : Représentation de Langmuir de la région cathodique.

La densité totale du courant vers la cathode  $J_c$  est la somme des densités de courant des ions et des électrons.

$$J_c = J_i + J_e \qquad (9)$$

Cette densité totale de courant est supposée constante. Par définition, la densité de courant d'une particule quelconque est le produit de la charge élémentaire  $e$ , de la masse volumique et de la vitesse de cette particule.

$$J_i = n_i \cdot U_i \cdot e \qquad J_e = n_e \cdot U_e \cdot e \qquad (10)$$

La densité totale à la cathode peut donc s'exprimer de la façon suivante :

$$J_c = (n_i \cdot U_i + n_e \cdot U_e) e \qquad (11)$$

Dans [Vac1], Vacqué exprime les vitesses des électrons et des ions. Elles sont données sous la forme :

$$U_i = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_i}} \cdot \sqrt{V_c - V} \qquad U_e = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_e}} \cdot \sqrt{V} \qquad (12)$$

Enfin en considérant que, dans les gaines, les variations de potentiel sont données par la formule de Poisson, il devient alors possible de remonter à la densité totale du courant. La formule de Poisson s'écrit :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) \quad (13)$$

#### II.2.1.1.2. Représentation de Mac Keown.

Il existe d'autres représentations de la zone cathodique permettant de comprendre les phénomènes qui y prennent place. Celle de Mac Keown reprend le modèle de Langmuir en considérant cette fois-ci que le champ électrique à la surface de la cathode (plan A sur la figure 18) n'est pas nul. Il considère en plus que la surface de la cathode ne peut pas toujours émettre des électrons en abondance. Il suppose donc un champ électrique à la surface de la cathode et il obtient la condition nécessaire suivante.

$$\sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \cdot \frac{J_i}{J_e} \geq 1 \quad (14)$$

Dans le cas de l'égalité, on retrouve le cas de Langmuir. Lorsque ce rapport augmente, le courant ionique, la charge d'espace positive et le champ électrique deviennent aussi plus importants. Il se crée alors un rétrécissement de la couche et la distribution du champ électrique est imposée par la charge d'espace positive. Ce modèle de Mac Keown est plus réaliste que celui de Langmuir puisqu'une hypothèse simplificatrice est enlevée, mais il n'est toujours pas parfait. La difficulté réside dans la détermination du rapport :

$$\frac{J_i}{J_e} = \frac{1 - S_{el}}{S_{el}} \quad (15)$$

À la cathode, dès l'apparition de la tache cathodique, le métal en contact avec le spot est considéré en fusion instantanément. Cette vapeur métallique s'ionise sous l'influence des chocs avec les électrons. Les ions générés reviennent à la cathode et sont accélérés par la différence de potentiel au voisinage de la cathode. Ce phénomène constitue le seul apport d'énergie dans cette région. D'un autre côté, pour générer cette vaporisation du métal de la cathode, de l'énergie est absorbée par la cathode. Cette énergie provient des ions de l'arc électrique qui viennent la bombarder. Ce phénomène est variable dans le temps en raison de l'instabilité du spot cathodique. De plus, cette région cathodique peut perdre également de l'énergie par émission électronique et par conduction thermique. Pour simplifier le problème et estimer cette conduction dans la cathode, cette dernière est supposée semi-infinie et on suppose qu'elle a atteint un régime permanent. Enfin, précisons que le rayonnement est généralement négligé dans les bilans de puissance intervenant dans la zone cathodique. La raison de cette simplification est que la différence entre la puissance rayonnée

## Partie II : Arcs électriques.

par la cathode et celle qu'elle reçoit du reste de la décharge est faible. Au global, à la cathode, on se retrouve alors avec le bilan de puissance suivant :

$$P_{Evap+} = P_{Evap} + P_{Cond} + P_{Em-e} \quad (16)$$

Soit encore :

$$(1 - S_{el}) \cdot J_c \cdot (V_i + V_c - V_s) \cdot \pi \cdot r_c^2 = C_{vap} \cdot \frac{dW}{dt} + (T_c - T) \cdot \lambda_T \cdot \pi^{3/2} \cdot r_c + V_r \cdot S_{el} \cdot \pi \cdot r_c^2 \cdot J_c \quad (17)$$

### II.2.1.2. Colonne Positive C.

La colonne positive est la partie principale de l'arc électrique. Elle est positionnée au centre et elle correspond à la partie la plus importante en taille de l'arc électrique. C'est la région de l'arc électrique dans laquelle les phénomènes qui y prennent place sont les mieux compris. Généralement, une fois que l'arc électrique est établi, cette zone est considérée être à l'équilibre thermodynamique local (ETL, nous expliquerons cette notion plus tard). Dans cette région, il a été observé que le potentiel électrique augmente légèrement et de manière monotone lorsqu'on la parcourt dans le sens cathode-anode. Le champ électrique reste sensiblement constant et faible tout le long de la colonne positive. Les chutes de tensions sont beaucoup plus faibles que dans les régions proches des électrodes (figure 16). Rajoutons que dans cette région de l'arc électrique, le rapport des densités de courant est égal au rapport des mobilités de porteur de charge :

$$\frac{J_e}{J_i} = \frac{\mu_e^{mob}}{\mu_i^{mob}} \quad (18)$$

La colonne positive est la partie de l'arc dans laquelle la décharge se stabilise le plus facilement. Les deux facteurs naturels favorisant cette stabilisation sont le champ magnétique propre à l'arc électrique et la convection naturelle qui vient « gagner » l'arc électrique. Ce champ magnétique est circulaire et il est induit par le courant électrique. La force magnétique qui en découle est dirigée vers l'axe de l'arc électrique et tend donc à confiner, ainsi qu'à stabiliser cette région. Il existe d'autres moyens, dits mécaniques, pour stabiliser la colonne d'arc tels que les stabilisations par rotation rapide (force centrifuge, gaz froids plus lourds éjectés en périphérie), par tourbillon ou encore par parois.

Les diffusions des ions, des électrons, des atomes et des molécules sont différentes. Dans la colonne d'arc, les électrons plus petits et plus légers sont plus mobiles que les ions. La mobilité des particules est inversement proportionnelle à leur masse. Ainsi, les électrons vont plus vite que les ions. Le flux électronique est beaucoup plus important que le flux ionique. Les électrons ont alors tendance à créer une charge d'espace négative devant eux, en laissant ainsi une charge d'espace positive derrière eux. Ces charges d'espace créent alors un champ électrique qui a tendance à freiner les électrons et accélérer les ions jusqu'au point de leur donner la même vitesse. De cette manière, ces ions

et ces électrons diffusent donc avec le même flux : le milieu peut rester quasi-neutre. Ce phénomène est appelé diffusion ambipolaire. Il représente simplement une diffusion qui est gouvernée par une charge d'espace. Dans ce genre de diffusion, c'est la faible mobilité (en l'occurrence celle des ions lourds) qui impose son ordre de grandeur de déplacement.

### II.2.1.3. Régions proches de l'anode : transition anodique D et charge d'espace électronique E.

Les électrons émis par la cathode et ceux créés dans la colonne positive arrivent à l'anode. Ils y sont collectés. Comme à la zone cathodique, cette région est généralement découpée en sous-régions pour pouvoir la modéliser. Une fois encore, en raison de sa taille, il n'a toujours pas été possible de réaliser des observations expérimentales pour vérifier et valider les premiers modèles expliquant les phénomènes pouvant prendre place dans cette région.

La région la plus proche de l'anode est appelée charge d'espace. Elle est de petite taille et est elle-même découpée en deux zones. La première s'appelle la gaine. C'est la région qui juxtapose la surface de l'anode. La gaine est de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye. Cette longueur correspond à la distance au bout de laquelle la perturbation due à la présence d'un ion dans un milieu est observable. Autrement dit, c'est la distance à l'ion où ce dernier est écranté. Si on se positionne à une distance plus courte que la longueur de Debye d'un ion (autrement dit, si on appartient à la sphère de Debye, sphère dont le centre est l'ion et dont le rayon est la longueur de Debye), alors on ne verra pas la charge de cette particule. Comme la gaine anodique est de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye, on comprend bien que la gaine représente la région qui écranterait le potentiel de l'anode. Dans la gaine anodique, le courant ionique  $J_i$  est donc négligeable. Ainsi dans cette couche, le courant total  $J_a$  est seulement égal à celui des électrons  $J_e$ .

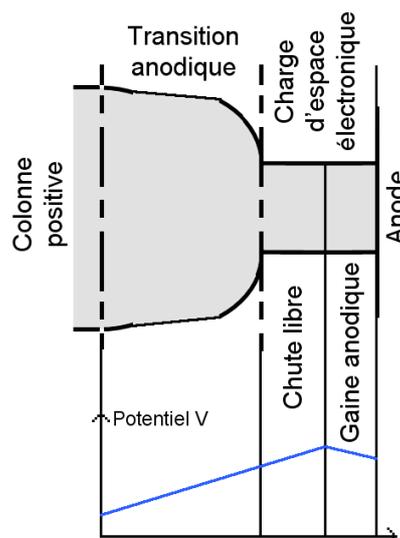


Figure 19 : Représentation de la région anodique.

La deuxième région constituant la charge d'espace anodique est la zone de chute libre dont la taille est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des électrons. Cette notion de libre parcours moyen des électrons correspond à la distance moyenne que peut parcourir un électron entre deux collisions. Ainsi, la zone de chute libre correspond à la région située devant la surface de l'anode dans laquelle les électrons ne subissent en moyenne plus aucune collision. Cette distance est généralement 10 à 100 fois plus importante que la longueur de Debye.

Enfin, pour relier la zone de charge d'espace avec la colonne positive, il est donc nécessaire d'intercaler une zone de transition. C'est tout simplement la zone de transition anodique. Sa taille varie entre 100 et 1000 fois celle du libre parcours moyen des électrons. Dans cette région, l'ionisation est supposée due uniquement aux collisions entre les électrons et les autres particules.

Dans la zone anodique, le potentiel électrique ne semble pas augmenter de façon continue (figure 19). L'agitation thermique des électrons au bord de la gaine donne naissance à des ions, d'où la présence d'une densité de courant. La tache anodique est très lumineuse et elle provoque une érosion importante de l'anode qui s'évapore à son passage.

L'anode gagne principalement de l'énergie par conduction thermique, par convection lorsqu'il y a un soufflage sur l'arc, par transfert d'enthalpie des électrons à la surface de l'anode et par rayonnement. L'anode s'évapore et ses vapeurs métalliques modifient alors les propriétés du plasma devant elle. Ces vapeurs augmentent son rayonnement, donc ses pertes et abaissent aussi sa température. En ce qui concerne le rayonnement, l'anode est souvent considérée comme un corps noir à la température de fusion de son matériau. Enfin, elle perd de l'énergie seulement par conduction dans elle-même et par vaporation.

### II.2.2. Stabilisation, déplacement et mouvement rétrograde.

Les arcs électriques ont des déplacements aléatoires. Ces déplacements peuvent induire des fluctuations de courant et de tension. L'origine de ces fluctuations peut être anodique ou cathodique. Le déplacement et l'accrochage de l'arc à la cathode est différente de ce qui se fait à l'anode. Dans les deux cas, les mouvements des pieds cathodique et anodique sont sensibles à de nombreux paramètres tels que la nature du matériau de l'électrode concernée, la condition du champ électrique à la surface de cette électrode, la condition de préchauffage de l'électrode ou encore l'état d'ionisation de la zone devant le pied. À la cathode, les conditions d'émission électronique ont également une influence supplémentaire sur le mouvement du pied cathodique.

Contrairement à la cathode, le pied anodique se déplace par bonds et il reste accroché en un point pendant un certain temps. Ce point est appelé point d'accrochage. Le pied cathodique quant à lui a un mouvement continu (du moins par morceaux). Il peut de temps en temps rester immobile sur un point avant de continuer à se déplacer, mais ne se déplace pas par bond. À la cathode, le mouvement du pied est la conséquence de deux phénomènes : l'extinction d'un site émissif d'une part et la création d'un nouveau site émissif à côté d'autre part. Sans champ magnétique, le nouveau site émissif se réalise de manière totalement aléatoire et le mouvement global qui en résulte est donc nul. En présence d'un champ magnétique, la situation est modifiée. D'un point de vue macroscopique, dans des conditions standards, l'arc électrique se déplace dans la même direction que la force indiquée par Laplace. Mais à basse pression, la tache cathodique peut se déplacer en sens inverse. C'est ce qu'on appelle le mouvement rétrograde. La vitesse de déplacement du spot augmente avec la valeur du champ magnétique. En ce qui concerne le mouvement rétrograde, la nature du matériau joue également un rôle important sur la vitesse du spot. Le mouvement rétrograde prend généralement place sur des cathodes froides sous certaines conditions de pression et de champ magnétique. Le pied d'arc est le siège de densités de courant élevées. Ce phénomène n'est pas observable vers l'anode.

### II.3. Positionnement de l'arc électrique parmi les différentes décharges électriques.

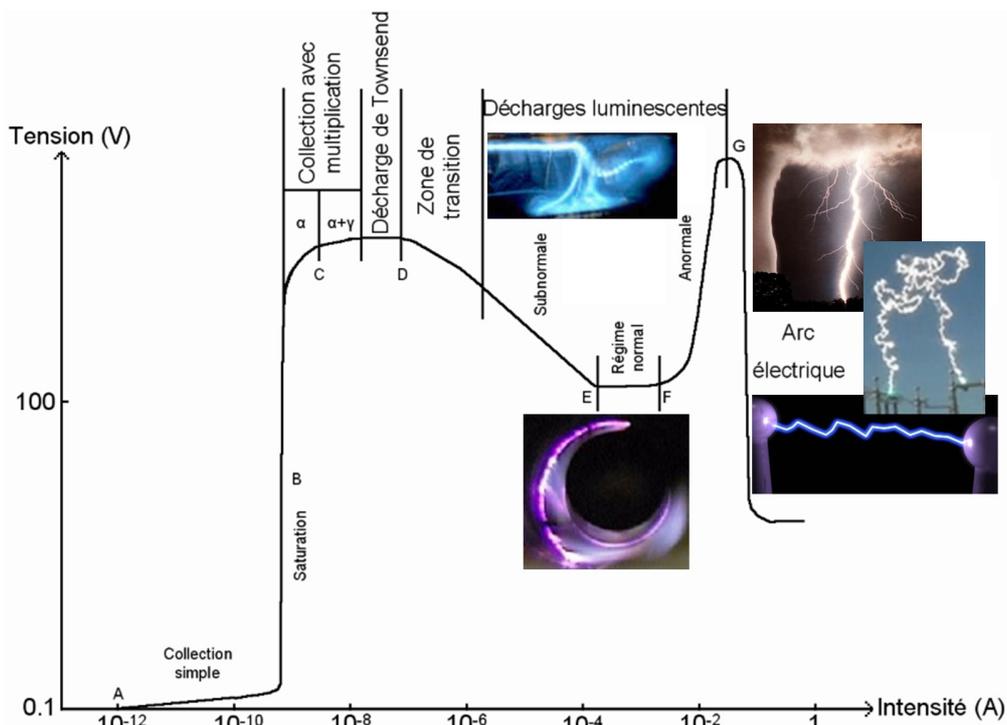


Figure 20 : Classification des décharges électriques.

Dans le paragraphe précédent, nous avons dit que l'arc électrique est une décharge électrique particulière. On est donc en droit de se demander ce qu'est une décharge électrique. En réalité, c'est un plasma froid positionné entre deux électrodes. En faisant varier la tension et l'intensité entre ces deux électrodes, le milieu qui y est compris (ou décharge électrique) passe par différents états. Ainsi, en fonction de « l'histoire » et de « l'état » dans lequel se trouve le gaz ionisé entre les deux électrodes, la tension et l'intensité, la décharge électrique peut prendre cinq régimes différents :

- décharges non autonomes,
- collection avec multiplication,
- décharges de Townsend,
- décharges luminescentes,
- décharges d'arc électrique.

De plus, pour certaines décharges électriques, il est également possible de distinguer encore différents états ([Ard1], [Vac1], [Vac2], [Men1] et [Rai1]). La figure 20 classe ces différentes décharges selon la tension et l'intensité de la décharge électrique.

### II.3.1. Décharges non autonomes.

Si on applique une tension faible entre deux électrodes, alors aucun courant électrique n'est observable au départ. Le gaz compris entre ces deux électrodes ne transmet pas de courant électrique. En effet, un gaz est diélectrique. Il est considéré comme un isolant presque parfait (A sur la figure 20).

En venant chauffer la cathode de manière directe ou indirecte, ou encore en lui appliquant un rayonnement ultraviolet, on a vu que cette cathode est capable d'émettre des électrons en plus ou moins grande quantité. Dans le cas présent (faible tension), ces électrons peuvent être libérés principalement par émission thermoélectronique (émission d'un électron due à une température élevée) et/ou par photoémission (émission d'un électron sous un rayon lumineux). Ils créent alors une charge d'espace devant la cathode. En augmentant la tension, on augmente également le nombre d'électrons collectés. Lorsque la tension reste faible, on parle alors de collection simple. Mais lorsque l'on augmente suffisamment la tension, on atteint alors un seuil de saturation de la collection des électrons (B sur la figure 20). Ce courant de saturation est plus ou moins important selon les conditions dans lesquelles la décharge se trouve.

Dans ce premier type de décharge, si on enlève la source d'énergie externe permettant la libération des électrons à la surface de la cathode (procédé thermique ou rayonnement ultraviolet), alors la décharge ne sera pas capable de s'entretenir d'elle-même et le courant électrique entre les deux électrodes disparaîtra aussitôt. On parle donc de décharge non autonome (décharge électrique entre A et B de la figure 20).

### II.3.2. Collection avec multiplication.

En augmentant encore la tension, les électrons gagnent de plus en plus d'énergie sous forme d'énergie cinétique. Une fois qu'un certain seuil d'énergie est atteint (autrement dit lorsqu'ils sont suffisamment accélérés), ces électrons sont alors capables d'arracher de nouveaux électrons. En effet, lors de collisions avec des atomes ou molécules constituant le gaz, des électrons peuvent être libérés. On parle d'ionisation. Ces nouveaux électrons libérés sont à leur tour accélérés et ils emmagasinent également suffisamment d'énergie pour venir ioniser d'autres atomes et molécules. Cet effet est appelé avalanche électronique et il provoque une augmentation rapide du courant électrique dans le milieu.

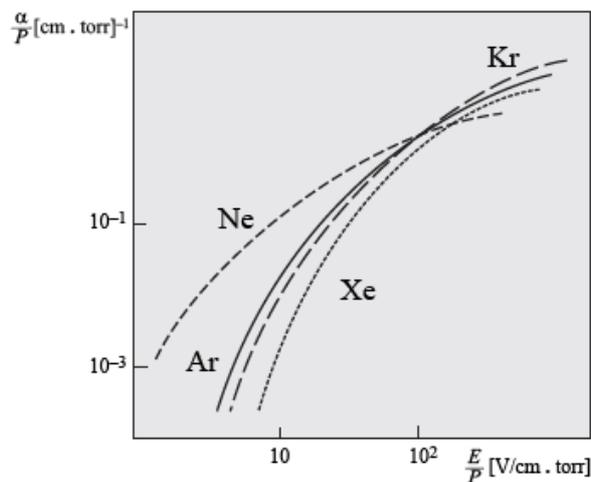


Figure 21 : Coefficient de Townsend en fonction du champ électrique pour 4 gaz rares (Source : [Rax1]).

À ce stade de la décharge, un premier coefficient  $\alpha$  est défini (premier coefficient de Townsend) afin de caractériser le nombre moyen de paires d'électron-ion créées par un électron libre sur un centimètre de parcours, lorsqu'il se déplace dans la direction du champ électrique. Ainsi, pour chaque électron quittant la cathode, il en arrive  $e^{\alpha d}$  sur l'anode, où  $d$  représente la distance entre les deux électrodes.

Dans ce type de décharge électrique (de B à C sur la figure 20), la densité de courant vers la cathode est égale à celle présente à la saturation (présentée dans le paragraphe II-3-1 précédent sur les décharges non autonomes). Dans la région de l'anode, le courant électrique présent provient seulement des  $e^{\alpha d}$  électrons y arrivant.

En augmentant encore la tension, l'intensité continue à s'accroître (à partir de C sur la figure 20). Dans le cas où la pression est suffisamment importante, cette intensité peut atteindre 1A (ce n'est pas le cas sur cette figure 20). Cette augmentation d'intensité du courant électrique est explicable par trois

phénomènes qui se superposent mais qui n'ont pas tout à fait la même importance. D'abord, les ions créés lors de la libération des électrons gagnent de l'énergie et s'accélèrent à leur tour. Tous ceux qui atteignent la cathode avec suffisamment d'énergie donnent chacun alors naissance à un électron dit secondaire. Ces derniers vont alors donner lieu à  $(e^{\alpha d}-1)$  paires d'ions qui vont eux-mêmes retourner à la cathode et arracher  $\gamma(e^{\alpha d}-1)$  électrons, où  $\gamma$  est le deuxième coefficient de Townsend. Le phénomène se répète donc encore et encore. Au final, un électron initial peut être la cause de la génération de  $Am$  électrons, où  $Am$  est le coefficient multiplicateur de la décharge (aussi appelé coefficient d'amplification). Ce coefficient vaut :

$$Am = \frac{\exp(\alpha_{amb} \cdot d)}{1 - \gamma \cdot (\exp(\alpha_{amb} \cdot d) - 1)} \quad (19)$$

Le deuxième coefficient de Townsend  $\gamma$  représente la probabilité qu'un électron soit émis à la cathode sous l'effet du bombardement de cette cathode par les ions positifs. Il décrit donc le phénomène de régénération des électrons. Ensuite lors de ces collisions, des photons sont émis dans le volume de gaz. Ces photons jouent un rôle supplémentaire sur l'extraction des électrons à la cathode. Enfin, les espèces neutres excitées (atomes métastables) ont également un rôle dans l'émission de ces électrons lorsqu'ils se dés excitent à la surface de la cathode.

Les décharges de type collection avec multiplication sont des décharges qui ne s'auto-entretiennent pas encore totalement. Elles ont toujours besoin d'un facteur extérieur.

### II.3.3. Décharges de Townsend.

Pour obtenir ce troisième type de décharge, nous partons d'une collection avec multiplication. Lorsque le champ électrique atteint une certaine valeur, chaque électron primaire crée un électron secondaire. À partir de là, il n'est donc plus nécessaire d'appliquer un facteur ionisant extérieur pour maintenir la décharge. Cette décharge est donc une décharge qui s'entretient d'elle-même. On parle de décharge autonome ou auto-entretenu.

Lorsque le dénominateur du coefficient d'amplification (formule (19)) devient nul, le milieu passe alors d'une phase faiblement conductrice à un plasma bon conducteur. On parle de claquage. Dans ce cas, le courant électrique n'est limité que par la résistance extérieure. De plus, la différence de potentiel aux bornes de ce type de décharge électrique est fixe. Cette tension est appelée tension d'amorçage statistique (pallier horizontal amenant à D sur la figure 20). Dans ce type de décharge, nous ne pouvons faire varier que l'intensité. On appelle condition d'auto-entretien, ou de Townsend la condition permettant d'avoir une décharge qui s'auto-entretient. Ainsi, en repartant de la formule (19), on trouve :

$$\alpha_{amb} \cdot d = \log\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (20)$$

#### II.3.4. Décharges luminescentes.

Si l'intensité continue à augmenter, la production très importante d'ions et d'électrons va alors atteindre un nouveau seuil. Ceci est dû au fait que les effets de charges d'espace et d'écrantage dominent les autres phénomènes. En effet, à cause du champ électrique, les ions et les électrons se déplacent et peuvent alors s'organiser en charges d'espaces (régions où on a des « amas » de charges identiques). Une charge positive va attirer des charges négatives et repousser les charges positives. Plus le nombre de charges négatives est grand, plus la charge positive les attire vers elle et finalement plus elle devient écrantée par ces charges négatives qui l'entourent. Cette phase est instable électriquement. C'est une zone de transition.

Une fois cette phase de transition franchie, la décharge se transforme alors en décharge luminescente. Cette décharge se caractérise par une haute tension et un faible courant. On l'appelle décharge luminescente en raison de sa forte émissivité dans les domaines optique et ultra-violet. Entre les deux électrodes, des zones luminescentes diffuses apparaissent. Cette décharge peut être encore divisée en trois genres de décharges différents selon que la tension décroît, croît ou reste constante. Lorsque l'on atteint le pallier de tension (entre E et F sur la figure 20), on parle de décharge luminescente normale. Avant d'atteindre cette décharge (avant E sur la figure 20), on est en présence d'une décharge luminescente qualifiée de subnormale. Enfin, après ce pallier de tension (entre F et G sur la figure 20), la décharge luminescente est décrite comme anormale.

En ce qui concerne la décharge luminescente normale, près de la cathode, le champ électrique décroît linéairement avec la distance à sa surface. C'est un bombardement ionique (deuxième coefficient de Townsend  $\gamma$ ) qui émet les électrons à la cathode. Cette région cathodique se comporte lors de cette phase comme un tube de Townsend. Le courant de la région cathodique n'est fonction que de la résistance extérieure. Puis, au fur et à mesure que l'intensité croît, la décharge recouvre de plus en plus la surface de la cathode. Lorsque toute la cathode est recouverte (F sur la figure 20), la densité de courant augmente alors et le champ devient plus élevé, ce qui provoque une augmentation de la tension et une diminution de la taille de la gaine cathodique (zone proche de la cathode).

Dans les décharges luminescentes, les ions perdent moins d'énergie par collisions que dans les décharges précédentes. Ils peuvent donc fournir d'avantage d'énergie à la cathode. La température de cette dernière augmente de telle sorte que l'émission thermoélectronique des électrons devienne très importante à la cathode.

#### II.3.5. Décharges d'arc électrique.

À force de monter en température, la cathode émet des électrons de plus en plus par émission thermoélectronique. Cette dernière provoque à un moment

donné une chute très importante de la tension pour une faible augmentation de l'intensité. L'émission thermoélectronique prend le relais sur l'émission secondaire (deuxième coefficient de Townsend  $\gamma$ ). La décharge électrique devient alors un arc électrique au moment où la dérivée de la tension par rapport à l'intensité de la décharge lumineuse anormale s'annule (G sur la figure 20).

L'arc électrique est une décharge électrique à basse tension et à courant élevé. Comme nous l'avons déjà constaté, la différence essentielle entre une décharge lumineuse et un arc électrique se situe au niveau de la nature de l'émission des électrons à la cathode. Alors que pour une décharge lumineuse, la totalité de la surface de la cathode est peu à peu recouverte, dans le cas d'un arc électrique, l'émission s'effectue uniquement à partir d'une région très localisée. C'est cette région que nous appelons couramment spot cathodique. Elle est très mobile.

En réalité, un arc électrique peut être amorcé autrement qu'en jouant sur le courant et la tension entre les deux électrodes afin de franchir les quatre régimes de décharge électrique décrits précédemment. En effet, un arc électrique peut également être amorcé en appliquant simplement une surtension entre les deux électrodes. Si la tension appliquée aux électrodes est supérieure à une valeur limite  $V_c$ , alors l'arc électrique est créé entre les deux électrodes. La tension  $V_c$  est appelée tension de claquage ou tension disruptive (selon que le champ électrique soit uniforme ou pas). De plus, précisons que pour que cette décharge électrique se maintienne d'elle-même, il faut également que la surtension appliquée aux électrodes soit supérieure à la tension d'amorçage statique  $V_s$ . La tension de claquage  $V_c$  dépend de la nature du milieu, de la pression et de la distance entre les deux électrodes. Cette tension de claquage pour un gaz donné, dans un champ électrique uniforme, est une fonction simple du produit de la pression  $P$  et de la distance entre les deux électrodes  $d$ . La relation entre ces différents paramètres est donnée par la loi de Paschen (figure 22) obtenue expérimentalement. Cette courbe est donnée pour une température fixée.

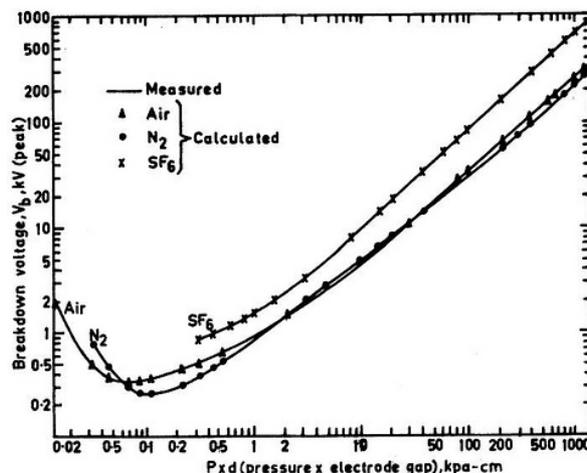


Figure 22 : Courbe de Paschen pour l'air, le  $N_2$  et le  $SF_6$  (Source : <http://electronicstructure.wikidot.com/electron-affinity-electronegativity>).

Précisons que le minimum de cette courbe (appelé minimum de Paschen) a été une surprise lors de sa découverte. En effet, intuitivement, on pourrait penser au départ que la tension de claquage a une dépendance monotone avec la pression et la distance entre les électrodes. Ce n'est pas le cas. En réalité, d'un côté, pour une distance inter-électrodes et une tension données, à basse pression, le libre parcours moyen des électrons est très grand. De ce fait, il est donc rare d'avoir des collisions capables d'ioniser. En raison du nombre limité de molécules présentes dans la zone, l'avalanche ionisante est donc également limitée. Dans ce cas, on a donc une tension disruptive élevée. D'un autre côté, à haute pression, les électrons ne peuvent plus acquérir suffisamment d'énergie pour pouvoir ioniser, entre deux collisions trop proches. Une pression trop élevée provoque une grande densité moléculaire et cette fois-ci le libre parcours moyen des électrons n'est alors plus suffisant pour déclencher facilement le phénomène d'avalanche. Ainsi, entre ces deux cas extrêmes, on imagine bien la possibilité d'un compromis optimal pour réaliser un claquage du milieu. Rajoutons de plus que ce minimum de Paschen ne dépend quasiment pas de la nature des électrodes. Il correspond en réalité aux conditions optimales de gain d'énergie entre deux collisions pour un électron se déplaçant dans le gaz considéré, à une température considérée. Selon l'espèce considérée, les niveaux des courbes sont différents, en revanche l'allure de ces courbes reste la même pour toutes les espèces.

#### II.4. Retour au diélectrique du milieu.

L'annulation du champ électrique entre les électrodes coupe le courant, mais ne fait pas disparaître pour autant l'arc électrique. L'extinction d'un arc électrique est une notion primordiale dans les domaines de disjoncteur électrique et d'arcs de coupure. Pour pouvoir caractériser la qualité de la coupure d'un gaz, une autre notion est introduite. Cette notion est le pouvoir de coupure. Elle correspond à la vitesse de transition entre l'état conducteur du plasma vers l'état diélectrique du gaz redevenu froid, à la fin de l'extinction. Afin de faciliter l'extinction d'un arc électrique, un soufflage peut être éventuellement utilisé (cas d'arc de coupure par exemple). Le paramètre qui décrit le mieux l'extinction d'un arc électrique reste sa température.

L'efficacité de la coupure d'un disjoncteur repose sur l'aptitude du plasma qui se développe dans sa chambre de coupure à retrouver rapidement des propriétés diélectriques. Cette efficacité dépend donc de l'aptitude du plasma à se refroidir au passage par le zéro du courant électrique. Cette vitesse de récupération d'un milieu diélectrique dans l'espace inter-électrodes dépend de la vitesse de recombinaison électrons-ions du plasma. Pour des courants électriques importants, c'est essentiellement le rayonnement qui assure les échanges énergétiques entre le cœur de l'arc électrique et son milieu environnant. En raison du refroidissement de l'arc électrique lors de l'extinction, le rayonnement devient moins efficace. Rajoutons que la turbulence qui se développe autour de

l'arc semble prendre un rôle également important dans le mécanisme de coupure.

Pour réussir une coupure électrique, il faut parvenir à rendre le milieu gazeux entre les deux électrodes qui se séparent de nouveau diélectrique. C'est-à-dire que le gaz qui s'est ionisé au moment de l'ouverture des contacts ne doit plus conduire le courant. Ceci sera d'autant plus simple à réaliser que l'on sera proche du zéro de courant. C'est à ce moment précis que se détermine la réussite ou l'échec d'une coupure. En effet, selon les contraintes électriques et les propriétés thermodynamiques (températures, densité et pression) présentes dans la chambre de coupure au moment du zéro de courant, il peut ou non y avoir un redémarrage de l'arc électrique. On parle alors de re-claquage et dans ce cas, la coupure a échoué.

Selon la quantité d'énergie apportée au milieu par rapport à l'énergie perdue par le plasma, ce dernier va alors être plus ou moins chaud, c'est-à-dire que les particules qui le constituent seront plus ou moins énergiques. Dans le cas d'un arc électrique, l'énergie principalement reçue par le gaz ionisé est l'énergie par effet Joule. Dans le cas d'un courant électrique alternatif sinusoïdal, cette énergie est maximale au maximum de l'intensité et elle s'annule au zéro du courant. L'énergie perdue par le milieu est conductrice, convective et radiative. Lorsque l'arc a beaucoup plus de pertes que de gains, il se refroidit et les électrons se recombinent ou sont victimes d'un phénomène d'attachement jusqu'au moment où il n'y aura plus suffisamment d'électrons pour transmettre le courant électrique. À ce moment précis de la coupure, le milieu redevient alors diélectrique. Une tension transitoire de rétablissement (TTR) est alors générée dans le milieu, le contraignant très fortement et pouvant alors le rendre à nouveau conducteur dans certains cas.

#### II.4.1. Re-claquages possibles.

Il existe deux types de re-claquages [Per1].

##### II.4.1.1. Le re-claquage thermique.

Lors d'un re-claquage thermique, le courant électrique redémarre immédiatement avec la tension du réseau au moment du zéro de courant. L'arc électrique n'a pas été suffisamment refroidi. Il n'a pas eu le temps de retrouver sa rigidité diélectrique. Ce type de re-claquage se produit lorsque la concentration des électrons libres et les conductivités électriques sont suffisamment élevées pour qu'une tension appliquée dans l'espace entre les deux électrodes produise immédiatement un courant post-arc, après le passage par le zéro du courant électrique. Ceci implique une augmentation de la température et donc de l'ionisation thermique, suivie par une augmentation de l'intensité. Une des caractéristiques de ce premier type de re-claquage est que la

tension entre les électrodes chute de manière lente. C'est le point critique des défauts en ligne (SLF).

#### II.4.1.2. Le re-claquage diélectrique.

Lors d'un re-claquage diélectrique, le courant électrique est arrêté un moment (le gaz redevient diélectrique un moment), mais, en raison d'une tension transitoire de rétablissement (TTR) trop importante, il repart. En effet, au moment de l'interruption du courant électrique, une tension apparaît aux bornes du disjoncteur. La TTR peut atteindre des valeurs jusqu'à 2 fois la tension du réseau et génère donc de fortes contraintes dans le gaz entre les deux électrodes. La partie initiale de cette TTR semble avoir une influence prépondérante dans le processus de la coupure ([Per2]). Ces aspects diélectriques sont également traités dans [Du1]. Le re-claquage diélectrique est initialisé par la génération initiale d'électrons libres qui peuvent gagner suffisamment d'énergie cinétique entre les collisions avec les particules lourdes pour créer des paires d'électrons-ions. Pour cela, il faut donc que l'énergie cinétique de l'électron incident soit supérieure à un certain seuil d'ionisation du gaz dépendant en plus des conditions dans lesquelles il se trouve. Dans ce deuxième type de re-claquage, la tension d'arc subit un effondrement rapide. Ce type de re-claquage correspond à la difficulté principale rencontrée lors des défauts aux bornes. Rajoutons enfin que la transition entre ces deux modes a été étudiée par Lee et Greenwood qui ont trouvé une concentration d'électrons au moment de la transition d'environ  $2 \times 10^{10}$  électrons/cm<sup>3</sup>.

Le facteur décisif pour déterminer s'il se produira un re-claquage diélectrique ou pas est le champ de claquage diélectrique des gaz chauds. Ce champ critique dépend de la température, de la densité et de la pression. En effet, à partir d'un certain seuil de champ électrique, le milieu peut re-claquer diélectriquement, c'est-à-dire qu'un canal conducteur peut être généré. C'est le champ électrique critique qui correspond au champ qui équilibre les processus de perte et de gain des électrons dans le plasma. Uchii conclut que le claquage d'un gaz inhomogène est possible dès lors que le champ critique est atteint dans n'importe quel endroit du disjoncteur ([You1]). En revanche, d'après le document [Esp1], il ne se produit pas spontanément après que la tension appliquée atteint la valeur seuil. On observe un léger temps de retard à l'amorçage décomposé en un retard statistique et un temps de formation.

#### II.4.2. Études sur re-claquage.

Selon les applications que l'on désire réaliser, il est donc nécessaire de connaître et de comprendre les phénomènes qui se déroulent lors de la transition entre un état diélectrique et un état conducteur d'un gaz, et inversement lors d'un retour au diélectrique d'un gaz ionisé. C'est par cette compréhension que l'on pourra alors mieux contrôler une application précise. Par exemple, certaines applications cherchent à avoir un état de gaz ionisé (exemple : applications à la

soudure [Bro1], [Rou1], [Sch1] et [Wen1], à la découpe à l'arc, à la destruction des déchets ou encore ioniseur [Ohs1]) et d'autres désirent avoir un retour rapide à un milieu diélectrique (application de la coupure électrique, [Che4]). C'est dans ce dernier domaine que se situe notre application des disjoncteurs électriques dont l'un des objectifs est de couper le courant électrique le plus rapidement possible, en « éteignant » donc l'arc électrique généré entre les deux électrodes le plus rapidement possible.

De nombreux scientifiques ([Bin1], [End1], [Per1] et [You1]) ont étudié le champ électrique critique sous lequel un milieu énergétique risque de re-claquer. Selon que le champ appliqué soit homogène ou pas, le re-claquage ne sera pas tout à fait identique. Sous une condition de champs quasi-homogène ([Bog1]), la formation du canal de claquage se fait en une seule étape alors que sous une condition de champs fortement inhomogène, la coupure sera bien plus incomplète en raison de la formation principalement de canaux dans les régions où le champ est le plus élevé. De plus, dans le cas d'un champ homogène, le champ critique est défini comme le rapport entre la tension de claquage et la distance inter-électrodes. Dans le cas d'un champ inhomogène, on parlera alors de champ disruptif.

En 1971, Perkins [Per1] a réalisé une étude sur le retour au diélectrique du SF<sub>6</sub> après un arc électrique. Dans ce travail, la méthode de recouvrement libre (« Free Recovery Method ») d'Edels et Crawford est utilisée. Cette méthode consiste à appliquer un courant d'arc continu à un milieu avant de l'annuler pendant environ 1 µs (ou moins), puis de réappliquer à ce milieu une nouvelle tension de manière abrupte. Le temps de rétablissement (défini ici comme le temps sans tension qu'il faut pour que la tension appliquée la seconde fois produise un arc électrique dans 50% des cas) est alors mesuré. Il a été observé dans ces travaux que ce temps augmente avec l'intensité et la tension appliquées.

En 1989, Endo [End1] propose de considérer la propagation d'un arc électrique au SF<sub>6</sub>, en mode streamer à vitesse très élevée (de l'ordre de 10<sup>7</sup>, voir 10<sup>8</sup> cm/s). Dans ces travaux, il calcule des tensions transitoires de claquages tout le long de l'électrode dont il ne garde que la minimale. Ces tensions sont obtenues à partir de pressions et de tensions électriques locales. Les pressions P sont obtenues à l'aide d'un programme hydrodynamique et les tensions électriques E<sub>0</sub> sont calculées à partir d'un programme d'analyse des champs électriques. À partir de là, il détermine les tensions de claquage (n et A sont des constantes) :

$$V_{Cr} = 100.A. \frac{P^n}{E_0^{loc}} \quad (21)$$

Dans [Bin1], Bini détermine que pour le SF<sub>6</sub> soumis à des conditions références (conditions standards, 0.1 MPa et 300 K), le champ électrique critique est égale à 8.9.10<sup>6</sup> V/m. Pour cela, il utilise un programme numérique 2D-axisymétrique,

prenant en compte l'évaporation de la tuyère, la turbulence avec un modèle k- $\epsilon$  et le rayonnement par une approche d'émission nette (NEC), mais négligeant les forces de Lorentz.

Dans ces travaux, les champs électriques de re-claquage sont présentés comme des fonctions de la pression et de la température. Mais d'autres scientifiques ([Shi2], [You1] et [Yua1]) pensent qu'il peut être judicieux de s'intéresser plutôt à la composition du milieu et des différents états de ses molécules pour pouvoir améliorer leurs modèles et ne pas passer à côté de certains éléments transitoires. Ainsi, dans [Shi2] et [You1], les champs électriques critiques de re-claquage sont calculés en prenant en compte en plus la cinétique chimique. Ils prennent en compte la composition donnée du milieu pour une plage de températures allant de 300 à 3000 K. Shinkai [Shi2] obtient le champ critique en utilisant l'équation de transport de Boltzmann. Le champ critique  $E_{\text{Critique}}$  est obtenu par définition lorsque la condition suivante est réalisée :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0 \quad (22)$$

Dans [You1], Yousfi utilise l'équation de Boltzmann multi-termes qui prend en compte non seulement les différentes espèces chimiques présentes dans le milieu, mais également l'état de ces particules. Par exemple, vers 1800 K, il semblerait que la population de SF<sub>6</sub> dans son état vibrationnel excité est en plus grande quantité que celle dans son état fondamental. Cette méthode est une méthode lourde avec un total d'environ 71 équations cinétiques. Il a également été réalisé précédemment le même genre d'études mais en faisant des hypothèses bien plus larges. Pour exemple, citons celle de Yan [Yan1] qui a travaillé avec du SF<sub>6</sub> à 3000 K, avec une pression de 0.2 MPa et seulement 6 réactions de génération et de perte de particules chargées. On peut citer également celle de Cliteur [Cli1] qui a décidé de faire l'hypothèse en raison d'un manque de données sur les collisions électrons-neutres que le gaz SF<sub>6</sub> chaud peut être composé de SF<sub>6</sub> et de seulement 3 espèces dissociées (F<sub>2</sub>, F et S). Dans ce travail, pour x allant de 1 à 4, les espèces SF<sub>x</sub> sont considérées comme équivalentes à F<sub>2</sub> alors que SF<sub>5</sub> est considéré comme équivalent au SF<sub>6</sub>.

### II.4.3. Critères de coupure.

Les fabricants de disjoncteurs électriques mettent au point des méthodes pour essayer de déterminer les échecs possibles de la coupure sous des contraintes données. Pour cela, ils développent donc des modèles numériques plus ou moins complets qui couplent des écoulements de fluide avec des calculs de champs électriques ([Bin1], [Bou4] et [Rob1]). Il ressort de l'ensemble des études lues au cours de ce travail que, pour augmenter la précision des simulations et ainsi mieux prédire un re-claquage possible, il est important de prendre en compte un maximum de phénomènes. Un des problèmes de cette remarque est l'énorme alourdissement des calculs. Les fabricants de disjoncteur essayent de

mettre au point des critères leur permettant ainsi de prédire clairement si une configuration donnée connaît un risque de re-claquage ou non.

Il existe trois critères principaux communément utilisés chez les fabricants de disjoncteurs lors de la conception de leurs appareils. Ces critères leur donnent des indices sur la réussite d'une coupure. Ils sont le G200ns ([Cho1]), le calcul du facteur  $(E/N)_{\text{critique}}$  ([Bou4], [Rob1] et [Shi2]) et celui du leader ([Bou4], [Que1] et [Uch1]). Le critère  $(E/N)_{\text{critique}}$  est un paramètre local contrairement aux critères G200ns et leader qui correspondent à des calculs plus globaux (respectivement calculs de conductance du milieu inter-électrodes et de l'énergie nécessaire pour ioniser de manière suffisante un tube).

#### II.4.3.1. Critère G200ns.

La KEMA (un des laboratoires d'homologation des disjoncteurs électriques) propose un critère de coupure qui est appelé G200ns. Il est utilisé dans la prédiction de l'interruption de SLF (Défaut de Court-Circuit). Pour cela, la conductivité électrique du milieu entre les deux électrodes est déterminée 200 ns avant le zéro de courant. Les performances de la coupure de SLF semblent être directement liées à cette conductance de l'arc électrique 200 ns avant le zéro du courant. La coupure semble être réalisée correctement lorsque cette conductance est inférieure à une valeur limite Glim, appartenant à l'intervalle [0.81;3.0] mS.

#### II.4.3.2. Critère E/N.

$(E/N)_{\text{critique}}$  correspond au rapport du champ électrique en chaque point avec la densité locale. Utiliser ce critère revient à comparer le rapport maximal obtenu sur l'ensemble des points du domaine d'étude et une valeur tabulée  $(E/N)_{\text{critique}}$ . Son but est donc de localiser les points critiques du disjoncteur. L'isolation électrique est assurée lorsque :

$$\frac{E}{N} < \left( \frac{E}{N} \right)_{\text{critique}} \quad (23)$$

Dans [Shi2], il a été observé qu'entre 300 K et 1500 K,  $(E/N)_{\text{critique}}$  chute légèrement lorsque l'on augmente la température. Cette chute est due à une perte de densité permettant ainsi une augmentation du libre parcours moyen des électrons et ainsi un gain d'énergie cinétique entre les différentes collisions. Pour des températures supérieures à 1500 K,  $(E/N)_{\text{critique}}$  chute dramatiquement en raison de la dissociation du SF<sub>6</sub> en molécules plus petites et en atomes de fluor. Ainsi, par exemple, pour une pression de 0.5 MPa et pour un champ homogène, on a :

## Partie II : Arcs électriques.

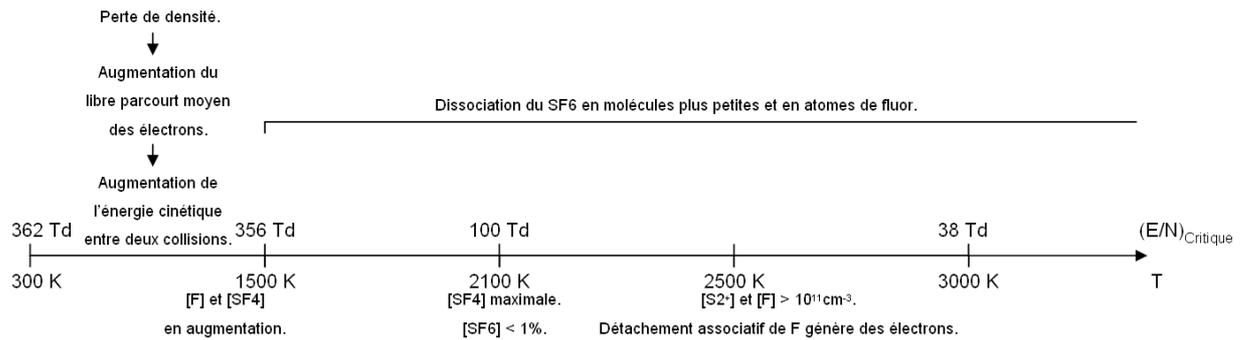


Figure 23 :  $(E/N)_{critique}$  en fonction de la température, pour une pression de 0.5 Mpa (Source : Montage à partir de [Shi2]).

Il a également été observé que  $(E/N)_{critique}$  peut chuter d'un facteur de presque 2 dans le cas d'un champ électrique non uniforme. Enfin, pour des courants forts, le gaz est alors chaud et le problème dépend fortement de la température, de la densité et de la pression, ce qui rend l'approche à partir du critère  $(E/N)_{critique}$  très difficile ([Rob1]).

### II.4.3.3. Critère Leader.

Un leader ([Que1]) est une décharge secondaire apparaissant dans un canal en raison de l'échauffement de ce dernier, lorsque la température devient supérieure à la température de dissociations des molécules du gaz (première phase autour de l'arc avant l'ionisation du milieu ambiant de l'arc). Ainsi, le calcul du leader consiste à calculer l'énergie qu'il est nécessaire pour qu'un leader se génère entre les deux électrodes, dans un champ électrique uniforme et pour une température et une densité fixées.

Cette énergie nécessaire dépend donc du volume du canal et de la température du gaz. Dans [Uch1], un sphéroïde est considéré alors que dans [Bou4], le leader est assimilé à un cylindre.

La propagation d'un leader n'est possible que si le potentiel de la tête est supérieur à une valeur seuil ([Esp1]). L'énergie minimale pour former le leader est celle nécessaire pour chauffer le gaz ( $SF_6$ ) dans le canal jusqu'à environ 3500 K. C'est à cette température que l'on considère que le  $SF_6$  devient conducteur. Pour calculer cette énergie nécessaire, il suffit donc de calculer la différence entre l'énergie seuil au moment du re-claquage et celle disponible au moment du calcul. Pour cela, le champ critique de re-claquage en fonction de la température est connu.

Le leader formé dans un gaz chaud doit être mince car comme l'énergie requise à sa formation varie selon le carré du rayon, une augmentation du rayon rendrait alors sa formation difficile. Le rayon est un paramètre critique de ce critère. Dans [Bou4] et [Uch1], le rayon et la longueur du leader sont en accord. Dans les deux cas, le rayon est pris égal à 2  $\mu m$  et la longueur à 10 mm.

De plus, que l'on soit dans des conditions d'inhomogénéités thermiques ou de champ électrique, le développement du leader est similaire. La différence essentielle est que dans des champs inhomogènes, le développement du leader tend à utiliser un état streamer intermédiaire permettant ainsi la formation du leader dans les régions de champ plus faible.

Enfin, si la combinaison de la température du gaz et du champ électrique est suffisamment élevée dans une région suffisamment grande alors le champ va s'effondrer. Cet effondrement de champ fournira l'énergie nécessaire à chauffer un canal de gaz filamentaire, c'est-à-dire créer un leader. Comme de plus, l'énergie disponible augmente rapidement avec la longueur du canal, une fois que le leader est amorcé, il est alors quasiment inévitable de l'arrêter dans sa croissance en un arc électrique.

## II.5. Conclusion.

Dans cette deuxième partie, nous avons repris les différentes caractéristiques et étudié les différentes classifications de l'arc électrique. Deux ouvrages [Rai1] et [Vac2] fondamentaux traitent de ce phénomène. Un arc électrique est une décharge électrique particulière. Il est donc composé de particules chargées et neutres, mais est globalement neutre. En jouant avec la température, le rayonnement ou encore en appliquant un champ vers un matériau, on parvient à générer des électrons et donc des décharges. Nous avons vu que spatialement, un arc électrique est découpé en 5 parties. Seule la colonne positive est plutôt bien comprise. Les quatre autres parties de l'arc électrique sont très mal connues. Des études ont été réalisées et des théories ont été proposées pour expliquer les phénomènes qui y prennent place. Mais aucune de ces théories n'est satisfaisante pour tout expliquer.

Une fois la présentation générale de l'arc électrique réalisée, nous sommes revenus à ce qui nous intéresse plus particulièrement dans le domaine de la coupure, à savoir les re-claquages thermiques et diélectriques, ainsi que les critères de coupure utilisés (G200ns, E/N et le leader).

Nous allons maintenant nous intéresser aux aspects scientifiques particuliers qui font l'objet de cette thèse : le déséquilibre thermo-chimique, le modèle utilisé pour réaliser nos simulations en déséquilibre et le modèle cinétique chimique que nous utilisons.

## III. Partie III :

### Aspects particuliers étudiés.

III.1.	Déséquilibre thermochimique.....	61
III.1.1.	Équilibre thermodynamique local (ETL).....	61
III.1.1.1.	Déséquilibre thermique.....	63
III.1.1.2.	Déséquilibre chimique.....	63
III.1.1.3.	Critère de validation de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local.....	63
III.1.1.3.1.	Critère de Griem.....	64
III.1.1.3.2.	Critère de Drawin.....	64
III.1.2.	Domaines d'étude prenant en compte un déséquilibre thermochimique.....	64
III.1.3.	Causes d'un écart à l'ETL dans le cas d'un disjoncteur électrique haute tension.....	65
III.1.3.1.	Régions anodique et cathodique.....	65
III.1.3.2.	Bordure de l'arc.....	66
III.1.3.3.	Rayonnement, fonction de distribution des vitesses non maxwellienne et diffusion ambipolaire.....	66
III.1.3.4.	Démixion.....	66
III.1.3.5.	Période d'extinction de l'arc électrique.....	67
III.2.	CARBUR.....	68
III.3.	Hypothèses de travail.....	68
III.4.	Modèle utilisé dans les simulations.....	70
III.4.1.	Système d'équations.....	70
III.4.1.1.	Équations d'évolution des espèces chimiques.....	70
III.4.1.2.	Équations de conservation de la quantité de mouvement.....	71
III.4.1.3.	Équations d'évolution des énergies et loi d'état.....	71
III.4.1.3.1.	Équation d'évolution de l'énergie totale.....	71
III.4.1.3.2.	Équations d'évolution des énergies de vibration.....	72
III.4.1.3.3.	Équations d'évolution de l'énergie électronique.....	72
III.4.1.3.4.	Loi d'état.....	73
III.4.1.4.	Formulation généralisée du système d'équations.....	73
III.4.2.	Modèle cinétique chimique et constantes chimiques.....	74
III.4.2.1.	Calcul général des constantes chimiques.....	74
III.4.2.1.1.	Calcul des coefficients directs.....	74
III.4.2.1.2.	Calcul des coefficients inverses.....	76
III.4.2.1.3.	Calcul des constantes d'équilibre.....	77
III.4.2.2.	Modèle cinétique chimique.....	77
III.4.2.3.	Validation du modèle cinétique chimique : expérience en tube à choc d'Allen.....	79
III.4.2.3.1.	Étude expérimentale.....	79
III.4.2.3.2.	Étude numérique.....	82
III.4.2.4.	Vérification de la composition chimique à l'équilibre obtenue pour 1 bar.....	85
III.4.3.	Tenseur des contraintes visqueuses.....	86
III.4.4.	Flux de chaleur par conduction.....	87
III.4.4.1.	Flux de conduction dus à la translation/rotation.....	87
III.4.4.2.	Flux de conduction dus à la vibration de l'espèce i et au mode électronique.....	88
III.4.4.3.	Traitement dans CARBUR.....	88

## Partie III : Aspects particuliers étudiés.

III.4.5.	Phénomène de diffusion.....	88
III.4.5.1.	Équation d'évolution de l'énergie totale.....	89
III.4.5.2.	Équations d'évolution des énergies de vibration.....	89
III.4.5.3.	Équations d'évolution de l'énergie électron/électronique.....	90
III.4.5.4.	Traitement dans CARBUR.....	90
III.4.6.	Termes sources.....	91
III.4.6.1.	Termes sources d'apparition des espèces chimiques $\omega_i$ .....	91
III.4.6.2.	Termes sources des équations de conservation de la quantité de mouvement $f_x, f_y$ .....	92
III.4.6.3.	Termes sources des équations d'évolution des énergies.....	92
III.4.6.3.1.	Différents termes sources des équations d'évolution des énergies.....	92
III.4.6.3.2.	Termes d'échange vibration/translation $Q_i^{Vib-tr}$ .....	94
III.4.6.3.3.	Termes d'échange vibration/vibration $Q_i^{Vib-Vib}$ .....	95
III.4.6.3.4.	Termes d'échange vibration/électronique $Q_i^{Vib-el}$ .....	95
III.4.6.3.5.	Termes d'échange vibration/chimie $Q_i^{Vib-Ch}$ .....	96
III.4.6.3.6.	Échanges dus aux collisions élastiques entre électrons et lourds $Q_{el}^{elastique}$ .....	98
III.4.6.3.7.	Pertes d'énergie par ionisation à la suite d'impact avec des électrons $Q_{el}^{ionisation}$ .....	98
III.4.6.3.8.	Travail de la pression des électrons $Q_{el}^{Pe-}$ .....	99
III.4.6.3.9.	Terme source de rayonnement $Q_{ray}$ .....	99
III.4.6.3.9.1.	Phénomène du rayonnement.....	99
III.4.6.3.9.2.	Rayonnement dans les simulations numériques.....	101
III.4.6.3.10.	Terme source d'effet Joule $Q_{joule}$ .....	103
III.4.7.	Énergies, enthalpies et relations thermodynamiques.....	104
III.4.7.1.	Énergies.....	105
III.4.7.1.1.	Énergie de vibration.....	105
III.4.7.1.2.	Énergie électronique.....	106
III.4.7.1.3.	Influence des hypothèses.....	107
III.4.7.2.	Enthalpies.....	108
III.4.7.3.	Capacités calorifiques massiques $C_V$ et $C_P$ .....	109
III.4.8.	Propriétés de transport.....	115
III.4.8.1.	Viscosité du mélange.....	116
III.4.8.1.1.	Modèle de Wilke.....	116
III.4.8.1.2.	Expression de Gupta (équilibre thermique).....	117
III.4.8.1.3.	Modèle de Blottner (déséquilibre thermique).....	117
III.4.8.1.4.	Modèle de Sutherland (déséquilibre thermique).....	118
III.4.8.1.5.	Modèle basé sur une approximation des formules de Chapman-Enskog.....	118
III.4.8.1.6.	Autres pistes.....	118
III.4.8.2.	Conductivité thermique.....	119
III.4.8.3.	Terme de diffusion.....	120
III.4.9.	Processus de relaxation.....	121
III.4.9.1.	Temps de relaxation vibration/électronique $\tau_i^{Vib-el}$ .....	121
III.4.9.2.	Temps de relaxation vibration/translation $\tau_i^{Vib-tr}$ .....	121
III.4.9.3.	Fréquence de collision d'une espèce i avec un électron $\nu_i^{el}$ .....	122
III.5.	Conclusion.....	123

## III.1. Déséquilibre thermo-chimique.

### III.1.1. Équilibre thermodynamique local (ETL).

La plupart des codes numériques actuels simulant un écoulement de fluide utilisent une hypothèse d'équilibre thermodynamique local (ETL). Faire cette hypothèse permet d'utiliser les lois générales de la conservation et d'équilibre. Ce sont ces lois qui permettent de simuler les écoulements, mais qui ne permettent pas de prendre en compte l'ensemble des phénomènes physiques présents dans les écoulements. Des approximations sont réalisées et elles peuvent poser certains problèmes lorsque de très forts gradients de température ou de densité apparaissent dans l'écoulement. Une première condition nécessaire pour pouvoir utiliser l'hypothèse d'ETL est l'absence de gradients locaux (température, densité et pression) « trop importants », afin qu'une particule diffusante dans le domaine d'étude puisse se thermaliser grâce aux collisions qu'elle subira.

Faire l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique local revient à découper fictivement le domaine d'étude du gaz étudié en une juxtaposition de volumes élémentaires suffisamment petits pour pouvoir considérer qu'à l'intérieur de tous ces volumes, la température est constante. Dans chaque volume élémentaire, une seule et unique température pour toutes les particules (qui s'y trouvent) est supposée (équilibre thermique). Cette température est appelée température locale. De plus, entre deux volumes élémentaires voisins, il peut exister de petites variations de température, de densité et de pression mais celles-ci doivent rester très faibles. Le fluide peut être vu comme une juxtaposition de plusieurs sous-systèmes disposés les uns à côté des autres. Chaque sous-système est suffisamment petit pour pouvoir négliger les gradients des propriétés thermodynamiques qui y prennent place, et suffisamment grand pour posséder un nombre de particules assez conséquent pour pouvoir considérer le milieu comme continu.

Un système est donc dit en équilibre thermodynamique si ses grandeurs intensives (température, pression, vitesse, densité) sont homogènes et stationnaires dans chacune des mailles. Sous le terme d'équilibre thermodynamique, il y a l'idée d'une microréversibilité des processus élémentaires qui se déroulent dans le système. Toute réaction chimique doit être compensée par sa réaction inverse (équilibre chimique). De plus, localement la fonction de distribution des vitesses est une fonction de Maxwell-Boltzmann. Cette notion d'équilibre thermodynamique local est décrite dans de nombreux documents comme par exemple les documents [Bel1], [Bro2], [Che1] ou [Vac2].

C'est le nombre de Damköhler  $Da$  qui détermine si la cinétique chimique est à l'équilibre ( $Da \ll 1$ ), figée ( $Da \gg 1$ ) ou en déséquilibre ( $Da \approx 1$ ). Ce nombre est sans dimension et il est égal au rapport du temps caractéristique de la relaxation chimique et du temps de transit des particules de l'écoulement.

La validité de l'équilibre thermodynamique local dépend en réalité de l'efficacité des collisions entre chaque particule composant le gaz. Il existe deux types de collisions : les collisions inélastiques et les collisions élastiques. La différence entre ces deux collisions réside entre la conversion ou la non conversion d'une partie de l'énergie cinétique des particules précédant la collision en énergie interne d'au moins une des particules concernées à la suite de la collision. Seules les collisions élastiques peuvent conduire à un équilibre thermique. Si les collisions entre électrons et particules lourdes (atomes, molécules et ions) ne sont pas suffisamment efficaces, alors les électrons ont rapidement une température supérieure à celle(s) des autres molécules. Les collisions entre les électrons et les particules lourdes sont directement proportionnelles au rapport des masses des différentes particules [Ben1]. Pour pouvoir utiliser l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local, il est donc nécessaire de vérifier deux points :

- La densité des électrons doit être suffisamment élevée dans le milieu : les collisions entre électrons et atomes doivent être prédominantes sur les autres phénomènes d'excitation. Les processus radiatifs doivent être négligeables devant les processus collisionnels. Comme nous allons l'expliquer plus tard, les différentes particules composant un milieu stockent de l'énergie selon différents modes internes d'énergie. Par collisions avec les électrons, ces particules gagnent généralement de l'énergie. Si le nombre de collisions est suffisamment important, alors ces particules parviennent à équilibrer tous leurs niveaux d'énergie. Sous ETL, les états excités sont peuplés en suivant la loi de Boltzmann. Grâce à ce premier point, le phénomène de microréversibilité des processus collisionnels nécessaires pour l'utilisation de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique est vérifié.
- Le deuxième point qu'il est important de vérifier pour pouvoir utiliser l'hypothèse d'ETL est l'absence de forts gradients de température et de densité (diffusion) dans le milieu.

L'hypothèse d'ETL est mise à mal dès lors que l'une de ces 2 conditions n'est plus vérifiée. D'une manière générale, le déséquilibre apparaît dans un système lorsqu'un processus s'arrange de lui-même, dans les conditions locales. Dans ce cas, le système est dit hors équilibre. Dans un écoulement fluide, le déséquilibre apparaît lorsqu'un processus s'arrange de lui-même avec un temps de l'ordre de grandeur de celui de l'écoulement. Cet écoulement est considéré en équilibre si ce temps d'accommodation est négligeable devant le temps d'écoulement (ou de transit). Enfin, si le temps de transit de l'écoulement est cette fois-ci négligeable devant le temps d'accommodation, alors le système est dit figé.

Précisons que l'équilibre thermochimique est une notion qui fait référence à 2 équilibres particuliers. D'une part, il considère l'équilibre thermique qui correspond à un équilibre entre tous les niveaux d'énergies rencontrés dans le système et d'un autre côté, il fait référence à un équilibre chimique.

### III.1.1.1. Déséquilibre thermique.

Les molécules d'un gaz se déplacent librement et elles ont plus ou moins de degrés de liberté selon qu'elles soient monoatomiques (3 degrés de translation) ou diatomiques (5 degrés de translation et de rotation). Une molécule (monoatomique et polyatomique) peut stocker de l'énergie de différentes manières possibles dans ses différents modes internes. Globalement, il existe 4 modes différents de stockage de l'énergie : translation, rotation, vibration et électronique. Dans un premier temps, ces particules peuvent stocker l'énergie sous forme d'énergie de translation produite par l'agitation thermique due au mouvement Brownien (mouvement aléatoire des particules dans le fluide autour de leurs mouvements moyens). Les particules se déplacent les unes par rapport aux autres. Elles ont chacune une vitesse et aussi une énergie cinétique propres. Pour les particules les plus grosses (polyatomiques), elles peuvent également stocker de l'énergie sous forme de rotation autour de leurs centres de gravité, ou encore en vibrant (mode de vibration). Enfin, toutes les molécules peuvent également être excitées électroniquement.

Entre les différents modes de stockage de l'énergie, des échanges existent et l'énergie peut ainsi s'homogénéiser (phénomènes d'échange et de relaxation). Ces échanges interviennent lors des collisions entre les particules [Sal1]. Mais, lorsque les températures sont élevées, il se peut que les particules n'aient pas le temps d'homogénéiser l'énergie dans ses différents modes de stockage. On parle alors de déséquilibre thermique. L'origine de ce déséquilibre de température peut prendre différentes formes : dissipation visqueuse, rayonnement thermique, ondes de choc fortes, transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent, instabilités de Görtler sur des parois courbées, thermochimie [Bou1].

### III.1.1.2. Déséquilibre chimique.

Selon la température et la pression, la composition des espèces chimiques présente dans le milieu évolue. Ainsi, avec une augmentation de la température, les molécules s'excitent, vibrent, puis se dissocient et enfin s'ionisent. À l'équilibre chimique, pour une température et une pression données, la composition du milieu est connue. Mais il peut arriver dans certaines régions du domaine d'étude et à certains moments, que la composition chimique ne soit pas la même que celle déterminée à l'équilibre. Dans ce cas, l'équilibre chimique n'est plus vérifié. Cet écart à l'équilibre peut par exemple être la conséquence d'une migration trop rapide d'une espèce donnée à un endroit donné, ne laissant ainsi pas le temps au système de se rééquilibrer.

### III.1.1.3. Critère de validation de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local.

Il existe différents critères pour vérifier la validité de l'ETL. Parmi eux, ceux de Griem et de Drawin sont souvent cités.

### III.1.1.3.1. Critère de Griem.

Selon la quantité d'énergie qu'une particule emmagasine, elle a des niveaux d'énergie plus ou moins élevés. Le premier niveau de la particule qui est rempli est le niveau fondamental. Puis, cette même particule emmagasine de l'énergie sur des niveaux supplémentaires (excités). On parle alors d'excitation. Pour Griem, l'équilibre thermodynamique local est valable lorsque les transitions spontanées entre le premier niveau excité et le niveau fondamental sont 10 fois inférieures aux transitions dues aux collisions par électrons. Il estime que l'ETL est vérifié si la densité des électrons est supérieure à la densité critique donnée par la formule :

$$N_e^{cr} = 9 \cdot 10^{11} \cdot (E_1 - E_0)^3 \cdot \sqrt{T_e} \quad (24)$$

### III.1.1.3.2. Critère de Drawin.

Le critère de validité de l'ETL de Drawin est plus restrictif que le précédent. Ce critère s'appuie sur les sections efficaces des molécules. Pour valider l'ETL local, Drawin considère qu'il faut :

$$N_e^{cr} = 6.5 \cdot 10^{16} \cdot \frac{g_{\max}}{g_{\min}} \cdot \left( \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_H} \right)^3 \cdot \left( \frac{k_b \cdot T_e}{E_H} \right)^{1/2} \cdot \left. \begin{array}{l} \phi_1(\Delta U_{\max}) \text{ atomes} \\ \phi_2(\Delta U_{\max}) \text{ ions} \end{array} \right\} \quad (25)$$

## III.1.2. Domaines d'étude prenant en compte un déséquilibre thermochimique.

Tous les écoulements à haute enthalpie sont sujets au déséquilibre thermochimique. Un écoulement à haute enthalpie est un écoulement dans lequel les quantités d'énergie présentes sont élevées. Ainsi, ce genre de problème a été étudié dans le domaine des écoulements supersoniques, voir hypersoniques (rentrées atmosphériques : [Gli1], [Gno1], [Gup1], [Mcg1] et [Tch1], écoulements en tube à choc : [Epi1], [Par2] et [Par3]) ou dans des problèmes plasmas ([Bae1], [Bou3] et [Tan1]).

Dans ce travail, nous avons pris une démarche similaire à celles utilisées pour étudier les écoulements devant un véhicule spatial en rentré atmosphérique. En effet, une capsule retournant dans l'atmosphère passe progressivement d'un milieu raréfié à continu, d'une vitesse hypersonique à une vitesse subsonique. Devant son nez, une onde de choc se décroche et le gaz est en déséquilibre thermochimique au travers de ce choc. Ce dernier est le siège d'un écoulement ralenti dont une partie importante de l'énergie cinétique est transformée en énergie interne. Cette élévation de l'énergie interne a pour conséquence d'augmenter très brusquement la température.

### III.1.3. Causes d'un écart à l'ETL dans le cas d'un disjoncteur électrique haute tension.

Les électrons présents dans l'arc électrique sont très mobiles par rapport aux particules lourdes. Ils peuvent donc emmagasiner beaucoup d'énergie sous forme d'énergie cinétique qu'ils restituent et répartissent ensuite plus ou moins efficacement aux autres particules, par collision. Ces collisions avec les autres particules (lourdes) provoquent un échauffement et une excitation des différents modes internes d'énergie des particules heurtées. Si cette excitation devient trop importante, il peut alors y avoir dissociation, puis ionisation de la particule. Ces deux phénomènes permettent l'entretien de la décharge et l'apparition de nouvelles espèces dans le milieu. Les particules excitées se dés excitent ensuite en cédant de l'énergie aux électrons, à d'autres particules et aux parois, lors de collisions avec ceux-ci. Il est donc envisageable de rencontrer du déséquilibre dans les régions et aux moments où de forts gradients des propriétés thermodynamiques existent. Les régions de l'arc électrique sujettes au déséquilibre thermo-chimique sont les régions proches des électrodes et des parois. De plus, le moment qui semble le plus critique pour l'ETL dans un disjoncteur électrique haute tension est la période précédant le zéro de courant (régime post-arc) lorsque la TTR impose un fort champ électrique au milieu. Enfin, au zéro du courant, comme l'effet Joule devient nul, la température de l'arc électrique connaît une très forte variation dans le temps.

Dans ce travail, nous avons décidé de travailler avec de l'azote (comme expliqué plus tard). Bourdon [Bou3] précise que le degré de déséquilibre vibrationnel observé dans les décharges d'azote dépend de différents facteurs : coefficients de recombinaison de l'azote atomique, temps de passage et puissance absorbée par la décharge.

#### III.1.3.1. Régions anodique et cathodique.

Dans les régions anodique et cathodique, l'hypothèse d'ETL est mise à mal. Comme nous l'avons déjà dit, de nombreuses incertitudes dans ces régions de l'arc électrique subsistent. En particulier, il existe de nombreuses incertitudes sur le rôle des charges d'espaces aux électrodes qui ont été étudiées de manière fine par Lowke [Low1]. Aucun modèle ne parvient à décrire complètement et correctement ce qui s'y déroule réellement. Dans ces deux régions, il existe des gradients des variables conservatives trop importantes pour pouvoir utiliser l'hypothèse d'ETL à bon escient. On ne peut pas non plus utiliser la loi de neutralité électrique en raison des charges d'espace. La plupart des modèles existant pour étudier ces régions utilisent en principe une approche cinétique chimique [Bel2], ou des approches à 2 (voir plus) températures ([Bro2] et [Cay1]). D'autres modèles couplent les deux précédentes. Par exemple, Gorchakov [Gor1] utilise un modèle multi espèces à 2 températures pour simuler le comportement d'un mélange Argon / vapeur métallique à l'anode. Les documents [Bel2], [Bro2], [Cay20], et [Low1] étudient la zone proche de la

cathode, ainsi que les documents [Bro2], [Gor1] et [Low1] proposent des modèles pour la simulation de la région anodique.

### III.1.3.2. Bordure de l'arc.

En bordure de l'arc électrique, il existe également de forts gradients des variables conservatives. En effet, le cœur de l'arc électrique est très chaud (la température peut dépasser 20000 K), alors que son environnement est beaucoup plus frais. Ainsi, aux bords de la colonne d'arc, contre les parois (si l'arc est confiné), ou encore dans le cas d'une injection de gaz froid dans le plasma dans la région de la cheminée, il est possible que l'utilisation de l'hypothèse d'ETL soit une erreur.

### III.1.3.3. Rayonnement, fonction de distribution des vitesses non maxwellienne et diffusion ambipolaire.

Le système peut s'écarter de l'équilibre thermodynamique local si l'absorption du rayonnement n'est pas parfaitement réalisée. Dans ce cas, la microréversibilité requise des processus radiatifs n'est plus assurée. En effet, le rayonnement est fonction des régions qu'il traverse avant d'arriver au point considéré. Ces régions sont le siège de gradients de température. Le rayonnement ne peut donc plus être assimilable à celui d'un corps noir. Autrement dit, l'arc électrique n'émet pas, ni n'absorbe parfaitement pour toutes les fréquences.

Une autre cause à un écart à l'équilibre thermodynamique local peut être le caractère non maxwellien des fonctions de distributions des vitesses des particules. Dans ce cas, la notion même de température change et il devient impossible d'appliquer les formules caractéristiques de l'ETL. Cet écart à l'ETL peut encore provenir de la diffusion ambipolaire. Cette dernière provoque une densité d'électrons sur l'axe de l'arc électrique plus faible que celle calculée à partir de la température du plasma, sous hypothèse d'ETL.

### III.1.3.4. Démixion.

Dans le cas d'un plasma au SF<sub>6</sub>, un autre phénomène peut aboutir à un écart à l'équilibre. Ce phénomène est la démixion ([Bel1], [Gle2], [Gon1] et [Raz1]). Elle a pour origine les mécanismes de diffusion et la différence entre les potentiels d'ionisation du Fluor F et du Soufre S. Ainsi, elle change la composition chimique du plasma en générant une sous-population de Soufre (atomes et ions) vers l'axe de l'arc électrique. À cet endroit, le rapport des concentrations M entre le Fluor et le Soufre devient alors plus grand que 6. M est défini de la manière suivante :

$$M_s^F = \frac{[F]}{[S]} \quad (26)$$

Cette sous-population de Soufre conduit à un appauvrissement d'électrons dans cette région par rapport à la composition d'équilibre.

Gonzalez [Gon1] a remarqué que lorsque le rapport de concentration M augmente, autrement dit lorsque la concentration du Soufre diminue par rapport à celle du Fluor, le coefficient d'émission net diminue aussi. Le rayonnement émis par le Soufre est plus important que celui émis par le Fluor. En comparant 2 modèles, un avec et l'autre sans prise en compte de la démixion, il conclut qu'il est conseillé de prendre en compte ce phénomène pour s'approcher des valeurs expérimentales. Enfin, il a été observé que le rapport de concentration M dépend de nombreux paramètres tels que le diamètre de l'arc électrique, l'intensité du courant et la position radiale du point d'étude.

### III.1.3.5. Période d'extinction de l'arc électrique.

Pendant la période d'extinction de l'arc électrique, au moment du zéro du courant électrique, l'hypothèse d'ETL peut encore une fois être mise en défaut. Lors de l'extinction d'un arc électrique, le soufflage réalisé sur le plasma est fort. En injectant du gaz froid dans les parties chaudes du gaz, une forte convection sur la zone d'arc est réalisée. Il en découle alors une recombinaison rapide des électrons avec les particules froides et la résistivité du plasma s'en voit modifiée. Il est alors important de connaître dans ce cas l'évolution de la composition chimique du milieu pour pouvoir simuler correctement l'écoulement dans la chambre de coupure. Gonzalez [Gon2] explique qu'un modèle prenant en compte seulement le déséquilibre thermique ne pourra jamais expliquer, à lui seul, le comportement d'un plasma où il existe aussi du déséquilibre chimique. Ce dernier résulte généralement de la turbulence et du fort refroidissement subi par le plasma. Ce refroidissement n'a pas la même valeur selon qu'il soit calculé ou non avec une hypothèse d'ETL. Le temps de refroidissement semble être sous-estimé sous une condition d'ETL (environ  $-10^8 \text{ K.s}^{-1}$ ).

De plus, Girard [Gir1] explique également que pendant l'extinction de l'arc dans les disjoncteurs, juste après le zéro du courant, la TTR tend à réchauffer les électrons, faisant ainsi augmenter leur température. Dans le cas de collisions non suffisamment efficaces, ces électrons auront donc une température bien supérieure à celle des autres particules. Cet écart de température entre les électrons et les particules lourdes signifie qu'une partie de l'énergie est capturée par les électrons avant d'être restituée aux particules lourdes pendant l'extinction, ce qui provoque un ralentissement du refroidissement et donc un risque de re-claquage plus important.

Pour pouvoir simuler correctement cette période essentielle du cycle de vie de l'arc électrique dans la réussite ou l'échec d'une coupure électrique, il peut donc être intéressant de coupler un modèle cinétique avec un modèle à plusieurs températures.

## III.2. CARBUR.

Pour pouvoir prendre en compte ces déséquilibres thermo-chimiques, nous avons utilisé un code de calcul recherche développé au sein du laboratoire IUSTI, à Marseille : CARBUR ([Bur1], [Car1], [Mou1] et [Tch1]). Ce code numérique multi-bloc permet de simuler des écoulements compressibles qui peuvent être en plus réactifs, en déséquilibre thermique et instationnaires. Il traite les flux visqueux en résolvant les équations de Navier-Stokes (décrites dans le paragraphe sur le modèle utilisé dans les simulations) et une version parallélisée de ce code existe.

La résolution numérique des équations de Navier-Stokes se fait en séparant la partie eulérienne (termes convectifs), de la partie visqueuse et des termes sources. Les termes convectifs sont calculés avec la méthode des volumes finis. Un problème de Riemann (problème de tube à choc) est résolu sur tous les bords de chacune des mailles de la géométrie. Les termes diffusifs demandent une évaluation de gradients. Pour cela, après une évaluation des grandeurs physiques au pas de temps suivant, dans chaque maille, par la méthode explicite des volumes finis et, après un changement de repère, les flux visqueux sont calculés par la méthode des différences finies. Les termes sources sont calculés de manière semi-implicite (et explicite pour l'effet Joule et le rayonnement).

Les simulations peuvent être réalisées en 1D, 2D ou 2D-axisymétrique. Dans les études de déséquilibre thermo-chimique, CARBUR prend en compte différents couplages entre les différents modes de stockage de l'énergie. En ce qui concerne la chimie, il prend en compte aussi bien les réactions d'échange, de dissociation que d'ionisation. Un module de combustion a également été intégré.

Enfin rajoutons que CARBUR comporte un modèle de turbulence (Spalart-Allmaras) développé pour les écoulements à hautes vitesses.

## III.3. Hypothèses de travail.

Pour pouvoir réaliser les simulations, un certain nombre d'hypothèses sont posées. Ces hypothèses sont les suivantes :

- Le milieu est supposé continu et laminaire. Les phénomènes de turbulence ne sont pas pris en compte dans ce travail. De plus, chaque composant (ou espèce chimique) du fluide pris séparément se comporte comme un gaz parfait.
- Le fluide est considéré comme newtonien : le tenseur des contraintes visqueuses est une fonction linéaire du tenseur des déformations. Les contraintes de cisaillement sont proportionnelles au gradient des vitesses.
- Pour des raisons de capacité et de temps de calculs, l'étude est réalisée en 2D-axisymétrie. Les simulations sont réalisées en 2 dimensions dans un plan, et en faisant une rotation de 360° de ce plan, le problème est alors supposé connu en 3 dimensions. Cette hypothèse peut être mise à

mal dans certaines régions des géométries simulées (disjoncteur électrique), mais est utilisée car elle permet de réduire énormément la lourdeur des calculs. Par exemple, les pieds de l'arc aux électrodes sont des points où en réalité, l'arc n'est pas accroché sur tout le tour des électrodes (électrodes poreuses). De même, les trous dans le volume d'expansion créent des phénomènes 3D et non 2D-axisymétrique.

- Les flux de conduction thermique sont déterminés à partir de la loi de Fourier.
- Les effets Dufour et Soret sont négligés. Seule, la diffusion binaire est considérée dans ce travail. Ainsi, pour déterminer les flux de diffusion, la loi de Fick est utilisée. En réalité, pour pouvoir utiliser cette loi de Fick, il faudrait supposer en plus que toutes les espèces présentes dans le domaine d'étude ont la même masse et le même diamètre [Car1]. Ce n'est pas le cas, mais c'est quand même cette loi qui est utilisée généralement pour prendre en compte la diffusion.
- En raison d'un plus grand nombre de produits de décomposition et d'une plus faible quantité de données pour le SF<sub>6</sub> que pour le N<sub>2</sub>, l'étude en déséquilibre sera réalisée avec de l'azote N<sub>2</sub>. Dans cette étude, en raison des plages de températures rencontrées, l'azote N<sub>2</sub> est décomposable en 5 espèces chimiques : N, N<sub>2</sub>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sup>+</sup> et électrons e<sup>-</sup>.
- Les différents modes de stockage d'énergie (translation, rotation, vibration et électronique) sont supposés complètement séparables les uns des autres. Autrement dit, les interactions qui peuvent exister entre les différents modes de stockage d'énergie sont négligées. Cette hypothèse permet de simplifier le calcul des propriétés thermodynamiques (énergies, chaleurs spécifiques et fonctions de partition).
- Chaque mode d'énergie est représenté par une température et les niveaux d'énergie de ces différents modes sont considérés comme étant peuplés suivant une distribution de Boltzmann. Les modes de translation et de rotation sont supposés pleinement excités et en équilibre à la même température, notée T. En effet, le temps de relaxation de ces deux modes d'énergie est très court par rapport à celui d'un écoulement. N<sub>2</sub> et N<sub>2</sub><sup>+</sup> sont supposées vibrantes et deux températures distinctes de vibration sont alors considérées. Ces températures sont notées T<sub>Vib-N<sub>2</sub></sub> et T<sub>Vib-N<sub>2</sub><sup>+</sup></sub>. Enfin, le déséquilibre électronique et l'énergie des électrons libres sont traités par une seule température électronique, notée T<sub>e</sub>. Précisons que dans les travaux de Tchien ([Tch1] et [Tch2]), il existe de réelles différences entre les différentes températures de vibration.
- Pour la vibration, il sera expliqué dans la suite qu'il existe deux modèles d'oscillateur : harmonique et non harmonique. De même pour la dissociation chimique, il existe deux modèles de différenciation : préférentielle et non préférentielle. Pour cette étude, le modèle d'oscillateur harmonique est utilisé et la vibration est considérée comme préférentielle. Plus les niveaux de vibrations sont élevés, plus la dissociation est probable.

- Enfin, il est supposé la possibilité de définir des états hors équilibre par des relations qui ont la même forme que celles déjà existantes et qui sont utilisées pour des cas à l'équilibre. Pour pouvoir utiliser ces relations en déséquilibre, il suffit simplement d'ajouter des termes de corrections déterminés à partir de données expérimentales.

### III.4. Modèle utilisé dans les simulations.

#### III.4.1. Système d'équations.

Pour pouvoir simuler l'écoulement de fluide réactif hors équilibre à l'intérieur de la chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension, un système d'équations comportant les équations de conservation est résolu.

##### III.4.1.1. Équations d'évolution des espèces chimiques.

Dans ce travail, l'écoulement est considéré comme réactif. Ainsi, l'équation de conservation de la masse est remplacée par les équations d'évolution de chacune des espèces chimiques considérées. Les 5 équations d'évolution des espèces sont du type :

$$\frac{\partial(\rho_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_i \cdot V_{xi})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i \cdot V_{yi})}{\partial y} = \omega_i \quad (27)$$

Chacune de ces équations permet le calcul de la densité d'une des 5 espèces chimiques. La densité totale  $\rho$  du système est la somme des densités de chacune des espèces composant le milieu :

$$\rho = \sum_i \rho_i \quad (28)$$

Pour pouvoir observer plus facilement la composition du milieu à un moment donné, une autre variable est définie. C'est la fraction massique  $Y_i$  :

$$Y_i = \frac{\rho_i}{\rho} \quad (29)$$

De plus, il peut être aussi intéressant de connaître le nombre de particules  $n_i$  présentes par unité de volume. La relation permettant de remonter à cette variable est :

$$n_i = \frac{N_a \cdot \rho_i}{M_i} \quad (30)$$

La masse réduite est définie comme le rapport sans dimension suivant :

$$\mu_{ik} = \frac{1}{\frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_k}} = \frac{m_i \cdot m_k}{m_i + m_k} \quad (31)$$

Enfin, précisons que pour simplifier le système, le mélange peut être supposé globalement neutre. Faire cette hypothèse consiste à considérer autant de

charges positives que de charges négatives. Ainsi, l'équation d'évolution des électrons peut être remplacée par une équation plus simple :

$$\rho_e = M_e \cdot \sum_{i=ions} \frac{\rho_i}{M_i} \quad (32)$$

### III.4.1.2. Équations de conservation de la quantité de mouvement.

L'étude étant réalisée en 2D-axisymétrique, le système contient donc deux équations de conservation de la quantité de mouvement. Ces équations sont de la forme suivante :

- Selon x :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + P)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial y} + \frac{\partial(\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(\tau_{xy})}{\partial y} = f_x \quad (33)$$

- Selon y :

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + P)}{\partial y} + \frac{\partial(\tau_{yx})}{\partial x} + \frac{\partial(\tau_{yy})}{\partial y} = f_y \quad (34)$$

### III.4.1.3. Équations d'évolution des énergies et loi d'état.

Comme une étude en déséquilibre thermique est réalisée dans ce travail, l'équation générale de conservation de l'énergie est alors remplacée par 4 équations d'évolution des énergies : 1 pour les modes translation/rotation, 2 pour les modes de vibration de  $N_2$  et de  $N_2^+$  et 1 pour le mode électron/électronique. Pour fermer le système, la loi d'état des gaz parfaits est utilisée.

Généralement, les modes de translation et de rotation sont considérés comme étant pleinement excités, en équilibre à la même température  $T$ . En effet, le temps de relaxation de ces deux modes d'énergie est très court par rapport à celui de l'écoulement. En revanche, les modes de vibration et électronique sont considérés en déséquilibre. Certains auteurs regroupent ces deux modes pour modéliser plus facilement leurs écoulements. Mais d'autres les séparent, ce qui pose des problèmes au moment de la détermination des propriétés thermodynamiques. Dans ce travail, les modes de vibration et électronique sont séparés. Nous présentons donc maintenant les différentes équations d'évolution des différentes énergies.

#### III.4.1.3.1. Équation d'évolution de l'énergie totale.

L'équation d'évolution de l'énergie totale est l'équation qui permet de remonter à la température  $T$ . En 2D axisymétrique, cette équation est mise sous la forme :

$$\frac{\partial(\rho e_{Tot})}{\partial t} + \frac{\partial(u(\rho e_{Tot} + P))}{\partial x} + \frac{\partial(v(\rho e_{Tot} + P))}{\partial y} + \frac{\partial(\tau_{xx} u + \tau_{xy} v + q_x + q_x^{diff})}{\partial x} + \frac{\partial(\tau_{yx} u + \tau_{yy} v + q_y + q_y^{diff})}{\partial y} = f_E \quad (35)$$

### III.4.1.3.2. Équations d'évolution des énergies de vibration.

En raison d'une très faible précision des valeurs expérimentales et afin de réduire les temps de calcul, certains travaux (Gnoffo [Gno1], Gupta [Gup1] et McGough [Mcg1]) regroupent les modes de vibration des différentes espèces vibrantes et travaillent ainsi avec une température unique de vibration  $T_{Vib}$ . Dans ce travail, on a autant d'équations d'évolution d'énergie vibrationnelle qu'on a d'espèces vibrantes dans le système. Deux températures de vibration sont considérées :  $T_{Vib-N2}$  et  $T_{Vib-N2+}$ .

Précisons que Haoui [Hao1], El Dabaghi [Eld1] ou encore Godart [God1] utilisent également ce dégroupage pour réaliser leurs études en déséquilibre thermique d'un modèle d'air. En posant  $N_{vib}$ , le nombre d'espèces vibrantes dans le système étudié (2 dans notre étude), les  $N_{vib}$  équations d'évolution de l'énergie de vibration s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{\partial(\rho.e_i^{Vib})}{\partial t} + \frac{\partial(u.\rho.e_i^{Vib})}{\partial x} + \frac{\partial(v.\rho.e_i^{Vib})}{\partial y} + \frac{\partial(q_{ix}^{Vib})}{\partial x} + \frac{\partial(q_{iy}^{Vib})}{\partial y} + \frac{\partial(q_{ix}^{Vib-diff})}{\partial x} + \frac{\partial(q_{iy}^{Vib-diff})}{\partial y} = f_{iE}^{Vib} \quad (36)$$

Dans le cas où une seule température de vibration est considérée, une énergie de vibration globale est calculée à partir de toutes les énergies de vibration des espèces vibrantes prises séparément. Une moyenne pondérée (par fractions massiques) de chacune des énergies de vibration des espèces vibrantes prises individuellement est réalisée. Le terme source est égal à la somme des termes sources de vibration de chacune des espèces vibrantes seules.

### III.4.1.3.3. Équations d'évolution de l'énergie électronique.

De nombreux modèles de plasma d'arc (Benallal [Ben1], Beulens [Beu1], Girard [Gir1] ou Gordakov [Gor1]) prenant en compte un déséquilibre thermique prennent en compte uniquement le déséquilibre thermique des électrons. En effet, ils ne prennent pas en compte les déséquilibres de vibration et électronique. Ils considèrent le milieu comme un milieu diphasique, avec d'un coté les électrons à la température électronique  $T_e$  et de l'autre, toutes les autres particules (lourdes) considérées à la même température  $T$ .

Dans les premiers travaux prenant en compte les déséquilibres vibrationnels et électronique, le mode électronique était généralement considéré en équilibre avec la vibration, à la température vibrationnelle  $T_{Vib}$ . Dans ce travail, les deux déséquilibres de vibration sont séparés du déséquilibre électronique. Ainsi, pour pouvoir déterminer la température électronique/électron, une équation d'évolution d'énergie supplémentaire doit être résolue : l'équation d'évolution de l'énergie électronique.

$$\frac{\partial(\rho.e_e)}{\partial t} + \frac{\partial(u.\rho.e_e + P_e)}{\partial x} + \frac{\partial(v.\rho.e_e + P_e)}{\partial y} + \frac{\partial(q_x^{el})}{\partial x} + \frac{\partial(q_y^{el})}{\partial y} + \frac{\partial(q_x^{el-diff})}{\partial x} + \frac{\partial(q_y^{el-diff})}{\partial y} = f_E^{el} \quad (37)$$

Précisons enfin qu'il serait également possible de traiter le déséquilibre électronique de la même façon que le déséquilibre de vibration, c'est-à-dire avec autant d'équations d'évolution de l'énergie électronique qu'il y aurait d'espèces chargées. Mais cette étude n'aurait pas une influence importante pour ce que l'on veut réaliser.

#### III.4.1.3.4. Loi d'état.

À ce stade de l'étude, on se retrouve avec une inconnue de plus que d'équations. Ainsi dans ce travail, pour pouvoir fermer le système d'équations, la loi d'état des gaz parfaits est utilisée. Chaque espèce du système prise séparément est considérée comme si elle était un gaz parfait. Ainsi, selon l'espèce considérée, cette loi s'écrit légèrement différemment :

- Si l'espèce considérée n'est pas un électron, alors on a :

$$P_i = \frac{\rho_i \cdot R \cdot T}{M_i} \quad (38)$$

- Si l'espèce considérée est cette fois-ci un électron, alors on a :

$$P_e = \frac{\rho_e \cdot R \cdot T_e}{M_e} \quad (39)$$

Pour obtenir la pression totale P, la loi de Dalton est utilisée :

$$P = \sum_{i \neq e} P_i + P_e \quad (40)$$

#### III.4.1.4. Formulation généralisée du système d'équations.

Le système d'équations résolvant le problème fluide ainsi défini peut alors se mettre sous la forme générale suivante:

$$\frac{\partial \vec{W}}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{F}(\vec{W})) + \vec{\nabla}(\vec{S}(\vec{W})) = \vec{\Omega} \quad (41)$$

Avec :-  $\vec{W}$ , le vecteur des variables conservatives. Ce vecteur comprend les grandeurs thermodynamiques recherchées. Il s'écrit :

$$\vec{W} = {}^T (\rho_i, \rho u, \rho v, \rho E, \rho e_{vib\_i}, \rho e_e) \quad (42)$$

-  $\vec{F}(\vec{W})$ , le tenseur des termes convectifs. Ce tenseur représente les flux d'Euler, aussi appelés flux eulériens. Comme l'étude est réalisée en 2D-axisymétrique, il est composé de 2 termes, un suivant les x et un autre suivant les y :

$$F_x(\vec{W}) = {}^T (\rho_i u, \rho u^2 + P, \rho u v, u(\rho e_{Tot} + P), u \rho e_i^{vib}, u(\rho e_e + P_e)) \quad (43)$$

$$F_y(\vec{W}) = {}^T (\rho_i v, \rho u v, \rho v^2 + P, v(\rho e_{Tot} + P), v \rho e_i^{vib}, v(\rho e_e + P_e)) \quad (44)$$

-  $\vec{S}(\vec{W})$ , le tenseur des termes diffusifs. Ce tenseur représente les flux visqueux laminaires et flux de chaleur, aussi appelés flux de Navier-Stokes. Il a aussi 2 composantes :

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

$$S_x(\vec{W}) = \left( \rho_i \cdot V_{xi}, \tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{yx}, \tau_{xx} \cdot u + \tau_{xy} \cdot v + q_x + q_x^{diff}, q_{ix}^{Vib} + q_{ix}^{Vib-diff}, q_x^{el} + q_x^{el-diff} \right) \quad (45)$$

$$S_y(\vec{W}) = \left( \rho_i \cdot V_{yi}, \tau_{yx}, \tau_{yy}, \tau_{yx} \cdot u + \tau_{yy} \cdot v + q_y + q_y^{diff}, q_{iy}^{Vib} + q_{iy}^{Vib-diff}, q_y^{el} + q_y^{el-diff} \right) \quad (46)$$

-  $\vec{\Omega}$ , le vecteur des termes sources :

$$\vec{\Omega} = \left( \omega_i, f_x, f_y, f_E, f_{iE}^{Vib}, f_E^{el} \right) \quad (47)$$

Les équations mises sous cette forme généralisée peuvent être résolue numériquement par le même solveur.

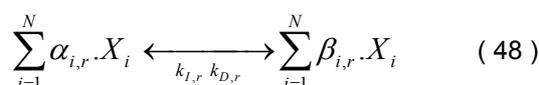
#### III.4.2. Modèle cinétique chimique et constantes chimiques.

Avec les températures atteintes, le gaz va se décomposer et s'ioniser. Le milieu n'est alors plus composé uniquement de  $N_2$ . Au contraire, il comporte des produits de décomposition du  $N_2$  tels que  $N$ ,  $N^+$ ,  $N_2^+$  et des électrons  $e^-$ . Les propriétés de l'écoulement s'en voient modifiées et il est donc important de prendre en compte la cinétique chimique.

##### III.4.2.1. Calcul général des constantes chimiques.

Comme nous allons le voir dans le paragraphe des termes sources, à chaque pas de temps, les équations d'évolutions des espèces sont résolues. Dans l'équation (5), le terme source  $\omega_i$  de chacune des équations d'évolutions des espèces nécessite le calcul des coefficients directs et inverses de chacune des réactions chimiques du modèle cinétique chimique étudié. Pour pouvoir calculer les coefficients inverses, il peut être nécessaire également de calculer les constantes d'équilibres.

Dans un système où  $N$  espèces chimiques réagissent les unes avec les autres selon  $N_R$  réactions chimiques, chaque réaction chimique  $r$  peut s'écrire sous la forme suivante :



##### III.4.2.1.1. Calcul des coefficients directs.

Pour calculer les coefficients des réactions directes, la loi d'Arrhenius est généralement utilisée. Cette loi traduit le fait que pour des réactions faisant intervenir deux molécules A et B, pour que A réagisse avec B, il faut obligatoirement une collision entre ces deux particules. À l'issue de cette collision, une partie de l'énergie cinétique des deux molécules est alors transformée en énergie interne du nouveau produit résultant de la rencontre de A et de B. Seuls les produits ayant emmagasiné une énergie supérieure à l'énergie d'activation ( $A_3 \cdot k_b$ ) pourront rester et réagir à leur tour. Cette loi reprend la théorie des collisions qui consiste à dire simplement que pour qu'une réaction

chimique ait bien lieu, il faut qu'il y ait des collisions entre les particules et que l'énergie cinétique des espèces s'entrechoquant soit suffisante pour passer une valeur seuil appelée barrière énergétique. Pour chacune des réactions  $r$  du modèle cinétique considéré, cette loi d'Arrhenius se met sous la forme suivante :

$$k_{D,r} = A_1 T_a^{A_2} \cdot \exp\left(\frac{-A_3}{T_a}\right) \quad (49)$$

Les coefficients  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$  sont tabulés et, comme nous allons le voir, différents jeux de coefficients existent. Dans cette étude, les réactions directes sont endothermiques. Différents facteurs peuvent venir modifier ces constantes d'équilibre : par exemple, la présence d'un catalyseur dans le milieu ou encore les niveaux des énergies vibrantes.

Un catalyseur est une substance chimique qui permet d'abaisser l'énergie d'activation de la réaction la plus lente du système des réactions chimiques et ainsi d'augmenter la vitesse de cette réaction. En aucun cas le catalyseur ne peut changer la position d'équilibre. Il intervient uniquement sur la vitesse avec laquelle on va atteindre l'équilibre. Dans notre système, aucun catalyseur n'est supposé.

En ce qui concerne l'énergie de vibration, elle joue un rôle important sur les réactions chimiques. Il est donc envisageable de faire un couplage entre la chimie et la vibration. Dans ce cas, il existe différentes modélisations selon qu'on considère une dissociation préférentielle ou non. En effet, dans un premier cas, il peut être considéré que les réactions de dissociations ont lieu avec la même probabilité pour tous les niveaux d'énergie vibrationnelle, du moment que les collisions sont suffisamment énergétiques entre les molécules diatomiques excitées vibrationnellement avec les autres particules mises en jeu lors de la collision. Dans ce cas, on parle de dissociation non préférentielle ([Mcg1]). Au contraire, dans un modèle préférentiel, il est considéré qu'au cours d'une collision suffisamment énergétique entre une molécule diatomique et une autre particule, la dissociation de la particule diatomique a lieu avec une plus grande probabilité si les quantités d'énergie des particules mises en jeu ont des niveaux d'énergie plus élevés. De manière très schématique, nous pouvons dire que plus une particule vibre, plus elle a une chance de se dissocier lorsqu'elle entre en collision avec une autre particule. Dans la plupart des modèles déjà existants, la correction sur les coefficients directs n'est apportée que pour les réactions de dissociation. Treanor et Marrone, ou encore Park, proposent des corrections pour considérer une dissociation préférentielle. Les premiers proposent simplement de multiplier les constantes directes de leurs réactions de dissociation par un coefficient supplémentaire. El Dabaghi ([Ald1]) et Godart ([God1]) appliquent également cette correction et rajoutent en plus une correction aux constantes de réaction des réactions d'échange. En ce qui concerne Park, pour prendre en compte le déséquilibre thermique, il utilise la loi d'Arrhenius en remplaçant la température  $T_a$  par une autre température  $T_{cont}$ , dite de contrôle. Pour calibrer cette température, il travaille avec des résultats expérimentaux en tube à choc d'Allen.

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

Cette température représente une moyenne pondérée des températures de translation, de vibration et/ou électronique. Park l'a définie de la manière suivante :

- Si la réaction de dissociation  $r$  considérée produit des électrons libres alors :

$$T_{cont}^{e-,libre} = T_e^{c_1} \cdot T_{vib}^{c_2} \quad (50)$$

- Sinon :

$$T_{cont} = T^{c_1} \cdot T_{vib}^{c_2} \quad (51)$$

Après comparaison avec des valeurs expérimentales, Park propose deux couples de valeurs pour  $C_1$  et  $C_2$  : dans un premier temps, il a utilisé le couple  $C_1=C_2=0.5$ , avant de finalement prendre  $C_1=0.7$  et  $C_2=0.3$  ([Par3]). Précisons enfin que pour des niveaux d'énergie très élevés, Sharma propose un autre couple de valeurs intermédiaire :  $C_1=0.6$  et  $C_2=0.4$ .

Dans notre étude, nous travaillons avec une différentiation préférentielle de type Park avec  $C_1=0.5$  et  $C_2=0.5$ .

#### III.4.2.1.2. Calcul des coefficients inverses.

Pour calculer les coefficients des réactions chimiques inverses, il existe principalement deux méthodes : soit la définition des constantes d'équilibre est utilisée, soit c'est la loi d'Arrhenius avec de nouvelles valeurs  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$  qui est appliquée pour chaque réaction. Cette dernière méthode peut poser des problèmes de convergence des simulations. En effet, comme les réactions directes et inverses sont calculées séparément, l'équilibre peut être mis à mal en raison de la précision des calculs. Pour les régions à l'équilibre, il faut que les taux directs et inverses vérifient une relation de microréversibilité. Ainsi, utiliser la méthode des constantes d'équilibre permet d'avoir une meilleure stabilité numérique des simulations. En utilisant une méthode avec des constantes inverses, les calculs peuvent diverger plus facilement. C'est la première méthode que nous utilisons dans ce travail.

Dans [Gup1], Gupta choisit de travailler avec la méthode utilisant la loi d'Arrhenius pour calculer les coefficients inverses de ses réactions chimiques. Dans son modèle, il utilise des coefficients proposés par Dunn et Kang [Dun1], dans le cas d'un équilibre thermique. Evans [Eva1] utilise également ce genre de modèle. Gupta précise que cette méthode reste valable pour des vitesses d'écoulement inférieures à environ 8 km/s, dans des cas de faibles densités et de grandes températures.

Par définition de la constante d'équilibre d'une réaction chimique, on obtient :

$$k_{I,r} = \frac{k_{D,r}}{k_{Eq,r}} \quad (52)$$

### III.4.2.1.3. Calcul des constantes d'équilibre.

Là encore, il existe différentes méthodes pour déterminer les constantes d'équilibre. En 1962, Davidson détermine les constantes d'équilibre des réactions chimiques à partir de l'énergie d'activation des réactions directes et des fonctions de partition présentes dans chacune des réactions chimiques. Janaf [All3] utilise aussi les fonctions de partition pour déterminer ses constantes d'équilibre. Elles peuvent également être déterminées théoriquement par l'énergie libre de Gibb's des espèces présentes dans la réaction.

Par simplification, une formulation polynomiale est proposée. Park [Gup1] a approché ses résultats par une méthode des moindres carrés fonction de la température et a obtenu le premier polynôme suivant :

$$k_{Eq,r} = \exp\left(A_{1,r} + A_{2,r} \cdot \frac{10^4}{T} + A_{3,r} \cdot \frac{10^8}{T^2} + A_{4,r} \cdot \frac{10^{12}}{T^3} + A_{5,r} \cdot \frac{10^{16}}{T^4} + A_{6,r} \cdot \frac{10^{20}}{T^4}\right) \quad (53)$$

Pour obtenir ce polynôme, Park a utilisé des valeurs pour 5 températures discrètes (2000, 4000, 6000, 8000 et 10000 K). Ainsi, au-delà de cette température de 10000 K, la validité de cette formule est mise en doute. Dans [Par1], il propose une nouvelle formulation avec de nouveaux coefficients :

$$k_{Eq,r} = \exp\left(A_{1,r} + A_{2,r} \cdot \frac{10^4}{T} + A_{3,r} \cdot \frac{10^8}{T^2} + A_{4,r} \cdot \frac{10^{12}}{T^3} + A_{5,r} \cdot \frac{10^{16}}{T^4}\right) \quad (54)$$

C'est cette formulation qui est utilisé dans notre travail. Dans [Can1] et [Tch1], il est également possible de voir une nouvelle formulation :

$$k_{Eq,r} = \exp\left(A_{1,r} + A_{2,r} \cdot \ln\left(\frac{10^4}{T}\right) + A_{3,r} \cdot \frac{10^4}{T} + A_{4,r} \cdot \frac{10^8}{T^2} + A_{5,r} \cdot \frac{10^{12}}{T^3}\right) \quad (55)$$

### III.4.2.2. Modèle cinétique chimique.

Dans ce travail, cinq espèces chimiques sont considérées : N, N<sub>2</sub>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sup>+</sup> et les électrons e<sup>-</sup>. Comme nous l'avons déjà dit, de nombreux travaux ont été réalisés dans le domaine de réentrées atmosphériques de capsule spatiale. Ainsi, de nombreux modèles ont été développés dans le cas de l'air. Par exemple, dans [Gno1] et [Par3], deux séries de données sont fournies dans le cas d'un modèle d'air de Park à 11 espèces chimiques et 21 réactions chimiques ([Gno1]) ou 51 réactions chimiques ([Par3]).

Il existe également de nombreux travaux en azote N<sub>2</sub> pur. Selon les travaux, les modèles cinétiques n'ont pas le même nombre de réactions chimiques et il est possible de trouver de nombreux modèles dans la littérature avec des coefficients plus ou moins différents. Dans [Bou2] et [Kuc1], des modèles à 8 réactions chimiques sont utilisés pour traiter des problèmes d'écoulement de plasma hors équilibre dans le diazote N<sub>2</sub> (un jet et un écoulement en couche limite pour [Bou2] et une application de propulsion par jet d'arc à faible puissance DC dans [Kuc1]). Dans [Gal1] et [Car2], une autre étude d'un écoulement à l'azote N<sub>2</sub> est réalisée. Elle traite de l'écoulement hors équilibre devant une

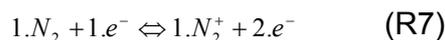
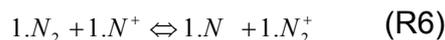
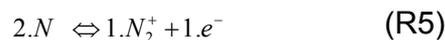
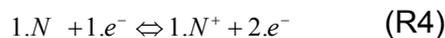
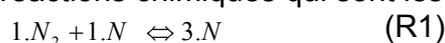
capsule spatiale en réentrée atmosphérique. Dans ces travaux, un modèle cinétique chimique à 10 réactions chimiques est utilisé.

Tous ces modèles se ressemblent mais aucun n'est exactement identique à un autre : des réactions sont différentes et des coefficients changent selon les modèles. Il existe donc plus ou moins de différences entre ces différents modèles disponibles et tous souffrent de grandes incertitudes sur les données ([Tch3]). De plus, généralement, les coefficients directs sont donnés mais les coefficients permettant de calculer les constantes d'équilibre, nécessaires au calcul des coefficients inverses, ne sont quasiment jamais présentés.

Park revient très souvent pour ce genre de problématique. Il a proposé différents modèles d'air et d'azote pur. Ainsi, pour l'air, Tchien [Tch1] et Candler [Can1] travaillent avec un modèle de Park à 7 espèces chimiques dont les valeurs sont tirées d'un modèle d'air à 11 espèces chimiques, présenté dans [Par1]. Gnoffo [Gno1] travaille avec un modèle d'air différent proposé par Park en juin 1987, comprenant 11 espèces chimiques et 21 réactions chimiques. Enfin, Park [Par3] présente un autre travail en 1993 qui comprend cette fois-ci 11 espèces chimiques et 51 réactions chimiques.

C'est à partir de ces modèles de Park que le modèle présent dans [Kuc1] a été développé. En effet, travaillant en  $N_2$ , ce modèle est un modèle d'air dans lequel ont été enlevées toutes les réactions chimiques contenant de l'oxygène. Park a également proposé un modèle au  $N_2$  en 1988, dans [Par2]. C'est ce dernier modèle qui est utilisé dans [Bou2]. Il est difficile de choisir un modèle déjà existant tant différentes versions ont déjà été proposées et en raison du manque de données telles que les coefficients nécessaires au calcul des constantes d'équilibre. La modification d'un seul des coefficients permettant le calcul des constantes directes et d'équilibre peut avoir une influence importante sur les résultats.

Dans ce travail, le modèle cinétique chimique retenu est un modèle cinétique à 5 espèces chimiques et 7 réactions chimiques qui sont les suivantes :



Les valeurs des coefficients utilisées pour le calcul des constantes directes et inverses sont données dans le tableau1.

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

	$K_{D,r}$			$K_{eq,r}$					Sources	
	A1	A2	A3	A1,r	A2,r	A3,r	A4,r	A5,r	Kd	Keq
$N_2+N=3N$	1.66E+16	-1.60	113200	1.858	-1.325	-9.856	-0.174	0.008	[Par2]	[Par1]
$2N_2=2N+N_2$	3.70E+15	-1.60	113200	1.858	-1.325	-9.856	-0.174	0.008	[Par2]	[Par1]
$N_2+e^-=2N+e^-$	8.30E+18	-1.60	113200	1.858	-1.325	-9.856	-0.174	0.008	[Par2]	[Par1]
$N+e^-=N^++2e^-$	2.50E+28	-3.82	168600	-3.441	-0.577	-17.671	0.099	-0.005	[Epi1]	[Par1]
$2N=N_2^++e^-$	1.79E+05	-0.77	67500	-4.992	-0.328	-8.693	0.269	-0.013	[Par2]	[Par1]
$N_2+N^+=N+N_2^+$	9.85E+06	-0.18	12100	0.307	-1.076	-0.878	-0.004	-0.001	[Par2]	[Par1]
$N_2+e^-=N_2^++2e^-$	5.16E+06	0.72	184300	-3.441	-0.577	-17.671	0.099	-0.005	[Epi1]	

Tableau 1 : Coefficients du modèle cinétique chimique.

C'est avec cette configuration que nous avons obtenu le meilleur compromis entre deux problèmes trouvés dans la littérature et qui nous a permis de faire un choix sur le modèle chimique que l'on décide d'utiliser. Ces deux problèmes vont être maintenant présentés avec les résultats que l'on obtient à partir de CARBUR. La première simulation est un problème d'écoulement supersonique dans un tube à choc qui a déjà été étudié numériquement par Epifanie [Epi1] et Park [Par2]. Ces deux études numériques se recalent sur deux autres études expérimentales antérieures qui ont occupées à plusieurs reprises Allen dans les années 1960 ([All1] et [All2]) et Sharma en 1991 ([Sha1]). Enfin, la seconde simulation consiste à étudier l'équilibre thermodynamique obtenu à partir de ce modèle cinétique chimique pour une pression de 1 bar et une gamme de températures comprises entre 300 K et 20000 K.

#### III.4.2.3. Validation du modèle cinétique chimique : expérience en tube à choc d'Allen.

Pour pouvoir valider notre cinétique chimique du  $N_2$ , nous avons repris un cas en tube à choc qui a été étudié plusieurs fois, par différents chercheurs. Cette expérience a été réalisée expérimentalement et numériquement.

##### III.4.2.3.1. Étude expérimentale.

Dans les années 1960, cette expérience a été réalisée pour la première fois, par Allen ([All1] et [All2]), au laboratoire AVCO-Everett Research Laboratory. Ainsi, en 1961, il réalisa une étude expérimentale [All1] sur le rayonnement émis par un choc dans du diazote  $N_2$ . Il étudia le rayonnement dont la longueur d'onde appartenait à la gamme  $[3.3 \cdot 10^{-7} \text{ m}; 7.1 \cdot 10^{-7} \text{ m}]$  et dont la température d'équilibre était comprise entre 6000 et 7000 K. Cette expérience a été réalisée avec des densités de particules faibles, comprises entre 0.01 et 0.2 fois inférieures à celles de l'atmosphère. Puis en 1965, il utilise une méthode spectroscopique [All2] pour pouvoir mesurer les températures de rotation, de vibration et électronique dans la région hors équilibre présente devant le choc.

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

Afin d'améliorer la précision de cette étude, Sharma [Sha1] a réalisé la même expérience en 1991. Il a mesuré les intensités du rayonnement émis devant le choc, dans du diazote  $N_2$ . Il en détermine également les températures de rotation  $T_{Rot}$  et de vibration  $T_{Vib}$  dans les régions à l'équilibre et hors équilibre.

Cette expérience est un tube à choc dans l'azote pur. Dans l'expérience de Sharma, le tube à choc a un diamètre de 10 cm (figure 24). Allen utilisa un tube en acier, alors que celui utilisé par Sharma était en aluminium afin de limiter la formation d'impureté lors des enregistrements.

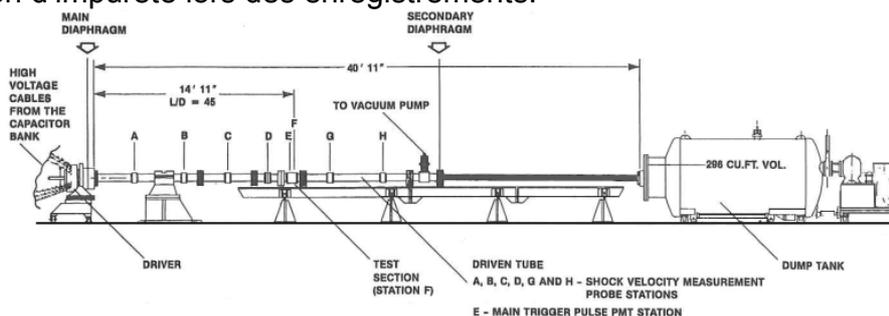


Figure 24 : Tube à choc utilisé par Sharma (source : [Sha1]).

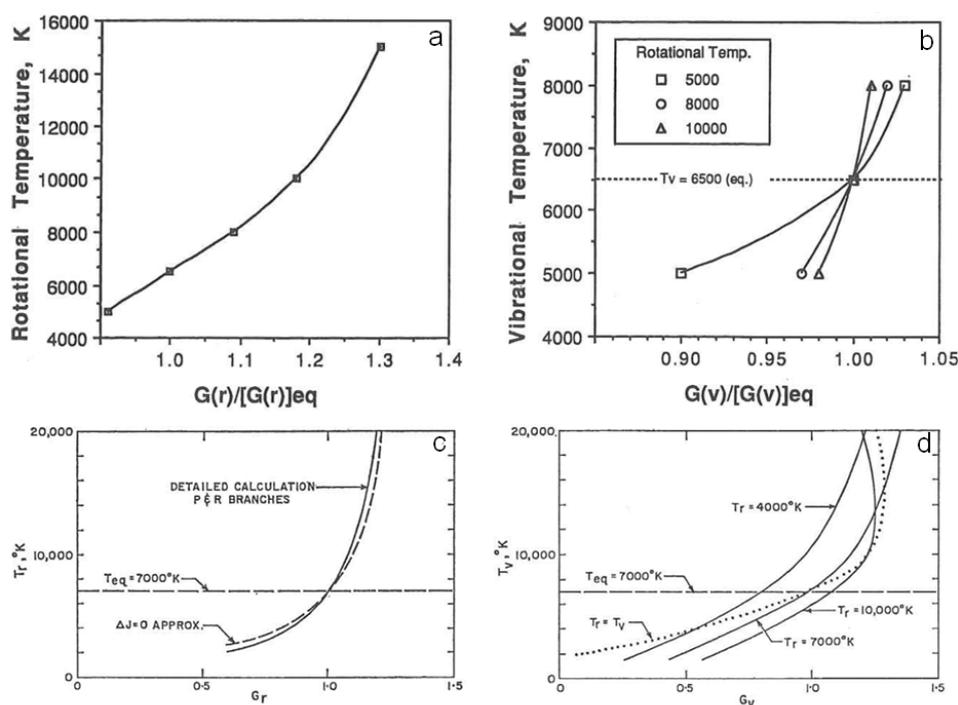
Entre ces deux travaux (ceux d'Allen et de Sharma), les temps de relaxation et la température d'équilibre obtenue s'accordent. En revanche, dans les régions hors équilibre, leurs températures de vibration  $T_{Vib}$  et de rotation  $T_{Rot}$  sont très différentes.

Pour calculer les différentes températures, Allen et Sharma ([All1], [All2] et [Sha1]) utilisent des techniques spectroscopiques. La procédure est similaire que l'on travaille pour la détermination de la température de rotation ou pour celle de la vibration. Ainsi, la méthode utilisée dans ce cas test se déroule de la manière suivante :

- Étape1 : calcul de la température d'équilibre  $T_{eq}$ . Pour cela, des spectres d'émission sont calculés numériquement en faisant varier la température  $T$ . Ces différents spectres sont comparés avec le spectre mesuré expérimentalement. Pour les calculs numériques de spectre, Sharma utilise un code propre à la NASA (NEQAIR). Avec ce code, il obtient une température d'équilibre de 6500 K. Avec un autre code de la Nasa (STRAP), la température d'équilibre obtenue est de 6520 K. Allen avait obtenu une température d'équilibre de 7000 K.
- Étape2 : détermination des températures de rotation et de vibration,  $T_{Vib}$  et  $T_{Rot}$ . Ces deux calculs sont découplés, mais ils restent similaires. Pour chacune des températures à calculer, il faut s'intéresser à une (température de rotation) ou deux (température de vibration) bande(s) rotationnelle ou vibrationnelle(s) du spectre d'émission. Pour chacune de ces bandes, une fonction  $G_{eq}$  est définie en un point donné du plasma. Cette fonction est calculée à la température d'équilibre (6500 K pour Sharma et 7000 K pour Allen). Pour la température de rotation, elle correspond au rapport entre l'intensité en un point de l'enveloppe

rotationnelle de la bande de vibration à une longueur d'onde donnée et l'intensité totale de la bande de vibration considérée. Pour la température de vibration, ces fonctions  $G_{eq}$  sont définies comme les rapports de la valeur du pic de l'intensité de la bande de vibration la plus élevée et les valeurs des pics des bandes de vibration considérées. Une fois que ces différentes fonctions  $G_{eq}$  sont définies, différentes fonctions  $G$  sont alors calculées de manière similaire, à partir des spectres obtenus numériquement en faisant varier uniquement la température (rotation ou vibration) que l'on veut mesurer. Dans le cas de la détermination de la température de rotation, on calcule la fonction  $G$  à partir des spectres obtenus numériquement en considérant que seulement la rotation est en déséquilibre ( $T=T_{vib}=T_e=T_{eq}$ ). L'hypothèse sous-jacente est que les effets de la température de vibration sur la rotation sont négligeables. Pour le calcul de la température de vibration, un calcul similaire est réalisé en faisant varier cette fois-ci uniquement la température de vibration  $T_{vib}$  et en considérant donc  $T=T_{Rot}=T_e=T_{eq}$ .

Les rapports  $G/G_{eq}$  sont alors tracés en fonction des températures recherchées. C'est à partir de ces tracés que les températures de rotation ou de vibration sont obtenues. Pour cela, ils sont comparés avec le spectre obtenu expérimentalement dans la zone hors équilibre. Les courbes d'Allen et de Sharma pour la rotation et la vibration sont données sur la figure 25.



- a:  $G/G_{eq}$  pour  $T_{Rot}$  dans Sharma.
- b:  $G/G_{eq}$  pour  $T_{Vib}$  dans Sharma.
- c:  $G/G_{eq}$  pour  $T_{Rot}$  dans Allen.
- d:  $G/G_{eq}$  pour  $T_{Vib}$  dans Allen.

Figure 25 : Courbes utilisées par Sharma et Allen pour déterminer les températures de rotation  $T_{Rot}$  et de vibration  $T_{Vib}$  (sources : [All2] et [Sha1]).

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

Dans ces deux travaux, il est observé que la température de rotation  $T_{Rot}$  semble être hors équilibre. En effet, dans la région hors équilibre, Sharma [Sha1] mesure une température de rotation  $T_{Rot}$  d'environ  $8800 \pm 203 K$ . Elle est considérablement plus faible que celle calculée par Allen (figure 26, [All2]) et que celle prédite par Park [Par2]. Contrairement à l'hypothèse que fait Park lors de ses simulations, ainsi que la plupart des chercheurs travaillant sur le déséquilibre thermo-chimique, Allen et Sharma sont en accord sur le fait que la température de rotation  $T_{Rot}$  n'est pas en équilibre avec la température de translation  $T$ .

En ce qui concerne la température de vibration  $T_{Vib}$ , Sharma trouve une température égale à  $6100 \pm 560 K$  pour le  $N_2$ . Dans [Epi1], Epifanie a également étudié les travaux de Moreau qui trouve pour le  $N_2^+$ , une température de vibration égale à  $9500 \pm 620 K$ . En ce qui concerne les résultats d'Allen, ils sont donnés sur la figure 26.

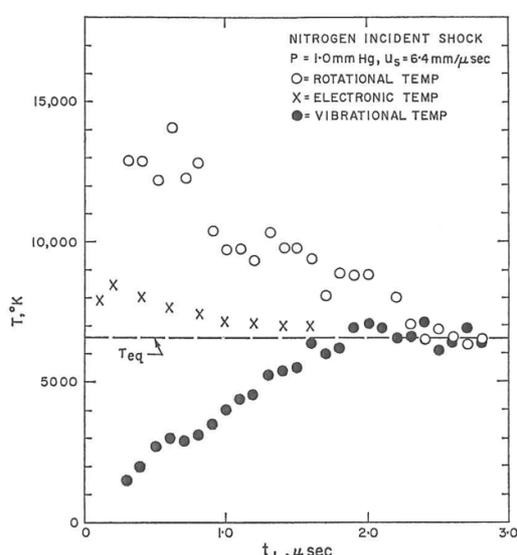


Figure 26 : Températures mesurées par Allen pour ce cas test (source : [All2]).

Précisons enfin que pour obtenir ses résultats, Sharma a travaillé sur les bandes du spectre du  $N_2^{(2+)}$ , alors que Allen a réalisé son étude à l'aide des bandes du  $N_2^+$ .

#### III.4.2.3.2. Étude numérique.

Comme nous l'avons déjà dit, ce problème a également été réutilisé pour valider des codes numériques. Ainsi, Park [Par2] a fait une étude numérique en 1988 sur ce problème. Il a réalisé des simulations à 2 températures et trouve des résultats en bon accord avec les résultats expérimentaux, sauf en ce qui concerne les températures de vibration  $T_{Vib}$  où la simulation surestime ce qui est observé par l'expérience. Comme dans notre étude, il utilise l'expression de Landau-Teller pour exprimer ses énergies de vibration  $E_{Vib}$ . Normalement, les populations des états vibrationnels lors de la combinaison de dissociation et

d'excitation vibrationnelle sont décrites de manière précise seulement en résolvant simultanément toutes les équations de conservation des différentes populations d'état vibrationnel (équations de Master). En réalité, pour des raisons de simplification du problème, la plupart des chercheurs utilisent l'expression de Landau-Teller.

De plus, Epifanie [Epi1] a également travaillé sur ce cas test pour valider son code numérique. Il retrouve des résultats similaires à ceux de Park, mais qui ne sont pas identiques. Epifanie travaille avec un modèle cinétique à 7 réactions chimiques alors que Park travaille avec seulement 6 réactions chimiques. Ainsi, pour valider le modèle cinétique chimique que nous utilisons dans notre étude, nous avons également réalisé des simulations sur ce cas test en tube à choc.

Pour réaliser nos simulations, nous avons donc réalisé un maillage fin qui est présenté sur la figure 27. Afin de stabiliser le choc, nous nous sommes mis dans les conditions initiales suivantes.

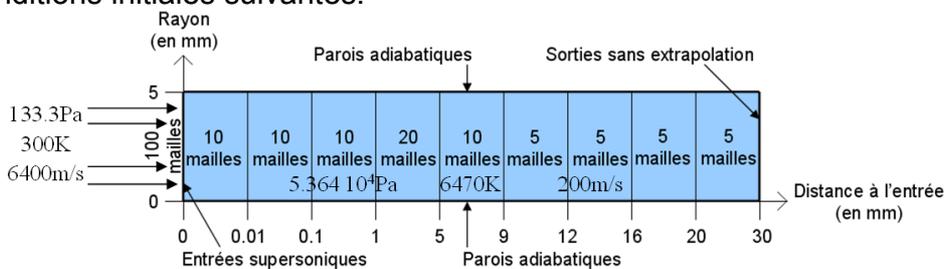


Figure 27 : Maillage de la géométrie étudiée.

Avec le modèle cinétique chimique que l'on utilise, on obtient un déséquilibre thermique dans la région de l'onde de choc, avant de retrouver un équilibre thermique comme indiqué sur la figure 28. Au travers de l'onde de choc (10 premiers centimètres), les températures de vibration sont différentes de la température de translation et de la température de rotation. Les températures de vibration du  $N_2$  et du  $N_2^+$  sont quasiment égales.

De plus, par rapport aux autres modèles, les résultats obtenus avec CARBUR, en ce qui concerne la température de translation, prédisent une température légèrement inférieure. La raison en est que le solveur utilisé avec CARBUR (HLLC) semble être trop diffusif. Précisons que sur la figure 28, les températures d'Epifanie [Epi1], de Park [Par2] et de Sharma [Sha1] sont représentées. En ce qui concerne les températures de Park [Par2], il a réalisé 3 simulations : une première en ne considérant qu'une seule et unique température, une seconde où il a calculé les coefficients directs à partir des températures de vibration et une troisième où il a calculé les coefficients directs à partir de la température de contrôle définie précédemment.

CARBUR atteint les mêmes valeurs de température que les autres modèles cinétiques qui sont supérieures à celles mesurées expérimentalement par Sharma [Sha1]. De plus, CARBUR semble prédire quasiment le même

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

comportement de température que Park [Par2] qui considère une dissociation préférentielle, avec l'utilisation d'une température de contrôle. Précisons que dans notre étude, c'est également ce qui est réalisé.

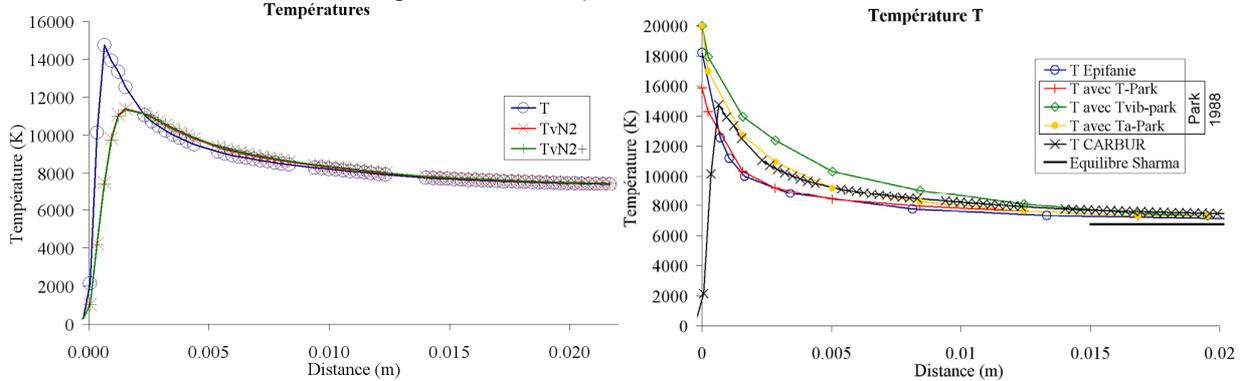


Figure 28 : Températures obtenues avec CARBUR et dans les autres modèles.

Concernant la température de vibration (figure 29), la première remarque qui peut être faite est que tous les modèles ne prédisent pas les mêmes limites et comportements. En ce qui concerne le diazote  $N_2$ , les simulations donnent des formes similaires à celles obtenues par les expériences d'Allen et de Sharma. En revanche, les paliers ne sont pas les mêmes : les simulations prédisent des températures de vibration du  $N_2$   $T_{vib-N_2}$  plus importantes qu'en réalité. Pour ce qui est de  $N_2^+$ , les expériences ne donnent pas du tout les mêmes résultats. Allen obtient une température de vibration de  $N_2^+$   $T_{vib-N_2}$  beaucoup plus basse que Sharma. Seul Epifanie a déterminé cette température et il obtient une température légèrement supérieure à celle de Sharma. D'une manière générale, CARBUR semble être excité sur une plus longue distance que les autres modèles, mais il est proche du comportement obtenu par Park pour ce qui est de la température de vibration du  $N_2$   $T_{vib-N_2}$  et de celui d'Epifanie pour celle de  $N_2^+$   $T_{vib-N_2}$ . Il semble relaxer légèrement plus lentement.

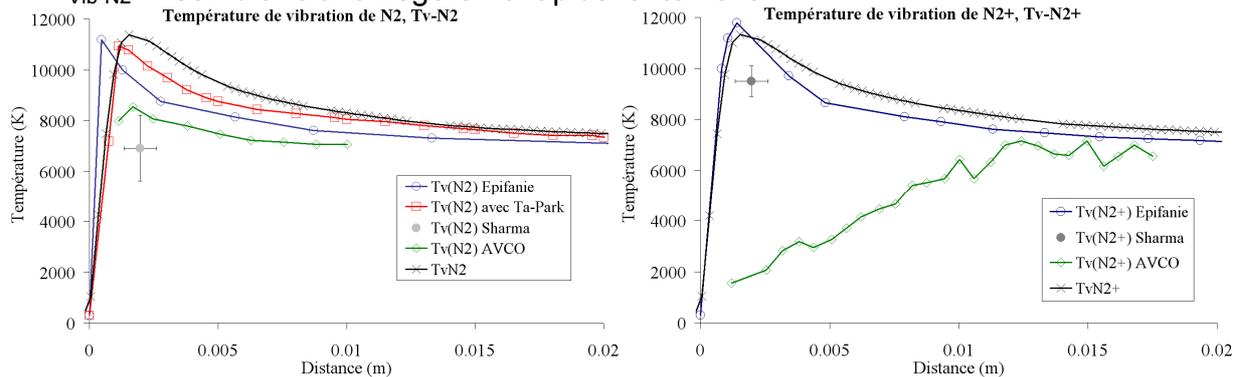


Figure 29 : Températures de vibration obtenues avec CARBUR et dans les autres modèles.

Enfin, en ce qui concerne la composition chimique (figure 30), le comportement de N et de  $N_2$  entre CARBUR et les résultats d'Epifanie sont similaires. En revanche, en raison d'un pic de température plus faible, le modèle que nous utilisons avec le solveur utilisé donne des densités de particules chargées beaucoup plus faibles que celui d'Epifanie. Mais ces quantités sont très basses

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

(négligeables). Comme dans le cas d'Epifanie, CARBUR prédit plus de  $N^+$  que de  $N_2^+$ .

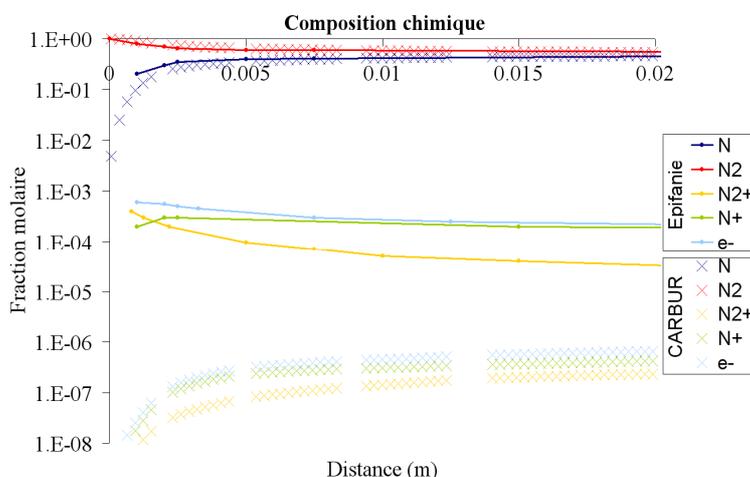


Figure 30 : Compositions chimiques obtenue avec CARBUR et Epifanie [Epi1].

CARBUR retrouve donc plutôt correctement les résultats obtenus dans la littérature sur ce cas test.

#### III.4.2.4. Vérification de la composition chimique à l'équilibre obtenue pour 1 bar.

Avant de poursuivre la présentation des équations du système à résoudre, nous avons également voulu vérifier que nous retombions sur un équilibre chimique satisfaisant. Pour cela, nous avons simulé dans une géométrie fermée carrée, un fluide au repos, en faisant en sorte que le calcul converge vers un état d'équilibre chimique dont la pression dans le domaine d'étude soit proche de 1 bar. La simulation a été réalisée pour différentes températures et les résultats obtenus sont présentés sur la figure 31. Ils sont comparés avec une courbe obtenue au laboratoire Laplace, de Toulouse, à partir de la loi d'action de masse nécessitant le calcul des fonctions de partition.

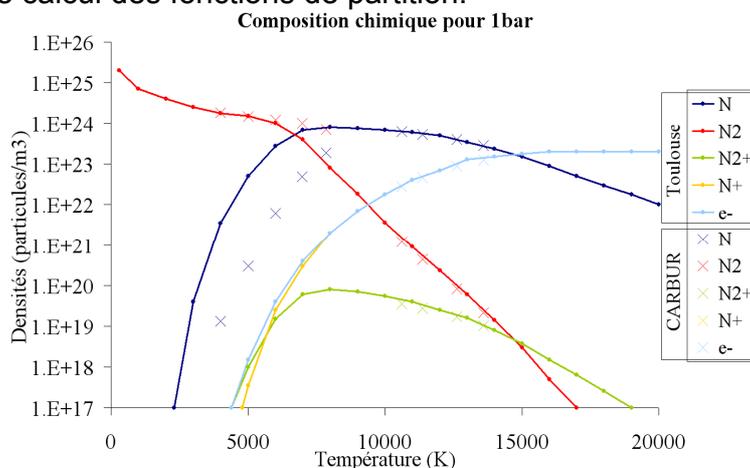


Figure 31 : Équilibre chimique obtenu avec CARBUR et le laboratoire Laplace de Toulouse (source : courbe du laboratoire Laplace, Toulouse).

À partir de 10000 K, la composition chimique à l'équilibre simulée à partir de CARBUR correspond bien aux valeurs obtenues par le laboratoire Laplace. En dessous, il existe des différences. Le diazote  $N_2$  ne se décompose pas assez rapidement en N et les autres espèces chimiques (les particules chargées en nombre très minoritaire) sont créées pour des températures plus importantes que ce qui a été calculé au sein du laboratoire Laplace.

Même si des différences existent, le modèle cinétique chimique du  $N_2$  utilisé dans CARBUR permet d'obtenir des résultats qui sont un bon compromis avec l'expérience d'Allen et l'équilibre chimique à 1 bar calculé au laboratoire Laplace, de Toulouse. C'est donc celui-ci que nous utiliserons pour réaliser notre étude.

### III.4.3. Tenseur des contraintes visqueuses.

En 2D-axisymétrique, le tenseur des contraintes visqueuses peut se mettre sous la forme :

$$\tau = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} \end{bmatrix} \quad (56)$$

Pour les fluides newtoniens, les quatre termes qui composent ce tenseur s'expriment de la façon suivante (formules de Lamé) :

$$\tau_{xx} = 2 \cdot \mu \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \mu' \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{v}{y} \right) \quad (57)$$

$$\tau_{yy} = 2 \cdot \mu \cdot \frac{\partial v}{\partial y} + \mu' \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{v}{y} \right) \quad (58)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (59)$$

Les termes  $v/y$  présents dans les termes diagonaux du tenseur des contraintes visqueuses sont des termes apparaissant uniquement en 2D-axisymétrique. La viscosité dynamique (ou viscosité de cisaillement), notée  $\mu$  et exprimée en Poiseuille (Pa.s), correspond au produit de la masse volumique ( $kg/m^3$ ) et de la viscosité cinétique de cisaillement ( $m^2/s$ ). Nous discuterons de la viscosité dans le paragraphe III-4-8, traitant des propriétés de transport. Les électrons ont une influence généralement négligeable devant les autres espèces dans les contraintes visqueuses [Pal1].

La viscosité de dilatation  $\mu'$  s'exprime à partir des viscosités de volume  $\eta$  et dynamique  $\mu$ . Par définition, elle s'exprime de la manière suivante :

$$\mu' = \eta - \frac{2}{3} \cdot \mu \quad (60)$$

L'hypothèse de Stokes qui est couramment utilisée consiste à dire que :

$$3.\mu'+2.\mu=0 \quad (61)$$

Ainsi, sous l'hypothèse de Stokes, la viscosité de dilatation  $\mu'$  ne s'exprime plus qu'à partir de la viscosité dynamique  $\mu$  :

$$\mu' = -\frac{2}{3}.\mu \quad \text{et} \quad \eta = 0 \quad (62)$$

Cette dernière hypothèse est fautive mais elle est en général utilisée dans les problèmes fluides afin de simplifier les simulations.

#### III.4.4. Flux de chaleur par conduction.

Les flux de chaleur par conduction thermique interviennent dans les calculs réalisés en Navier-Stokes. En Euler, ils sont considérés comme nuls.

En toute rigueur, les flux de conduction total selon x et y (intervenant dans l'équation d'évolution de l'énergie totale,  $q_x$  et  $q_y$ ) sont égaux à la somme des différents flux de chaleur par conduction dus aux différents modes d'énergie : translation/rotation, vibration, électronique :

$$q_x = q_x^{tr} + q_x^{Vib} + q_x^{el} \quad (63)$$

$$q_y = q_y^{tr} + q_y^{Vib} + q_y^{el} \quad (64)$$

Pour un calcul plus précis de ces termes, il faut faire intervenir les différentes températures. Il faut également prendre en compte que le gaz est décomposé en plusieurs espèces chimiques. Ainsi, la composante selon l'axe des x de ce terme pour chacune des espèces s'exprime de la manière suivante (la composante selon l'axe des ordonnées y est similaire) :

$$q_{ix} = q_{ix}^{tr} + q_{ix}^{Vib} + q_{ix}^{el} \quad (65)$$

$$q_{ix} = -(\lambda_i^{tr} + \lambda_i^{rot}) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} - \lambda_i^{Vib} \cdot \frac{\partial T_{Vib}}{\partial x} - \lambda_i^{el} \cdot \frac{\partial T_e}{\partial x} \quad (66)$$

$$q_{ix} = -\mu_i \cdot \left[ \left( \frac{5}{2} \cdot C_{V,tr}^i + C_{V,rot}^i \right) \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + C_{V,Vib}^i \cdot \frac{\partial T_{Vib}}{\partial x} + C_{V,el}^i \cdot \frac{\partial T_e}{\partial x} \right] \quad (67)$$

##### III.4.4.1. Flux de conduction dus à la translation/rotation.

Pour déterminer la conduction de chaleur de chacune des espèces due aux modes de translation et de rotation, la loi de Fourier est utilisée :

$$q_{ix}^{tr} = -\lambda_i^{tr} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad \text{et} \quad q_{iy}^{tr} = -\lambda_i^{tr} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \quad (68)$$

Pour déterminer la conductivité thermique du mélange, différentes méthodes peuvent être envisagées. Malgré la faible précision de la méthode de Wilke, c'est celle-ci qui est généralement utilisée. Cette formulation sera décrite dans le paragraphe III-4-8 traitant des coefficients de transport (plus particulièrement celui de la viscosité III-4-8-1).

Globalement, les flux de conduction thermique dus aux modes de translation et de rotation s'expriment de la manière suivante :

$$q_x^{tr} = \sum_{i=1}^N \frac{-\lambda_i \cdot X_{\mu i}}{\phi_i} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad \text{ou} \quad q_x^{tr} = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (69)$$

$$q_y^{tr} = \sum_{i=1}^N \frac{-\lambda_i \cdot X_{\mu i}}{\phi_i} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \quad \text{ou} \quad q_y^{tr} = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \quad (70)$$

Le calcul de la conductivité thermique du milieu  $\lambda$  est décrit dans le paragraphe traitant des coefficients de transport III-4-8. Dans cette thèse, comme ces données sont tabulées dans [Gle1], elles peuvent être calculées par double interpolation linéaire, connaissant la température T et la pression P.

#### III.4.4.2. Flux de conduction dus à la vibration de l'espèce i et au mode électronique.

Les flux de conduction dus à la vibration des espèces i interviennent dans les équations de conservation des énergies totale et vibrationnelles des espèces i correspondantes :

$$q_{ix}^{vib} = -\lambda_i^{vib} \frac{\partial T_i^{vib}}{\partial x} \quad \text{et} \quad q_{iy}^{vib} = -\lambda_i^{vib} \frac{\partial T_i^{vib}}{\partial y} \quad (71)$$

Enfin, les composantes du flux de conduction dues aux modes électroniques des espèces interviennent dans les équations de conservation des énergies totale et électronique. Ils se mettent sous la forme :

$$q_{ix}^{el} = -\lambda_i^{el} \frac{\partial T_e}{\partial x} \quad \text{et} \quad q_{iy}^{el} = -\lambda_i^{el} \frac{\partial T_e}{\partial y} \quad (72)$$

#### III.4.4.3. Traitement dans CARBUR.

Comme la conduction thermique n'intervient qu'en Navier-Stokes, ce terme de conduction est alors regroupé avec la diffusion pour calculer les flux de chaleur des équations d'évolution des énergies. En procédant de la sorte, les différents flux de chaleur à calculer utilisent des formulations simplifiées utilisant le nombre de Lewis Le. Ces termes sont exprimés dans le paragraphe III-4-5-4.

#### III.4.5. Phénomène de diffusion.

La diffusion peut être vue comme la somme de trois flux différents. Une première partie de cette diffusion est la conséquence de la présence de gradients de concentration dans le domaine d'étude. Une deuxième partie de cette diffusion peut être due à la présence des gradients de pression. Enfin, le dernier flux correspond à une diffusion thermique due aux transferts de chaleur conductive.

Dans la plupart des modèles étudiés au cours de cette thèse, le mélange est généralement supposé se comporter comme un mélange binaire. Et les effets Soret (le gradient de température génère un gradient de concentration) et Dufour (le gradient de concentration génère un gradient de température) sont négligés.

Au final, la diffusion est alors obtenue à partir de la loi de Fick :

$$\rho \cdot \vec{V} = -D \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\rho) \quad (73)$$

$$\text{soit :} \quad \rho_i \cdot V_{xi} = -\rho \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad \text{et} \quad \rho_i \cdot V_{yi} = -\rho \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial y} \quad (74)$$

Les coefficients de diffusion  $D_i$  sont traités dans le paragraphe sur les coefficients de transport III-4-8.

### III.4.5.1. Équation d'évolution de l'énergie totale.

Dans l'équation d'évolution de l'énergie totale, le flux de diffusion total se décompose en deux parties :

$$q_x^{diff} = \sum_{i=1}^N \rho_i \cdot h_i \cdot V_{xi} = -\rho \cdot \sum_{i=1}^N h_i \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad (75)$$

$$q_y^{diff} = \sum_{i=1}^N \rho_i \cdot h_i \cdot V_{yi} = -\rho \cdot \sum_{i=1}^N h_i \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial y} \quad (76)$$

### III.4.5.2. Équations d'évolution des énergies de vibration.

Dans les équations d'évolution des énergies vibrationnelles, les flux de diffusion dus aux modes de vibration sont exprimés à partir des flux de diffusion dus à la vibration de chacune des espèces vibrantes :

$$q_{ix}^{Vib-diff} = \rho_i \cdot e_i^{Vib} \cdot V_{xi} = -\rho \cdot h_i^{Vib} \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad (77)$$

$$q_{iy}^{Vib-diff} = \rho_i \cdot e_i^{Vib} \cdot V_{yi} = -\rho \cdot h_i^{Vib} \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial y} \quad (78)$$

Dans le cas d'une seule température de vibration, les deux composantes selon les x et les y du flux de diffusion dû aux modes de vibration sont égales à la moyenne pondérée (par fractions massiques) des flux de diffusion de chacune des espèces vibrantes :

$$q_x^{Vib-diff} = \sum_{i=1}^N \rho_i \cdot e_i^{Vib} \cdot V_{xi} = -\rho \cdot \sum_{i=1}^N h_i^{Vib} \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad (79)$$

$$q_y^{Vib-diff} = \sum_{i=1}^N \rho_i \cdot e_i^{Vib} \cdot V_{yi} = -\rho \cdot \sum_{i=1}^N h_i^{Vib} \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial y} \quad (80)$$

### III.4.5.3. Équations d'évolution de l'énergie électron/électronique.

Dans l'équation d'évolution de l'énergie électron/électronique, les contributions des flux de diffusions dues aux modes électroniques s'écrivent :

$$q_x^{el-diff} = \sum_{i=1}^N \rho_i \cdot e_i^{el} \cdot V_{xi} - \frac{\rho \cdot D_e \cdot R \cdot T_e}{M_e} \cdot \frac{\partial Y_e}{\partial x} = -\rho \cdot \sum_{i=1}^N h_i^{el} \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad (81)$$

$$q_y^{el-diff} = \sum_{i=1}^N \rho_i \cdot e_i^{el} \cdot V_{yi} - \frac{\rho \cdot D_e \cdot R \cdot T_e}{M_e} \cdot \frac{\partial Y_e}{\partial y} = -\rho \cdot \sum_{i=1}^N h_i^{el} \cdot D_i \cdot \frac{\partial Y_i}{\partial y} \quad (82)$$

### III.4.5.4. Traitement dans CARBUR.

Comme nous l'avons déjà dit dans le paragraphe traitant du flux de conduction thermique III-4-4, la diffusion et la conduction thermique sont regroupées dans le calcul des flux de chaleur intervenant dans les équations d'évolution des énergies. Ce calcul fait intervenir le nombre de Lewis  $Le$ . En effet, le coefficient de diffusion peut être adimensionné sous la forme du nombre de Schmidt  $Sc$  ou du nombre de Lewis  $Le$ . Le nombre de Schmidt  $Sc$  compare les effets visqueux et diffusifs. Le nombre de Lewis  $Le$  compare les effets diffusifs et conductifs :

$$Sc = \frac{\mu}{\rho \cdot D} \quad \text{et} \quad Le = \frac{\rho \cdot D \cdot C_p}{\lambda} \quad (83)$$

En ce qui concerne le terme intervenant dans les équations d'évolution des énergies vibrationnelles, en utilisant la relation d'Ahtye pour exprimer la conductivité thermique couplée à l'hypothèse de Mason et Monchick, les flux thermiques dus à la vibration s'écrivent :

$$q_{ix}^{Th-vib} = \frac{-Le \cdot \lambda}{C_p^{figée}} \cdot \frac{\partial (Y_i \cdot e_i^{vib})}{\partial x} \quad \text{et} \quad q_{iy}^{Th-vib} = \frac{-Le \cdot \lambda}{C_p^{figée}} \cdot \frac{\partial (Y_i \cdot e_i^{vib})}{\partial y} \quad (84)$$

En ce qui concerne le mode électronique, la nature de l'espèce considérée joue un rôle sur l'expression du flux thermique calculé. En effet, selon que l'espèce chimique soit chargée ou non, il faut rajouter une contribution due à la diffusion ambipolaire ou non. Ainsi, toujours en regroupant la conduction et la diffusion et en utilisant une nouvelle fois la formule d'Ahtye pour la conductivité thermique couplée à l'hypothèse de Mason et Monchick, le terme de flux de chaleur d'énergie électronique pour les espèces neutres ( $N$  et  $N_2$ ) s'exprime de la manière suivante :

$$q_{ix}^{Th-el} = \frac{-Le \cdot \lambda}{C_p^{figée}} \cdot \frac{\partial (Y_i \cdot e_e)}{\partial x} \quad \text{et} \quad q_{iy}^{Th-el} = \frac{-Le \cdot \lambda}{C_p^{figée}} \cdot \frac{\partial (Y_i \cdot e_e)}{\partial y} \quad (85)$$

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

Pour les espèces ionisées ( $N^+$  et  $N_2^+$ ) et les électrons, il faut donc appliquer une correction due à la diffusion ambipolaire. Après correction, le flux thermique dû au mode électronique se met alors sous la forme :

$$q_{ix}^{Th-el} = \frac{-Le.\lambda}{C_p^{figée}} . \alpha_i . \frac{\partial(Y_i . e_e)}{\partial x} \quad \text{et} \quad q_{iy}^{Th-el} = \frac{-Le.\lambda}{C_p^{figée}} . \alpha_i . \frac{\partial(Y_i . e_e)}{\partial y} \quad (86)$$

Au final, le flux thermique dû au mode électronique est de la forme :

$$q_x^{Th-el} = \frac{-Le.\lambda}{C_p^{figée}} \left[ \frac{\partial e_e}{\partial x} + (\alpha - 1) . \frac{\partial(Y_e . e_e^{el})}{\partial x} \right] \quad (87)$$

$$q_y^{Th-el} = \frac{-Le.\lambda}{C_p^{figée}} \left[ \frac{\partial e_e}{\partial y} + (\alpha - 1) . \frac{\partial(Y_e . e_e^{el})}{\partial y} \right] \quad (88)$$

Olynick et Candler prennent le coefficient de correction  $\alpha$  dû à la diffusion ambipolaire égal à 2 [Tch1]. Dans CARBUR, pour exprimer ce coefficient  $\alpha$ , l'expression de Ramsaw est utilisée. Elle est couplée à celle de Lee, à savoir :

$$\alpha = \frac{(T + T_e) M_e}{T} \cdot \frac{\sum_{i=ion} \rho_i M_i}{\sum_{i=ion} \rho_i} \quad (89)$$

#### III.4.6. Termes sources.

Dans chacune des équations d'évolution présentées dans le paragraphe du système d'équations, différents termes sources interviennent. Ces termes représentent des gains ou des pertes de la variable conservative considérée.

##### III.4.6.1. Termes sources d'apparition des espèces chimiques $\omega_i$ .

Ces termes sources se trouvent dans la partie de droite des N équations d'évolution des espèces chimiques. Dans un système, on a autant de termes sources qu'on a d'espèces chimiques. Pour pouvoir les calculer, il faut considérer l'ensemble des réactions chimiques présentes dans le système. Ils représentent la variation dans le temps des quantités des différentes espèces chimiques. Il est nécessaire de connaître les coefficients stœchiométriques ( $\alpha_{i,r}$  et  $\beta_{i,r}$ ), ainsi que les constantes directes et inverses ( $k_{D,r}$  et  $k_{I,r}$ ) de chacune des réactions chimique du modèle cinétique, présentées précédemment. Ces termes sources d'apparition et de disparition des espèces chimiques sont égales à :

$$\omega_i = \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \right) = M_i \cdot \sum_{r=1}^{N_R} (\beta_{i,r} - \alpha_{i,r}) \left[ k_{D,r} \cdot \prod_{i=1}^N \left( \frac{\rho_i}{M_i} \right)^{\alpha_{i,r}} - k_{I,r} \cdot \prod_{i=1}^N \left( \frac{\rho_i}{M_i} \right)^{\beta_{i,r}} \right] \quad (90)$$

### III.4.6.2. Termes sources des équations de conservation de la quantité de mouvement $f_x, f_y$ .

Les termes sources présents dans les équations de conservation de la quantité de mouvement prennent en compte les différentes forces jouant sur le système. Les forces extérieures que l'on pourrait prendre en compte sont la force de Lorentz (aussi appelée force de Laplace) et de celle de gravité :

$$f_x = f_x^{Lorentz} + f_x^{gravité} = \left[ (q_e \cdot \vec{E} + \vec{J} \wedge \vec{B}) + \rho \cdot \vec{g} \right] \vec{x}_{unité} \quad (91)$$

$$f_y = f_y^{Lorentz} + f_y^{gravité} = \left[ (q_e \cdot \vec{E} + \vec{J} \wedge \vec{B}) + \rho \cdot \vec{g} \right] \vec{y}_{unité} \quad (92)$$

Comme nous travaillons avec un gaz, la force de gravité est négligée dans ce travail. De plus, comme nous travaillons avec un arc électrique haute tension confiné en 2D-axysimétrique, la force de Lorentz est également négligée. Au final, les termes des forces extérieures sont donc nuls.

$$f_x = f_y = 0 \quad (93)$$

### III.4.6.3. Termes sources des équations d'évolution des énergies.

Les termes sources qui interviennent dans les équations d'évolutions des énergies sont des termes sources qui apportent de l'énergie au système, des termes puits qui font perdre de l'énergie au système et des termes d'échanges entre différents modes d'énergie interne.

#### III.4.6.3.1. Différents termes sources des équations d'évolution des énergies.

Les principaux termes sources apportant ou retirant de l'énergie au système total sont des termes source d'effet Joule et de rayonnement. Ainsi, le terme source s'écrit :

$$f_E = Q_{ray} + Q_{joule} \quad (94)$$

Les termes sources des équations d'évolution des énergies de vibration s'écrivent comme la somme d'un premier terme d'échange entre les modes de vibration et de translation, d'un deuxième entre les modes de vibration eux-mêmes, d'un troisième entre les modes de vibration et électronique, et enfin d'un quatrième permettant de prendre en compte l'influence des réactions chimiques sur le déséquilibre vibrationnel :

$$f_{iE}^{Vib} = Q_i^{Vib-tr} + Q_i^{Vib-Vib} + Q_i^{Vib-el} + Q_i^{Vib-Ch} \quad (95)$$

Dans le cas où une seule température de vibration est considérée pour l'ensemble des espèces vibrantes, le terme source correspond à la somme des termes sources des différentes équations de conservation du modèle à plusieurs températures de vibration :

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

$$f_E^{Vib} = Q_{Vib-tr} + Q_{Vib-Vib} + Q_{Vib-el} + Q_{Vib-Ch} \quad (96)$$

$$f_E^{Vib} = \sum_i Q_i^{Vib-tr} + \sum_i Q_i^{Vib-Vib} + \sum_i Q_i^{Vib-el} + \sum_i Q_i^{Vib-Ch} \quad (97)$$

Le terme source de l'équation d'évolution de l'énergie électronique peut être vu comme la somme de six termes différents (équation (75)). Un premier représente le travail dû au gradient de pression des électrons. Un deuxième et un troisième correspondent à des termes d'échange d'énergie dus respectivement aux collisions élastiques et inélastiques entre les électrons et les particules lourdes (atomes et ions). Le terme dû aux collisions inélastiques est en réalité celui dû aux échanges d'énergie entre les modes électronique et de vibration (c'est le même terme que dans l'équation d'évolution de l'énergie vibrationnelle). Un quatrième terme illustre la perte d'énergie par ionisation à la suite d'impact avec des électrons. Le cinquième terme décrit la perte par rayonnement dû aux transitions électroniques. Autrement dit il représente les échanges d'énergie entre différents modes électroniques. Enfin, le dernier correspond au terme source par effet Joule.

Précisons que personne n'est certain que tout l'effet Joule ou que l'ensemble du rayonnement soient attribuables seulement aux électrons, mais c'est ce qui est généralement fait. En effet, il est probable qu'une très grande partie de l'effet Joule soit d'abord absorbée par les électrons qui par collisions redistribuent ensuite cette énergie jusqu'à atteindre l'équilibre. L'électron est considéré comme l'espèce prépondérante dans les phénomènes de rayonnement. Comme nous nous sommes posé la question à plusieurs reprises dans notre étude, nous avons donc réalisé une étude sur l'impact qu'a l'implémentation d'une quantité plus ou moins importante de ces deux derniers termes sources dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique au détriment de la translation et de la rotation. Cette étude est présentée dans la partie résultats V-6. Ainsi, globalement, le terme source de l'équation d'évolution de l'énergie électronique se met donc sous la forme :

$$f_E^{el} = Q_{el}^{P_e} + Q_{el}^{elastique} + Q_{Vib-el} + Q_{el}^{ionisation} + Q_{ray} + Q_{joule} \quad (98)$$

Au final, les termes sources des différentes équations d'évolution des énergies peuvent être représentés par le schéma suivant :

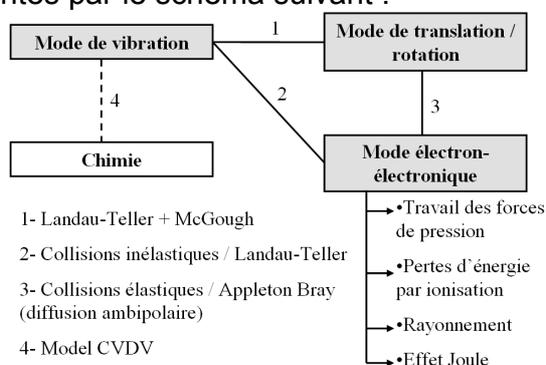


Figure 32 : Termes sources des équations d'évolution des énergies.

### III.4.6.3.2. Termes d'échange vibration/translation $Q_i^{Vib-tr}$ .

Pour exprimer ce terme de relaxation entre le mode de translation/rotation et le mode de vibration, un modèle couramment utilisé est celui de Landau-Teller. C'est ce modèle qui est utilisé dans CARBUR. Dans ce modèle, quatre hypothèses importantes sont réalisées :

- Une distribution de Boltzmann des énergies de vibration est considérée.
- Seules les transitions d'énergie entre niveaux voisins sont permises.
- Les molécules oscillent toutes à la même fréquence pendant les collisions.
- La trajectoire d'une particule vibrante après un choc n'est pas affectée par l'oscillation vibrationnelle.

Ainsi, la formule de Landau-Teller s'écrit :

$$Q_i^{Vib-tr} = \rho_i \cdot \frac{e^{E_{qTh}} - e^{Vib}}{\tau_i^{Vib-tr}} \quad (99)$$

Pour des températures raisonnables, il est intéressant d'utiliser le modèle de Landau-Teller pour exprimer le terme source d'échange entre les niveaux d'énergie de vibration et d'énergie de translation. Mais en augmentant cette température, l'hypothèse d'une distribution de Boltzmann de l'énergie sur les modes d'énergie de vibration n'est plus valable. Il devient donc délicat d'utiliser le modèle de Landau-Teller. McGough [Mcg1] corrige ce terme source dans le cas où de grandes températures sont atteintes. Il rajoute un facteur de correction pour les grandes températures. Mallinger [Mal1] utilise une autre méthode : les équations master. Ces équations décrivent l'évolution de chaque niveau de vibration d'une population. En les couplant alors aux équations de conservation, le problème fluide peut être résolu. Mais cette méthode a un gros inconvénient de lourdeur de calcul puisqu'elle nécessite autant d'équations qu'il y a de niveaux d'énergie considérés. Les temps de calculs s'en voient donc très grandement augmentés.

Enfin, dans le cas où une seule température de vibration est considérée, le terme source s'écrit alors:

$$\sum_i Q_i^{Vib-tr} = \sum_i \rho_i \cdot \frac{e^{E_{qTh}} - e^{Vib}}{\tau_i^{Vib-tr}} = \sum_i \frac{\rho_i \cdot C_{V,Vib}^i}{\tau_i^{Vib-tr}} \cdot (T - T_{Vib}) = \frac{\rho \cdot C_{V,Vib}}{\tau_i^{Vib-tr}} \cdot (T - T_{Vib}) \quad (100)$$

Dans cette expression,  $\overline{\tau_i^{Vib-tr}}$  est défini de la manière suivante :

$$\overline{\tau_i^{Vib-tr}} = \frac{\sum_i \rho_i / M_i \cdot \tau_i^{Vib-tr}}{\sum_i \rho_i / M_i} \quad (101)$$

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

#### III.4.6.3.3. Termes d'échange vibration/vibration $Q_i^{Vib-Vib}$ .

Nous ne prenons pas en compte ce terme d'échange dans notre étude, mais il est possible de le rencontrer dans la littérature sous différentes formulations. Stupochenko ([Eld1] et [God1]) l'écrit sous la forme :

$$Q_i^{Vib-Vib} = M_i \cdot \sum_{k \neq i} \left[ \frac{\rho_k \cdot e_k^{Vib} \cdot \left( \rho_i \cdot e_i^{Vib} + \frac{\rho_i \cdot R \cdot \theta_i^{Vib}}{M_i} \right) \cdot \exp\left(\frac{\theta_k^{Vib} - \theta_i^{Vib}}{T}\right) - \rho_i \cdot e_i^{Vib} \cdot \left( \rho_k \cdot e_k^{Vib} + \frac{\rho_k \cdot R \cdot \theta_k^{Vib}}{M_k} \right)}{\tau_{ik}^{Vib-Vib} \cdot \rho \cdot R \cdot \theta_k^{Vib}} \right] \quad (102)$$

Candler [Can1] utilise une autre expression pour calculer ce terme. Il donne :

$$Q_i^{Vib-Vib} = \sum_{k \neq i} \left[ N_a^2 \cdot \sigma_{ik} \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot k_b \cdot T}{\pi \cdot \mu_{ki}}} \cdot \left( P_{ki} \cdot \frac{\rho_i \cdot \mathcal{E}_k^{Vib}}{M_i} - P_{ik} \cdot \frac{\rho_k \cdot \mathcal{E}_i^{Vib}}{M_k} \right) \right] \quad (103)$$

$$\mathcal{E}_i^{Vib} = \frac{R \cdot \theta_i^{Vib} \cdot \rho_i}{N_a \cdot M_i^2 \cdot \exp\left(\frac{\theta_i^{Vib}}{T_i^{Vib}} - 1\right)} \quad (104)$$

C'est cette dernière expression qui est implémentée dans CARBUR [Tch1], mais que nous n'utilisons pas pour ne pas alourdir plus les calculs. Enfin, Gnoffo ne prend pas en compte ce terme dans son approche globale. Il pose :

$$Q_{Vib-Vib} = \sum_i Q_i^{Vib-Vib} = 0 \quad (105)$$

Pour arriver à cette expression, une hypothèse supplémentaire a été réalisée. Il a été considéré qu'après chaque collision, les deux particules impliquées dans la collision ont la même température de vibration.

Pour déterminer la probabilité de transfert d'énergie de vibration de i vers k ( $P_{ik}$  et  $P_{ki}$ ), Park et Lee proposent des expressions pour trois couples d'espèces présentes dans l'air ( $N_2$ -NO,  $N_2$ -O<sub>2</sub> et O<sub>2</sub>-NO). Candler propose de travailler avec une seule et unique constante :

$$P_{ik} = P_{ki} = 0.01 \quad (106)$$

Dans CARBUR, travaillant avec du N<sub>2</sub> et du N<sub>2</sub><sup>+</sup>, et n'ayant pas plus de données, c'est également cette donnée qui est implémentée.

#### III.4.6.3.4. Termes d'échange vibration/électronique $Q_i^{Vib-el}$ .

Peu de travaux prennent en compte ce terme. Nous pouvons le trouver par exemple dans le rapport de Gnoffo [Gno1] qui travaille avec une seule équation d'évolution de l'énergie vibrationnelle. Dans ses travaux en entrée atmosphérique (modèle d'air), Tchien [Tch1] considère que seul N<sub>2</sub> est excité électroniquement en raison de sa section transversale beaucoup plus importante

que celles des autres espèces vibrantes. Dans cette thèse, comme  $N_2$  et  $N_2^+$  sont considérés, ce terme source est pris en compte.

L'excitation électronique intervient pour des températures élevées. Or à ces températures, comme nous l'avons déjà dit, les hypothèses utilisées par Landau-Teller ne sont plus tout à fait valables. La validité de la méthode est donc discutable. Mais, c'est ce modèle qui est utilisé dans les deux travaux cités ci-dessus. Abe [Abe1], Bourdon [Bou2] et Kushi-ichi [Kuc1] utilisent également cette méthode de Landau-Teller pour déterminer ce terme d'échange. Ainsi, pour une espèce  $i$  excitée électroniquement, le terme de vibration/électronique s'écrit :

$$Q_i^{Vib-el} = \rho_e \cdot \frac{M_i}{M_e} \cdot \frac{e_{Vib,i}^{T_e} - e_i^{Vib}}{\tau_i^{Vib-el}} \quad (107)$$

L'énergie de vibration du diazote  $N_2$  à la température électronique  $T_e$  s'écrit :

$$e_{Vib,N_2}^{T_e} = \frac{k_b}{m_{N_2}} \cdot \frac{\theta_{N_2}^{Vib}}{\exp\left(\frac{\theta_{N_2}^{Vib}}{T_e}\right) - 1} \quad (108)$$

#### III.4.6.3.5. Termes d'échange vibration/chimie $Q_i^{Vib-Ch}$ .

Ce terme n'est pas toujours pris en compte. Il l'est dans les modèles CVDV (couplage vibration chimie vibration) lorsque l'influence de la chimie sur la vibration est prise en compte. À un instant donné, les molécules qui apparaissent par recombinaison et celles qui disparaissent par dissociation n'ont pas la même énergie moyenne de vibration que celles qui sont déjà présentes dans le domaine d'étude. Ainsi, par exemple, El Dabaghi [Eld1] et Godart [God1] rajoutent chacun dans leur modèle un terme essayant de prendre en compte ce phénomène. Ce terme de couplage entre le mode de vibration et la chimie peut être vu comme le bilan de l'énergie vibrationnelle lors de la dissociation et de la recombinaison des molécules diatomiques. Il peut donc être décomposé en la somme de trois termes. Le premier correspond à la variation moyenne de l'énergie vibrationnelle qui est gagnée à chaque recombinaison pour l'espèce  $i$ . Le deuxième représente la variation moyenne de l'énergie vibrationnelle qui est perdue à chaque dissociation pour l'espèce  $i$ . Enfin, le troisième terme traite de la variation d'énergie vibrationnelle qui est due à la variation du nombre des molécules d'une espèce  $i$  en raison de la dissociation et de la recombinaison. Ce terme de couplage vibration/chimie peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$Q_i^{Vib-Ch} = Q_{i-Gain}^{Vib-Ch} + Q_{i-Perte}^{Vib-Ch} + Q_{i-Echange}^{Vib-Ch} \quad (109)$$

$$Q_i^{Vib-Ch} = e_{i-Gain}^{Vib} \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \right)_{Gain} - e_{i-Perte}^{Vib} \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \right)_{Perte} - e_i^{Vib} \cdot \left( \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \right)_{Gain} - \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \right)_{Perte} \right) \quad (110)$$

$$Q_i^{Vib-Ch} = e_{i-Gain}^{Vib} \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \right)_{Gain} - e_{i-Perte}^{Vib} \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \right)_{Perte} - e_i^{Vib} \cdot \omega_i \quad (111)$$

Pour déterminer les énergies vibrationnelles moyennes gagnées et perdues à chaque recombinaison et dissociation de l'espèce  $i$ , l'expression définissant l'énergie vibrationnelle massique de l'espèce  $i$  est reprise en changeant simplement la température. Ainsi, ces deux termes s'écrivent :

$$\overline{e_{i-Gain}^{Vib}} = \frac{R.\theta_i^{Vib}}{M_i \left( \exp\left(\frac{\theta_i^{Vib}}{T_{Vib}^{rec}}\right) - 1 \right)} - \frac{N_i^{Vib} . R.\theta_i^{Vib}}{M_i \left( \exp\left(\frac{N_i^{Vib} . \theta_i^{Vib}}{T_{Vib}^{rec}}\right) - 1 \right)} \quad (112)$$

$$\overline{e_{i-Perte}^{Vib}} = \frac{R.\theta_i^{Vib}}{M_i \left( \exp\left(\frac{\theta_i^{Vib}}{T_F}\right) - 1 \right)} - \frac{N_i^{Vib} . R.\theta_i^{Vib}}{M_i \left( \exp\left(\frac{N_i^{Vib} . \theta_i^{Vib}}{T_F}\right) - 1 \right)} \quad (113)$$

Lorsque la température de vibration  $T_{Vib}$  tend vers la température  $T$ , c'est-à-dire lorsque le système se rapproche de l'équilibre thermique, l'énergie vibrationnelle moyenne gagnée à chaque recombinaison de l'espèce  $i$  tend vers l'énergie vibrationnelle moyenne perdue à chaque dissociation de l'espèce  $i$ . Dans ce cas là, le terme source s'annule.

Pour simplifier le modèle, Godart [God1] considère un oscillateur harmonique dans le cas d'une dissociation non préférentielle. Il considère que toutes les particules vibrantes présentes sur n'importe quel niveau de vibration peuvent se dissocier avec la même probabilité. Dans ce cas, l'énergie vibrationnelle moyenne gagnée à chaque recombinaison de l'espèce  $i$  tend vers :

$$\overline{e_{i-Gain}^{Vib}} \longrightarrow \frac{1}{2} \cdot \frac{R.\theta_i^{Vib} . (N_i^{Vib} - 1)}{M_i} \quad (114)$$

Dans le cas où une seule équation d'évolution de l'énergie de vibration est considérée, ce terme source peut être exprimé de deux manières différentes. En effet, pour McGough [Mcg1], ce terme correspond à la somme des termes que l'on retrouve dans les travaux d'El Dabaghi et de Godart, c'est-à-dire :

$$Q_{Vib-Ch} = \sum_i Q_i^{Vib-Ch} = \sum_i \overline{e_{i-Gain}^{Vib}} \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \right)_{Gain} - \sum_i \overline{e_{i-Perte}^{Vib}} \left( \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \right)_{Perte} - \sum_i e_i^{Vib} . \omega_i \quad (115)$$

Selon qu'il travaille en dissociation préférentielle ou non, il appliquera ou non une correction sur son terme d'énergie vibrationnelle moyenne gagnée à chaque recombinaison. Dans les travaux de Gnoffo [Gno1], ce terme source est égal à :

$$Q_{Vib-Ch} = \sum_i Q_i^{Vib-Ch} = - \sum_i \omega_i . D_i^{VibG/P} \quad (116)$$

En ce qui concerne l'énergie de vibration des molécules diatomiques créées ou détruites lors des dissociations et des recombinaisons  $D_i^{Vib G/P}$ , une fois encore, différentes expressions ont été proposées. En effet, Sharma, Huo, Park et Gnoffo prennent en compte ce terme, mais avec des constantes différentes selon les cas. Cette expression est de la forme:

$$D_i^{VibG/P} = G_i . D_i^{Tab-VibG/P} \quad (117)$$

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

Dans cette expression, la quantité  $D_i^{Tab-VibG/P}$  est tabulée dans [Gno1].

En ce qui concerne le coefficient  $G_i$ , c'est une constante positive inférieure à 1. Elle est également différente selon les auteurs. Ainsi, Sharma, Huo et Park utilisent une valeur de 0.3, alors que Gnoffo la fixe à 0.8.

Précisons qu'en raison de la faible influence sur les résultats de ce couplage, nous ne prenons pas en compte ce couplage dans notre étude.

#### III.4.6.3.6. Échanges dus aux collisions élastiques entre électrons et lourds $Q_{el}^{elastique}$ .

Pour exprimer le terme d'échange d'énergie dû aux collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes (atomes et ions), c'est le modèle d'Appleton et Bray qui est utilisé ([Beu1], [Gno1] et [Tch1]). Une hypothèse supplémentaire est réalisée : la diffusion ambipolaire. En faisant cette hypothèse, il devient alors possible de négliger la chaleur de frottement entre les particules lourdes et les électrons. Ce terme source s'exprime alors :

$$Q_{el}^{elastique} = 3.R.\rho_e.(T - T_e) \sum_{i \neq e}^N \frac{v_i^{el}}{M_i} \quad (118)$$

Pour calculer la fréquence de collision  $\gamma_i$ , Tchuen et Gnoffo utilisent les expressions de Coulomb données dans le paragraphe sur les processus de relaxation des différents modes d'énergie.

#### III.4.6.3.7. Pertes d'énergie par ionisation à la suite d'impact avec des électrons $Q_{el}^{ionisation}$ .

Ce terme source prend en compte les pertes d'énergie dues à l'ionisation produite lors des impacts avec les électrons. Parmi les travaux séparant les modes de vibration des modes électroniques, ce terme source est pris en compte dans le travail de Gnoffo [Gno1], mais pas dans celui de Tchuen [Tch1] (CARBUR). Dans [Gno1], ce terme est exprimé de la manière suivante :

$$Q_{el}^{ionisation} = \sum_i \dot{n}_i^{e-} \cdot \mathcal{E}_i^{ionisation} \quad (119)$$

En ce qui concerne les taux molaires d'ionisation, il pose de plus :

$$\dot{n}_i^{e-} = 1000. \left[ k_{D,r} \cdot \prod_i \left( \frac{0.001 \cdot \rho_i}{M_i} \right)^{\alpha_{i,r}} \right] \quad (120)$$

#### III.4.6.3.8. Travail de la pression des électrons $Q_{el}^{Pe-}$ .

De manière générale, le terme de travail du gradient de pression des électrons s'écrit :

$$Q_{el}^{Pe-} = u \frac{\partial P_e}{\partial x} + v \frac{\partial P_e}{\partial y} \quad (121)$$

#### III.4.6.3.9. Terme source de rayonnement $Q_{ray}$ .

Le rayonnement est un phénomène très complexe, mais très important dans la perte d'énergie subite par un arc électrique ([Eby1] et [Son1]). Cette perte peut atteindre jusqu'à 80% de l'énergie gagnée par l'arc électrique par effet Joule.

##### III.4.6.3.9.1. Phénomène du rayonnement.

Dès que la température d'un milieu est supérieure à 0 K, tout corps émet et absorbe des ondes électromagnétiques ou des photons de façon continue par élévation ou abaissement des niveaux des énergies de ses molécules. Il existe deux théories principales pour expliquer le rayonnement. D'un côté, la théorie des ondes électromagnétiques considère le rayonnement thermique comme constitué d'ondes électromagnétiques. De l'autre, la théorie de la mécanique quantique suppose que le rayonnement thermique est composé d'un paquet de particules sans masse appelées photons. Aucune de ces deux théories ne prévoit complètement le rayonnement, mais généralement la première théorie est utilisée pour les propriétés radiatives des solides et des liquides tandis qu'en présence d'un gaz, c'est la mécanique quantique qui sera préférée. Les caractéristiques (longueur d'onde, fréquence, intensité) d'une émission ou d'une absorption sont fonction de la température de la particule concernée. Dans la mécanique quantique, on ne peut avoir qu'un nombre bien précis de niveaux d'énergie. Et le passage d'un niveau à un autre crée ou détruit des photons avec des niveaux d'énergie bien distincts  $h\nu$ . Ainsi, chaque transition a une fréquence et une longueur d'onde bien précises. Il existe trois différents types de transitions électriques générant du rayonnement qui dépendent du fait que l'électron mis en jeu soit libre ou lié à une particule, avant et après la transition. Comme nous l'avons déjà dit, chaque particule constituant le plasma transporte une quantité d'énergie se décomposant en deux parties : une première partie d'énergie cinétique et une autre partie d'énergie interne de chacune des molécules. Or cette énergie interne moléculaire est liée à la contribution des niveaux électroniques, vibratoires et de rotation des particules. Ainsi, une molécule peut absorber (augmentation de son énergie) ou émettre (diminution de son énergie) un photon. Ces différentes transitions adoptent des comportements physiques différents selon que ce soit l'absorption ou l'émission qui domine. Ces transitions radiatives sont classées en trois types (libre-libre, lié-libre et lié-lié) comme indiqué sur la figure 33.

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

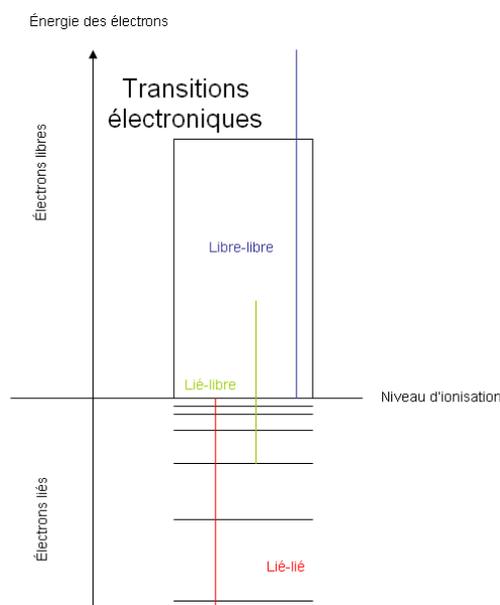


Figure 33 : Transitions électroniques selon le niveau d'énergie des électrons.

Dans le cas des transitions de type libre-libre, au moment de la collision avec les autres particules, un électron libre voit sa direction et sa vitesse modifiées en raison de son interaction avec la particule heurtée. Ce changement est brusque et il génère une onde électromagnétique à partir de l'énergie cinétique emmagasinée par l'électron avant l'impact. Un électron libre peut donc perdre une fraction de son énergie, il sera ralenti et l'énergie perdue sera émise sous forme de photon. Il peut également être accéléré s'il absorbe un photon. Avec une transition de type libre-libre, on obtient un rayonnement avec un spectre continu. Maintenant, si nous nous intéressons à une transition de type libre-lié, lorsqu'un électron est capturé par un ion (ou un atome neutre), on a alors une recombinaison électron-ion (ou un attachement radiatif) et de l'énergie est libérée. Cette énergie est égale à la somme de l'énergie cinétique de l'électron libre incident et de son énergie de liaison. Dans ce cas, on se retrouve encore avec un rayonnement à fond continu. Enfin, dans le cas d'une transition de type lié-lié, les électrons liés sont positionnés sur différentes couches d'énergie autour du noyau d'une molécule. Lorsqu'ils sont sur des niveaux d'énergie excités, ils peuvent revenir spontanément sur un niveau d'énergie inférieur. Dans ce cas, des photons sont également émis. Mais si les électrons passent à un niveau plus excité, alors des photons sont absorbés. On se retrouve ainsi avec un spectre de raies.

Le rayonnement est complètement caractérisé par la radiance spectrale  $L_\lambda$ , qui représente l'énergie rayonnée par unité de surface normale à une direction donnée, en un point donné, par unité de temps et par unité d'angle solide, pour une longueur d'onde  $\lambda$ . Cette grandeur dépend de l'ensemble du domaine d'étude. Le rayonnement n'est pas un problème local. Seuls le coefficient

d'émission spectral  $\epsilon_\lambda$  et le coefficient d'absorption  $K_\lambda$  caractérisent des propriétés radiatives locales, en un point donné.

Les espèces électroniques excitées peuvent se désexciter en émettant un rayonnement. Nous rencontrons fréquemment deux cas limites. Le premier est un plasma considéré comme optiquement mince qui consiste à supposer que le rayonnement émis n'est pas réabsorbé. Le deuxième cas limite est un plasma optiquement épais dans lequel on impose que les photons émis sont réabsorbés et les pertes radiatives du milieu sont considérées comme nulles. Cette dernière hypothèse est réaliste pour les plasmas à hautes pressions.

#### III.4.6.3.9.2. Rayonnement dans les simulations numériques.

Le terme de rayonnement est généralement petit devant les termes de convection lorsque les écoulements de fluide sont forts [Beu1]. Par conséquent, ce terme source est généralement négligé dans les problèmes d'écoulements hyperenthalpiques de réentrées atmosphériques. Mais, en ce qui concerne des arcs stabilisés, il prend une part très significative et il doit alors obligatoirement être pris en compte. L'excitation électronique est en grande partie responsable des phénomènes de rayonnement. Nous faisons intervenir le terme source de rayonnement dans les équations d'évolutions de l'énergie totale et électronique. Une étude sera réalisée pour voir l'influence d'appliquer plus ou moins ce terme source au mode électronique, au détriment du mode translation/rotation.

Il existe différentes méthodes pour pouvoir estimer ce terme source numériquement : méthode de coefficient d'émission nette (NEC), méthode des caractéristiques partielles (MPC, [Aub1], [Aub2], [Eby1] et [Son1]), méthode des harmoniques sphériques (P1, [Eby1], [Lac1], [Rei1] et [Son1]). Le rayonnement peut également être pris en compte avec la méthode de Monte-Carlo ([Eby1] et [Guo1]). Mais, en raison de la complexité du phénomène de rayonnement, chacune de ces méthodes souffre de difficultés : précision, ressource informatique ou complexité.

De plus, il est difficile de savoir exactement qui est responsable du rayonnement : les électrons sont-ils les seuls responsables de ce phénomène ? Carlson [Car2] décrit une influence très nette de la concentration de l'espèce  $N_2^+$  sur le rayonnement moléculaire. Généralement le rayonnement est affecté aux électrons.

En raison de sa simplicité, c'est la méthode NEC (méthode du coefficient d'émission nette) qui est utilisée pour exprimer le terme de rayonnement dans CARBUR et dans NS2. Cette méthode a été introduite en 1976 par Lowke et Lieberman. Le coefficient d'émission nette (émission – absorption) représente la quantité de rayonnement nette au centre d'une sphère isotherme. Il représente donc la quantité de rayonnement nette perdue par l'arc électrique. Il dépend de la nature du gaz ou du mélange, des propriétés thermodynamiques (température

et pression) et de l'épaisseur de l'arc (rayon de l'arc électrique). Pour utiliser cette méthode, une hypothèse très forte est réalisée : l'arc électrique est assimilé à un plasma sphérique de rayon  $r$  homogène et isotherme [Aub1]. Pour la détermination du rayon  $r$ , il n'existe pas vraiment de règle. Zhan [Zha1] propose de calculer le rayonnement par la méthode NEC uniquement dans le cœur de l'arc qui correspond au cylindre de rayon  $R_{83}$  dans lequel la température est supérieure à 83% de la température présente sur l'axe.

Au final, le terme source dû au rayonnement s'écrit alors :

$$Q_{ray} = -4.\pi.K_{ray}^{emi} \quad (122)$$

Le coefficient d'émission radiative nette est tabulé dans les tables de Gleizes. Ces coefficients sont donnés à une pression dite pression référence de 1 atm et pour différentes températures. Connaissant la température  $T$ , le coefficient d'émission nette est alors calculé par interpolation linéaire pour une pression de 1 atm. Puis, pour prendre en compte l'influence de la pression, une correction est réalisée par la fonction suivante :

$$K_{ray}^{emi} = \frac{P}{P_0} . 1.125 . \exp\left(r_1 + \frac{r_2 - r_1}{(T_2 - T_1) . (T - T_1)} . \log(10)\right) \quad (123)$$

Les raies d'émission  $r_1$  et  $r_2$  sont également tabulées dans les tables de Gleizes pour des températures données.

La méthode NEC est une méthode simple et efficace. Mais, c'est une méthode souvent décriée en raison du peu de précisions des résultats qu'elle donne. En effet, elle souffre d'une non prise en compte de l'absorption. Elle suppose que les photons suivent un chemin isotherme pour sortir du plasma. Or, en périphérie de l'arc électrique, les régions sont plus froides que dans l'arc et alors l'absorption joue un rôle important. Cette méthode donne donc une bonne approximation du terme de rayonnement dans les régions chaudes du plasma, mais elle sous-estime les effets d'auto-absorption en bordure de l'arc électrique, dans les régions froides.

Pour tenter de pallier à ce problème, Eby [Eby1] applique un facteur de correction aux coefficients de Liebermann et à la fonction du rayonnement qui s'échappe réellement du plasma. Aubrecht [Aub1] utilise des coefficients d'émission négatifs dans les zones à faibles températures pour prendre en compte l'auto-absorption dans ces zones.

Mutzke [Mut1] utilise d'abord le modèle d'émission nette pour simuler l'évolution du rayonnement dans son application d'arc électrique de disjoncteurs électriques basse tension. Dans ce modèle, il considère que toutes les mailles de son domaine d'étude émettent indépendamment les unes des autres un rayonnement spectral spécifique comme un corps noir. Puis, pour augmenter la précision et en considérant similaires les diffusions radiatives et d'énergie

classique par conduction de chaleur, il rajoute à la conductivité classique une conductivité de rayonnement. Ainsi, une partie de l'énergie rayonnée est partiellement conduite aux régions plus froides.

Enfin, précisons que Cressault [Cre1] a réalisé une étude sur la détermination des coefficients de transport et plus précisément du coefficient d'émission nette dans le cas de mélanges gazeux. Pour le calcul du coefficient d'émission nette d'un mélange, une méthode par approximation (interpolation simple) semble être suffisante. Des interpolations logarithmiques, ainsi que d'autres plus compliquées ne semblent pas apporter de grandes améliorations sur la précision des résultats.

#### III.4.6.3.10. Terme source d'effet Joule $Q_{joule}$ .

Lorsqu'un courant électrique circule dans un matériau, une partie de son énergie est transformée en chaleur sous l'influence de la résistance électrique de ce matériau. En effet, comme nous l'avons déjà dit, les particules entrent en collisions les unes avec les autres, faisant ainsi amplifier leurs niveaux de vibrations dans tout le matériau et entraînant donc une augmentation de la température (mesure de l'agitation des particules).

Ce terme source est le terme qui apporte de l'énergie à la région de l'arc électrique. Généralement, ce terme s'écrit :

$$Q_{joule} = \vec{J} \cdot \vec{E} \quad (124)$$

Ainsi, pour pouvoir calculer ce terme source, il faudrait connaître le champ électrique et la densité de courant. Aux équations présentées précédemment, il faudrait en plus résoudre et coupler les équations de Maxwell pour obtenir le champ électrique, la densité électrique (terme source d'effet Joule) et le champ magnétique (force de Lorentz, terme source des équations de conservation de la quantité de mouvement). Ce genre de modèle est qualifié de magnétodynamique ([Beu1], [Kos1] et [Wer1]).

Dans notre cas, nous ne calculons pas le champ électrique. Pour pouvoir estimer ce terme source, la conductivité électrique  $\sigma$  (en S/m) est calculée pour chaque section de l'arc électrique. Connaissant de plus l'intensité du courant (sinusoïdale de fréquence et d'amplitude données) à l'instant considéré, le terme source dû à l'effet Joule est alors déterminé.

Dans CARBUR et dans NS2, la méthode utilisée pour déterminer la conductivité électrique est légèrement différente. Dans les 2 cas, elle est déterminée à partir des tables de Gleizes [Gle1]. Ces dernières donnent les conductivités électriques d'un milieu de SF<sub>6</sub> pur, de N<sub>2</sub> pur et de mélanges de ces deux composants. Elles sont données à des températures comprises entre 1000 et 30000 K et pour 4 pressions différentes (figure 34, à 1, 2, 4 et 8 bars). Dans NS2, le calcul de la conductivité électrique est similaire à celui du coefficient d'émission nette. En

effet, la conductivité électrique est tabulée pour différentes températures, sous 1 atm. Elle est alors calculée par interpolation linéaire. Puis, elle est corrigée en fonction de la pression, à partir d'une fonction. Cette méthode a l'avantage d'alléger les calculs. Dans CARBUR, nous avons préféré rentrer toutes les valeurs tabulées dans les tables de Gleizes [Gle1]. En réalisant alors une double interpolation, il est possible de remonter à la conductivité électrique connaissant la température et la pression.

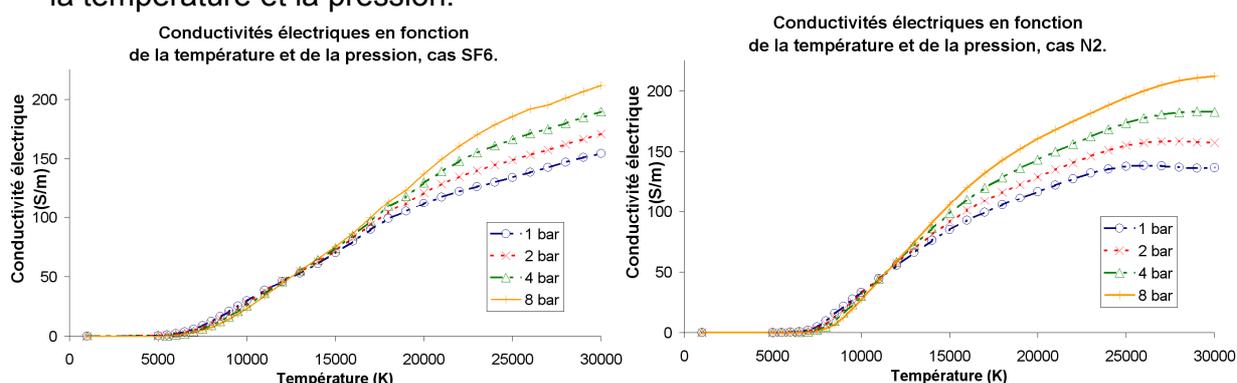


Figure 34 : Conductivités électriques en fonction de la température et de la pression pour le SF<sub>6</sub> et le N<sub>2</sub> (Source : Courbes obtenues à partir de [Gle1]).

Pour calculer notre terme d'effet Joule, nous utilisons donc plutôt la formule faisant intervenir la conductivité électrique et le champ électrique :

$$Q_{joule} = \sigma \cdot E^2 \quad (125)$$

Le champ électrique est calculé à partir de l'intensité du courant et la conductivité électrique  $\sigma$ . Ainsi, pour chaque section de l'arc électrique, une résistivité électrique volumique est calculée. Puis, la loi d'ohm est appliquée.

Comme pour le terme source de rayonnement, on peut se demander qui consomme le plus l'effet Joule et ainsi se pose la question de la localisation de l'implémentation de ce terme dans les équations d'évolution des différentes énergies. Beulens [Beu1] qui travaille avec un plasma d'argon précise bien qu'une bonne partie de la chaleur ohmique est consommée par les électrons. Puis ces électrons transmettent aux autres particules cette énergie emmagasinée lors des collisions. Une étude sur le positionnement de ce terme, similaire à celle du rayonnement sera réalisée dans la partie résultat.

### III.4.7. Énergies, enthalpies et relations thermodynamiques.

Comme nous l'avons déjà dit, le déséquilibre électronique est rarement dégroupé du déséquilibre vibrationnel. Traiter un écoulement en séparant ces 2 modes d'énergie pose un problème sur les hypothèses réalisées pour calculer les propriétés thermodynamiques. En effet, pour pouvoir réaliser cette étude, il faut considérer que les modes de translation et de rotation sont pleinement excités à la même température T. Cette première hypothèse est très rapidement valide, quoique contredite parfois (par exemple [Abe1]). Par contre, il faut

également supposer que le mode vibration est pleinement excité. Cette deuxième hypothèse est beaucoup plus discutable, mais c'est celle qui est faite pour pouvoir utiliser des relations thermodynamiques simplifiées.

Dans un modèle à 3 températures ou plus, si plus d'un mode d'énergie interne est seulement excité de manière partielle, c'est-à-dire qu'au moins 2 modes d'énergie ne sont pas pleinement excités, alors il devient en toute rigueur nécessaire d'utiliser une approche aux fonctions de partitions pour obtenir les propriétés thermodynamiques de chaque mode d'énergie (Gupta [Gup1]). À cette approche très lourde, il est souvent nécessaire d'apporter des corrections pour prendre en compte la non rigidité de la rotation et de l'anharmonicité des oscillations réelles.

Pour pouvoir calculer les températures, il est nécessaire de calculer les énergies (ou enthalpies) et les chaleurs spécifiques.

### III.4.7.1. Énergies.

L'énergie totale du système correspond à la somme des énergies internes des différents modes de stockage (translation, rotation, vibration, électronique) de l'ensemble des particules appartenant au système, de l'énergie cinétique de ces mêmes particules, ainsi que de l'énergie de formation des espèces présentes :

$$\rho.e_{Tot} = E_{int}^{tr+rot} + E_{int}^{Vib} + E_{int}^{el} + E_c + H_0 \quad (126)$$

Soit au global:

$$\rho.e_{Tot} = \sum_{i \neq e} \rho_i . C_{V,tr/rot}^i . T + \sum_i \rho_i . e_i^{Vib} + \rho.e_e + \frac{1}{2} . \rho . (u^2 + v^2) + \sum_i \rho_i . h_i^0 \quad (127)$$

L'énergie cinétique du système est l'énergie que possède le fluide dans son écoulement réel. L'énergie de formation représente l'énergie qu'il a fallu pour former une particule *i*. L'énergie totale permet de définir une température totale du système. Pour les autres énergies, nous allons les décrire dans la suite. Le calcul des capacités calorifiques est également présenté à la fin du paragraphe.

#### III.4.7.1.1. Énergie de vibration.

De manière générale, l'énergie de vibration par unité de masse de l'espèce *i* s'écrit :

$$e_i^{Vib} = \int_{\theta=T_0}^{T_{Vib}} C_{V,Vib}^i . d\theta \quad (128)$$

Dans CARBUR, la température de référence égale à 0 K alors que Gnoffo [Gno1] la fixe à 298.16 K. Mais au final, le calcul revient au même.

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

En considérant que les particules vibrantes vibrent comme un oscillateur harmonique à nombre fini de niveaux d'énergie alors l'énergie vibrationnelle massique de l'espèce  $i$  peut s'écrire sous la forme :

$$e_i^{Vib} = \frac{R.\theta_i^{Vib}}{M_i \cdot \left( \exp\left(\frac{\theta_i^{Vib}}{T_i^{Vib}}\right) - 1 \right)} - \frac{N_i^{Vib} \cdot R.\theta_i^{Vib}}{M_i \cdot \left( \exp\left(\frac{N_i^{Vib} \cdot \theta_i^{Vib}}{T_i^{Vib}}\right) - 1 \right)} \quad (129)$$

Dans cette dernière relation, nous pouvons remarquer que l'énergie vibrationnelle massique de l'espèce  $i$  dans le cas où l'on considère un déséquilibre thermique est égale au terme de l'énergie de vibration de l'espèce  $i$  à l'équilibre thermodynamique auquel on retranche un autre terme du au déséquilibre des  $N_{Vib}$  niveaux de vibration [All3]. En effet, la première partie de ce terme correspond à l'énergie de vibration sous une distribution de Boltzmann.

Pour déterminer le nombre de niveaux de vibration de l'espèce  $i$ , Godart [God1] donne la formule suivante :

$$N_i^{Vib} = 1 + Ent \left[ \frac{\theta_i^{diss}}{\theta_i^{Vib}} \right] \quad (130)$$

Or, il est précisé que de nombreux auteurs considèrent la température de dissociation infinie. Si maintenant, on prend par exemple les valeurs tabulées dans [Tch1], on trouve alors pour le  $N_2$  :

$$N_{N_2/Tchuen}^{Vib} = 1 + Ent \left[ \frac{113200}{3395} \right] = 1 + 33 = 34 \quad (131)$$

Mallinger [Mal1] considère que les particules de  $N_2$  ont plus de niveaux de vibration possibles. Il fixe le nombre à 46.

Enfin, précisons que dans les modèles à une seule température de vibration, généralement l'énergie de vibration correspond à une moyenne pondérée (par fractions massiques, modèle de Yos, [Gno1]) de l'ensemble des énergies vibrationnelles des espèces vibrantes dans le système :

$$e_{Vib} = \sum_{i=1}^N \frac{\rho_i \cdot e_i^{Vib}}{\rho} = \sum_{i=1}^N Y_i \cdot e_i^{Vib} = \frac{1}{\rho} \cdot \sum_{i=1}^N \rho_i \cdot e_i^{Vib} = \frac{E_{int}^{Vib}}{\rho} \quad (132)$$

#### III.4.7.1.2. Énergie électronique.

L'énergie électronique est due aux mouvements des électrons autour des noyaux et de l'énergie potentielle induite par les champs de forces électromagnétiques qui existent entre les électrons et le noyau de chacune des particules [Gli1]. De manière générale, l'énergie électronique de l'espèce  $i$  s'écrit :

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

$$e_i^{el} = \int_{\theta=T_0}^{T_e} C_{V,el}^i d\theta \quad (133)$$

En considérant une distribution de Boltzmann, l'expression de l'énergie électronique donnée pour une espèce  $i$  est égale à :

$$e_i^{el} = \frac{R}{M_i} \cdot \frac{\sum_{i'=1}^3 g_{ii'} \cdot \theta_{ii'}^{el} \cdot \exp\left(\frac{-\theta_{ii'}^{el}}{T_e}\right)}{\sum_{i'=0}^3 g_{ii'} \cdot \exp\left(\frac{-\theta_{ii'}^{el}}{T_e}\right)} \quad (134)$$

Enfin, l'énergie électronique totale correspond à une moyenne pondérée (par fractions massiques) de l'ensemble des énergies électroniques des différentes espèces excitées électroniquement :

$$e_e = \sum_{i=1}^N \frac{\rho_i \cdot e_i^{el}}{\rho} = \sum_{i=1}^N Y_i \cdot e_i^{el} = \frac{1}{\rho} \cdot \sum_{i=1}^N \rho_i \cdot e_i^{el} = \frac{E_{int}^{el}}{\rho} \quad (135)$$

#### III.4.7.1.3. Influence des hypothèses.

Pour l'énergie de vibration, on a fait l'hypothèse que les particules vibrantes vibrent selon un modèle d'oscillateur harmonique. En réalité, cette hypothèse sous-estime l'évaluation de l'énergie interne. Sur la figure 35, nous pouvons observer l'influence du modèle de vibration utilisé pour le calcul des énergies internes.

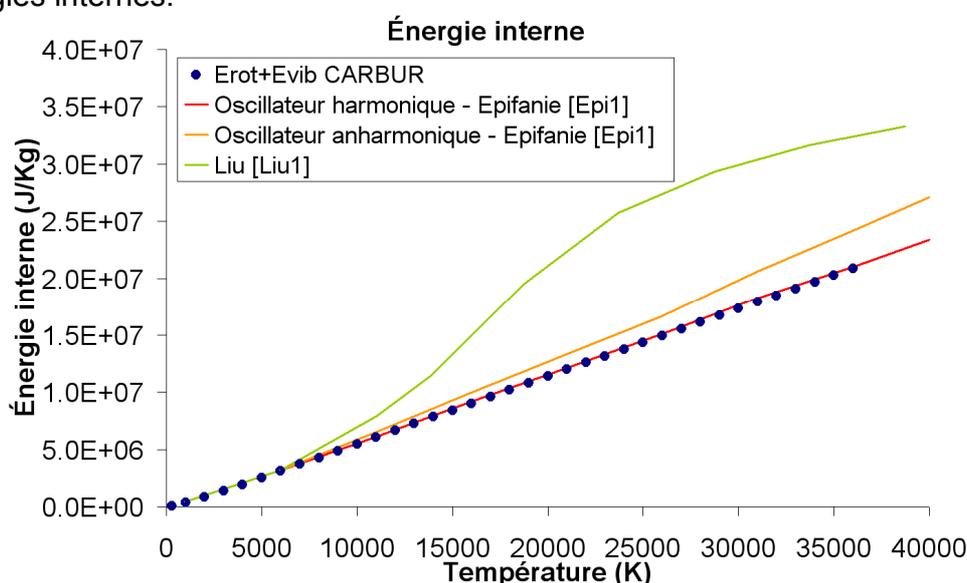


Figure 35 : Énergie interne en fonction du modèle d'oscillation pour le  $N_2$  (Source : Courbes obtenues à partir de [Epi1]).

À partir de 6000 K, nous pouvons observer que le calcul exact réalisé par Liu [Liu1] obtient des résultats d'énergie interne supérieurs à ceux obtenus par des

calculs considérant une hypothèse d'oscillateur harmonique ou anharmonique [Epi1]. Liu résout directement l'équation de Schrödinger vibrationnelle afin de calculer plus finement les différents niveaux d'énergie microscopiques. La séparation des énergies internes macroscopiques en énergies électronique, rotationnel et vibrationnel ne semble plus être justifiée pour de grandes températures [Liu1]. Nous pouvons remarquer également que le modèle de vibration harmonique est le modèle d'oscillation le plus simple, mais que c'est aussi le modèle le plus éloigné de la solution exacte. Avec notre modèle d'oscillateur harmonique, on retrouve bien les mêmes énergies internes que celles calculées par Epifanie [Epi1]. Enfin, précisons que dans ce calcul, seul le  $N_2$  diatomique est considéré. La décomposition des espèces chimiques n'est pas prise en compte dans ces calculs, ni le mode électronique.

Le fait de prendre en considération cette décomposition chimique, couplée à l'énergie électronique montre un changement très important du comportement de l'énergie interne à partir de 6000 K. C'est ce que nous pouvons observer sur la figure 36.

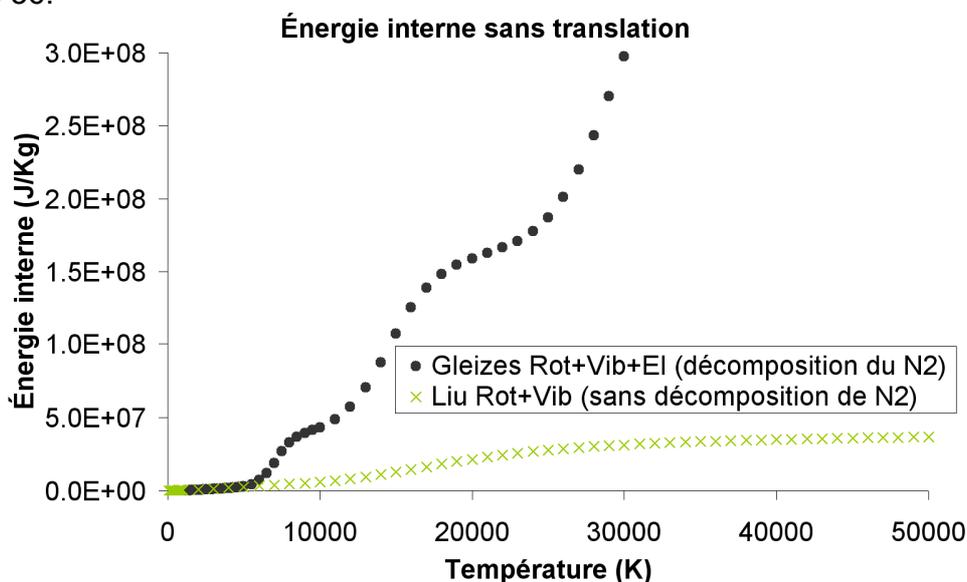


Figure 36 : Influence de la décomposition chimique et de l'énergie électronique sur le calcul de l'énergie interne pour le  $N_2$  (Source : Courbes obtenues à partir de [Epi1] et [Gle1]).

Le modèle de vibration, ainsi que le mode électronique et la décomposition chimique ont un rôle important sur le calcul des énergies internes pour des températures supérieures à 6000 K, dans le cas du  $N_2$ .

### III.4.7.2. Enthalpies.

L'enthalpie est une grandeur qui permet d'exprimer la quantité de chaleur qui intervient dans un système lors d'une transformation isobare. C'est la somme d'une énergie interne et d'une énergie élastique (produit PV). Chaque espèce a son enthalpie propre. Si de plus, il n'existe pas de couplage entre les différents

modes de stockage d'énergie, alors au final, pour une espèce  $i$ , cette enthalpie s'écrit de manière similaire à l'énergie :

$$h_i = \int_{T_0}^T (C_{P,tr}^i + C_{P,rot}^i) d\theta + \int_{T_0}^{T_{vib}} C_{P,vib}^i d\theta + \int_{T_0}^{T_e} C_{P,el}^i d\theta + h_i^0 \quad (136)$$

Les enthalpies de vibration et électronique sont utilisées pour exprimer les termes de diffusion des énergies vibrationnelles et électronique. On a :

$$h_i^{vib} = e_i^{vib} \quad h_e^{el} = e_e^{el} + \frac{R.T_e}{M_e} \quad h_i^{el} = e_i^{el} \quad (137)$$

Selon l'espèce  $i$  considérée, l'enthalpie s'écrira de différentes manières :

- Si l'espèce  $i$  est une molécule, alors son enthalpie est égale à :

$$h_i = \left( C_{V,tr}^i + \frac{R}{M_i} \right) . T + e_i^{rot} + e_i^{vib} + e_i^{el} + h_i^0 \quad (138)$$

- Si l'espèce  $i$  est un atome, alors son enthalpie vaut :

$$h_i = \left( C_{V,tr}^i + \frac{R}{M_i} \right) . T + e_i^{el} + h_i^0 \quad (139)$$

- Si l'espèce  $i$  est un électron, alors son enthalpie s'exprime de la manière suivante :

$$h_e = \left( C_{V,tr}^{e^-} + \frac{R}{M_e} \right) . T_e \quad (140)$$

### III.4.7.3. Capacités calorifiques massiques $C_V$ et $C_P$ .

Pour remonter aux différentes températures, il faut calculer les chaleurs spécifiques. Il existe différentes manières pour calculer ces propriétés thermodynamiques ([Liu1]). Rigoureusement, ces capacités calorifiques sont déterminées à partir des fonctions de partitions (méthode statistique).

De plus, selon que ce soit l'enthalpie ou l'énergie qui est considérée, ce sont les  $C_P$  ou les  $C_V$  qui sont utilisés. La relation qui permet de passer de l'expression de la capacité calorifique à volume constant à celle à pression constante est la loi de Mayer :

$$C_P^i - C_V^i = \frac{R}{M_i} \quad (141)$$

En équilibre thermique, le partitionnement de l'énergie sur les différents modes de stockage de l'énergie peut être décrit par une description de Maxwell-Boltzmann à une seule température. De manière très générale et sous les hypothèses de Maxwell-Boltzmann, la capacité calorifique à volume constant de l'espèce  $i$ , pour le mode d'énergie  $q$  est définie de la manière suivante :

Partie III : Aspects particuliers étudiés.

$$C_{V,q}^i = \frac{R}{M_i} \cdot \frac{\partial \left( T_q^2 \cdot \frac{\partial \ln(Z_q^i)}{\partial T_q} \right)}{\partial T_q} \quad (142)$$

Dans CARBUR, les fonctions de partitions n'étant pas calculées, d'autres formules sont utilisées pour exprimer les capacités calorifiques.

Dans NS2, les capacités calorifiques à volume constant  $C_v$  utilisées sont celles tabulées dans les tables de Gleizes [Gle1]. Elles sont données pour 4 pressions différentes (1, 2, 4 et 8 atm) et pour des températures comprises entre 1100 K et 30000 K. Ces données sont représentées sur le graphique suivant :

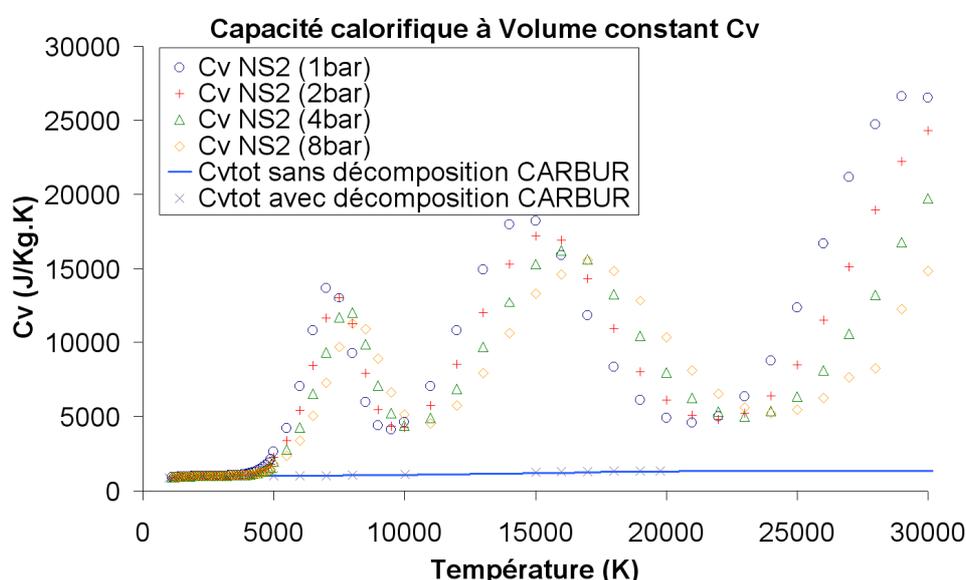


Figure 37 : Capacité calorifique à volume constant en fonction de la pression et de la température, pour le  $N_2$  (Source : Courbes obtenues à partir de [Gle1]).

Nous pouvons observer que jusqu'à environ 4000 K, la chaleur spécifique  $C_V$  est relativement constante et qu'elle ne dépend pas de la pression. Au-delà de ces 4000 K, elle varie énormément en fonction de la température, mais peu de la pression.

Dans CARBUR, le gaz est considéré comme parfait. Ainsi, la capacité calorifique à volume constant est constante dans sa première approximation. Pour prendre en compte les effets de gaz réel, le calcul de ces chaleurs spécifiques prend en considération la dépendance de la vibration et du mode électronique. Ainsi, au global, dans CARBUR, la capacité calorifique à volume constant  $C_v$  est donc la somme de 4 termes différents :

$$C_V = C_{V,tr} + C_{V,rot} + C_{V,vib} + C_{V,el} \quad (143)$$

Partie III : Aspects particuliers étudiés.

En supposant que les modes de translation et de rotation sont pleinement excités ([Gno1] et [Tch1]), on obtient :

$$C_{P,tr}^i = C_{V,tr}^i = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{M_i} \quad \text{et} \quad C_{P,rot}^i = C_{V,rot}^i = \frac{R}{M_i} \quad (144)$$

Comme nous travaillons avec un gaz parfait composé de différentes espèces dont la composition évolue en fonction du temps, nous avons donc une capacité calorifique à volume constant due à la translation  $C_{V,tr}$  constante qui vaut :

$$C_{V,tr} = \sum_{i=1}^N \frac{\rho_i}{\rho} \cdot C_{V,tr}^i = \sum_{i=1}^N \frac{\rho_i}{\rho} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{M_i} \quad (145)$$

Comme de plus, seules les molécules vibrent et tournent autour de leur centre de rotation, la capacité calorifique à volume constant due à la rotation  $C_{V,rot}$  s'écrit :

$$C_{V,rot} = \sum_{i=\text{molécules}} \frac{\rho_i}{\rho} \cdot C_{V,rot}^i = \sum_{i=\text{molécules}} \frac{\rho_i}{\rho} \cdot \frac{R}{M_i} \quad (146)$$

En ce qui concerne les capacités calorifiques pour les modes de vibration et électronique, les relations liant les  $C_P$  et les  $C_V$  sont :

- Si l'espèce  $i$  est différente d'un électron :

$$C_{P,Vib}^i = C_{V,Vib}^i \quad \text{et} \quad C_{P,el}^i = C_{V,el}^i \quad (147)$$

- Si l'espèce  $i$  est un électron :

$$C_{P,Vib}^{e^-} = C_{V,Vib}^{e^-} \quad \text{et} \quad C_{P,el}^{e^-} = \frac{5}{2} \cdot \frac{R}{M_{e^-}} \neq \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{M_{e^-}} = C_{V,el}^{e^-} \quad (148)$$

Pour calculer la capacité calorifique à volume constant due à la vibration  $C_{V,vib}$ , la définition de l'énergie vibrationnelle est utilisée. Elle correspond à la dérivée de l'énergie vibrationnelle par la température de vibration :

$$e_i^{Vib} = \int_{\theta=T_0}^{T_{Vib}} C_{V,Vib}^i \cdot d\theta \quad (149)$$

Après intégration, en considérant un modèle d'oscillateur harmonique pour la vibration, on obtient :

$$C_{V,vib}^i = \frac{\partial e_i^{Vib}}{\partial T} = \frac{R \cdot \theta_i^{Vib \cdot 2} \cdot \exp(\theta_i^{Vib} / T)}{M_i \cdot T^2 \cdot (\exp(\theta_i^{Vib} / T) - 1)^2} \quad (150)$$

Nous pouvons constater que la pression n'intervient pas dans cette expression. Comme pour la rotation, seulement les molécules vibrent :

$$C_{V,vib} = \sum_{i=\text{molécules}} \frac{\rho_i}{\rho} \cdot C_{V,vib}^i = \sum_{i=\text{molécules}} \frac{\rho_i}{\rho} \cdot \frac{R \cdot \theta_i^{Vib \cdot 2} \cdot \exp(\theta_i^{Vib} / T)}{M_i \cdot T^2 \cdot (\exp(\theta_i^{Vib} / T) - 1)^2} \quad (151)$$

Dans CARBUR, nous considérons un cas simple d'oscillations harmoniques. Mais comme nous l'avons déjà dit dans le paragraphe traitant des énergies, cette hypothèse introduit en réalité des écarts dans le calcul des énergies de vibration et donc dans les capacités calorifiques. Faire cette hypothèse d'oscillateur harmonique sous-estime les énergies internes et les capacités calorifiques (figure 38). Au passage, on vérifie bien que nos résultats de capacité calorifique coïncident avec ceux d'Epifanie [Epi1].

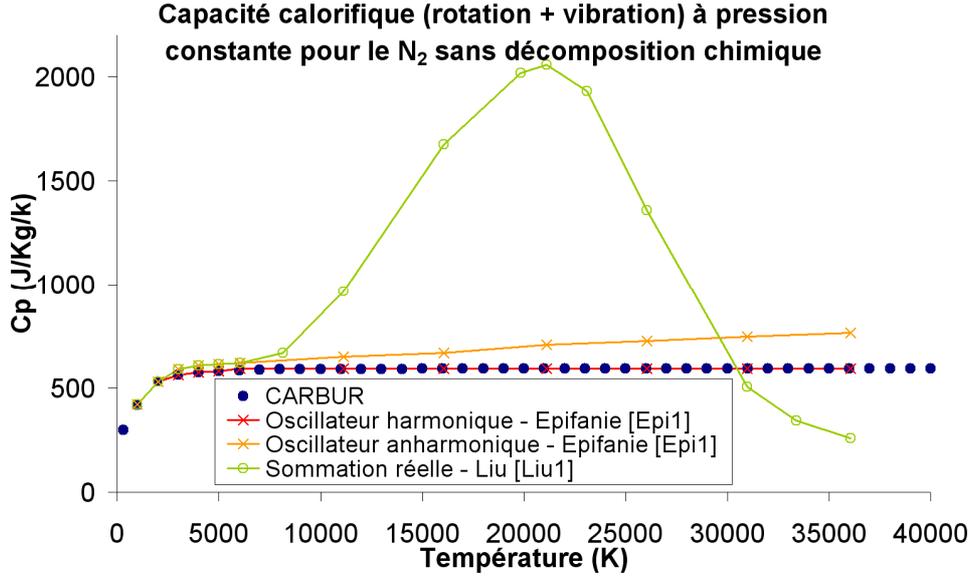


Figure 38 : Capacité calorifique à pression constante  $C_p$  en fonction du modèle de vibration pour le N<sub>2</sub> (Source : Courbes obtenues à partir de [Epi1] et [Liu1]).

En procédant de la même manière avec le mode électronique, on obtient alors :

$$C_{V,el}^i = \frac{\partial e_i^{El}}{\partial T} = \frac{R}{M_i} \cdot \frac{g_{i,1}}{g_{i,0}} \cdot \left(\frac{\theta_{i,1}^{El}}{T}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\theta_{i,1}^{El}}{T}\right) \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{g_{i,1}}{g_{i,0}} \cdot \exp\left(-\frac{\theta_{i,1}^{El}}{T}\right)\right)^2} \quad (152)$$

Globalement, la chaleur spécifique due au mode électronique s'écrit :

$$C_{V,el} = \sum_{i=\text{molécules}} \frac{\rho_i}{\rho} \cdot \frac{R}{M_i} \cdot \frac{g_{i,1}}{g_{i,0}} \cdot \left(\frac{\theta_{i,1}^{El}}{T}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\theta_{i,1}^{El}}{T}\right) \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{g_{i,1}}{g_{i,0}} \cdot \exp\left(-\frac{\theta_{i,1}^{El}}{T}\right)\right)^2} \quad (153)$$

Précisons que pour calculer ces capacités calorifiques dans le cas d'un modèle à plus de 2 températures, Gnoffo [Gno1] et Boulahia [Bou1] parlent des expressions de Balakrishnan qui a au préalable évalué les fonctions de partitions. Il prend en compte dans son calcul le couplage entre les modes électronique et de vibration pour les molécules diatomiques. Il obtient :

$$C_{V,vib}^i = \frac{4186}{M_i} \left( B_{ala,vib,1}^i + B_{ala,vib,2}^i \cdot T_{vib} + \frac{B_{ala,vib,3}^i}{T_{vib}^2} \right) \quad (154)$$

$$C_{V,el}^i = \frac{4186}{M_i} \left( B_{ala,el,1}^i + B_{ala,el,2}^i \cdot T_e + \frac{B_{ala,el,3}^i}{T_e^2} \right) \quad (155)$$

Dans notre cas au diazote à 5 espèces, nous avons observé l'influence de la décomposition du milieu. Nous faisons l'hypothèse simplificatrice d'un modèle d'oscillation harmonique pour la vibration. Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 39. D'une manière très générale, nous observons que jusqu'à 6500 K, les différences observées entre les chaleurs spécifiques calculées en prenant en compte la décomposition du  $N_2$  et celles sans la prendre en compte sont négligeables. Pour les faibles températures, le  $N_2$  est l'espèce prépondérante dans le milieu. Puis, petit à petit, en augmentant la température, des différences importantes apparaissent pour les différents modes d'énergie. Ces différences sont montrées sur la figure 39. Globalement, une différence existe bien entre les chaleurs spécifiques calculées avec ou sans pris en compte de la décomposition, en raison des espèces chimiques présentes. Par exemple, les électrons sont la cause d'une augmentation importante de la capacité calorifique due à la translation au-delà de 14000 K.

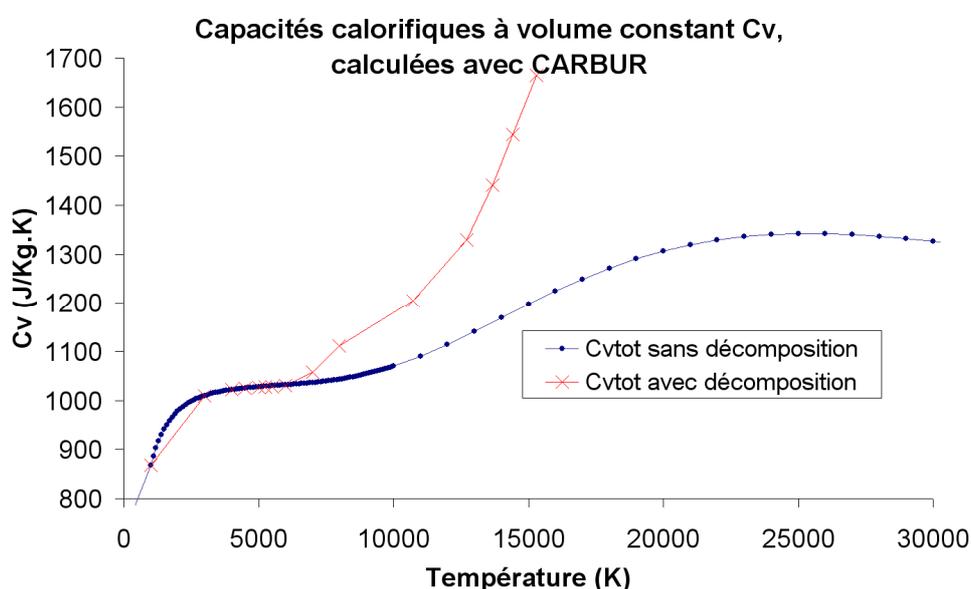


Figure 39 : Influence de la prise en compte de la décomposition chimique sur le calcul des capacités calorifiques à volume constant  $C_v$ , pour le  $N_2$ .

En ce qui concerne la translation, avec une prise en considération de la décomposition chimique (figure 40), la capacité calorifique de translation est beaucoup augmentée. Entre 8000 et 11000 K, elle est doublée à cause de N. Puis, pour des températures supérieures à 11000 K, les électrons prennent progressivement la relève, faisant ainsi augmenter la capacité calorifique due à la translation. En ce qui concerne la rotation et la vibration, c'est l'inverse : le fait de prendre en compte la décomposition réduit la capacité calorifique. La raison de cette observation est que, pour une augmentation des températures, les molécules lourdes se décomposent de plus en plus en particules atomiques. Or, seules les molécules ont un mouvement de rotation et vibrent. Ainsi, comme il y a beaucoup moins de particules vibrantes et en rotation, ces deux capacités calorifiques s'en voient modifiées. Enfin, en ce qui concerne le mode électronique, les différences sont également importantes. Le mode électronique

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

semble être influencé principalement par N et N<sup>+</sup>. Globalement, comme dans ce modèle la translation a des quantités plus importantes, la prise en compte de la décomposition chimique augmente la capacité calorifique.

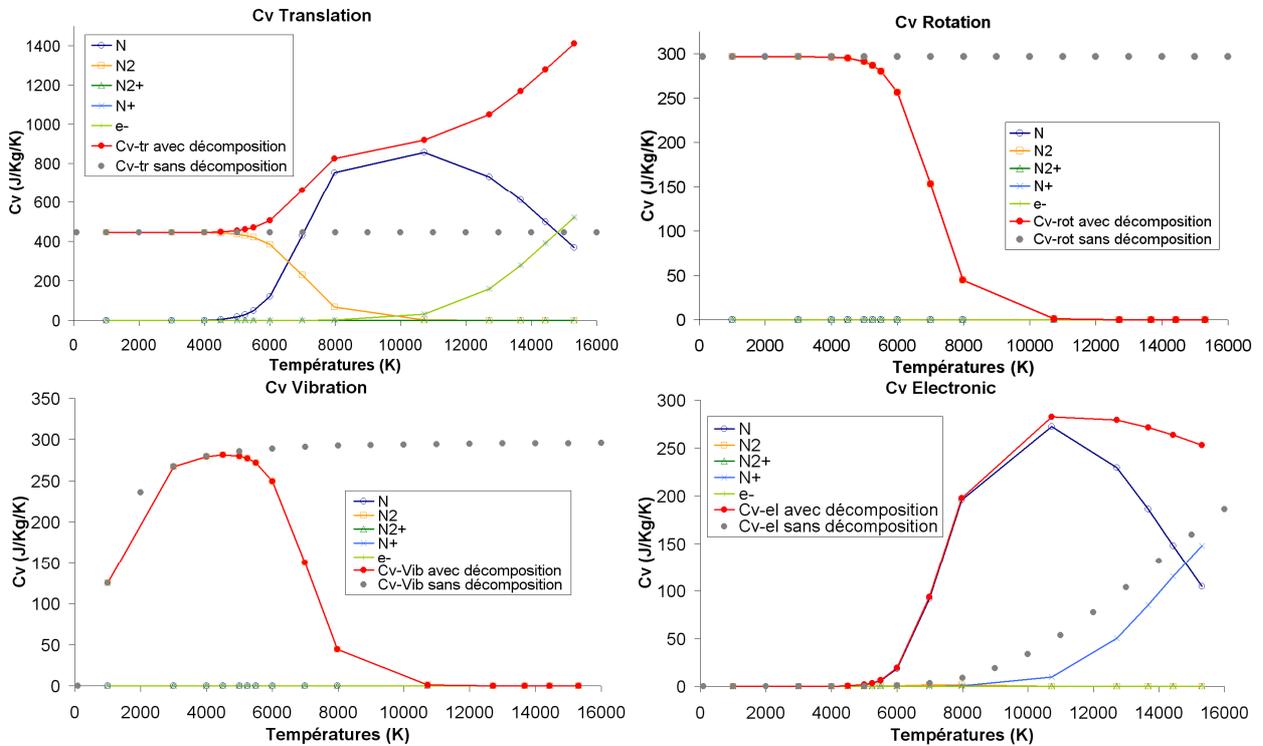


Figure 40 : Influence de la décomposition chimique sur le calcul des capacités calorifiques à volume constant des différents modes de stockage de l'énergie, pour le  $N_2$ .

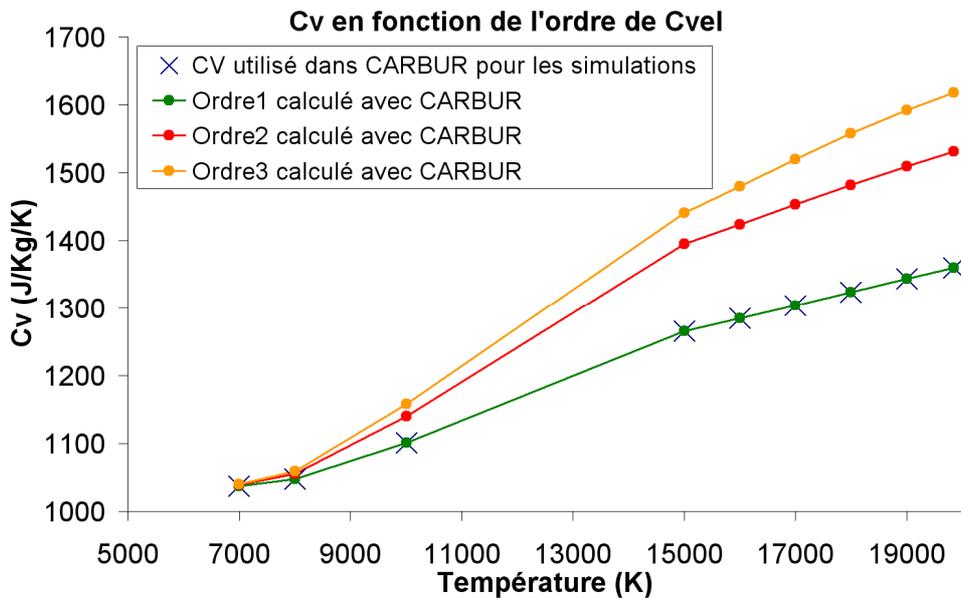


Figure 41 : Influence de l'ordre de précision du mode électronique sur le calcul des capacités calorifiques à volume constant  $C_v$ , pour le  $N_2$ .

Nous avons voulu également voir l'influence de l'ordre utilisé pour calculer la capacité calorifique du mode électronique. Le calcul de la chaleur spécifique électronique étant directement dérivé de l'énergie électronique, la capacité calorifique est donc influencée par l'ordre que l'on décide de prendre pour le calcul de l'énergie électronique. Les résultats sont donnés sur la figure 41. Nous pouvons remarquer qu'en augmentant l'ordre de précision, on augmente également les valeurs de la capacité calorifique. Les différences entre les résultats semblent se réduire lorsque l'on augmente l'ordre du calcul. Dans CARBUR, le calcul des capacités calorifiques  $C_v$  est réalisé à l'ordre 1.

#### III.4.8. Propriétés de transport.

Dans notre système d'écoulement de fluide, il existe de nombreux phénomènes de transport tels que le transport de matière, celui de la chaleur, celui de la quantité de mouvement ou encore celui du courant électrique. Avec ces phénomènes de transport, des coefficients sont alors définis pour les représenter et ainsi résoudre le système d'équations. Les coefficients de diffusion caractérisent le transfert des particules (masse) dû à une différence de densité dans le domaine d'étude. La conductivité thermique symbolise le transfert thermique en présence d'un gradient de température. La viscosité est le coefficient de transport décrivant le transfert de la quantité de mouvement dû à une différence de vitesse. Enfin, la conductivité électrique incarne le transfert des charges électriques dans le milieu, en présence d'une différence de potentiel électrique.

Ces coefficients de transport peuvent être calculés à partir de la théorie cinétique des gaz en résolvant les équations de Boltzmann qui nécessitent le calcul des intégrales de collision (nombre de molécules quittant ou rejoignant l'état considéré à cause des collisions moléculaires). Cette description est microscopique et précise mais elle est également trop compliquée pour être utilisée directement dans nos simulations numériques. Pour pallier à ce problème, il existe différents modèles permettant de calculer les coefficients de transport d'un mélange de manière plus simple et plus facile à utiliser dans des simulations (au détriment de la précision). Pour une meilleure précision, tous ces termes de transport doivent être calculés en incluant les effets des interactions entre les différentes espèces et ceux du déséquilibre thermique. Généralement, ces formules simplificatrices ont été obtenues par extrapolation de la cinétique chimique des gaz ou par interpolations d'essais expérimentaux. Il existe différents modèles qui sont des approximations des formules de Chapman-Enskog tels que ceux de Brokaw, Wilke (et Buddenberg), Mason-Saxenor, Peng et Pindrch, Yos ou encore celui de Armaly et Sutton.

Palmer [Pal1] a réalisé une étude sur différentes méthodes et lois des mélanges. Il estime que la règle de mélange de Gupta-Yos permet d'obtenir des résultats acceptables dans le cas d'écoulements faiblement ou non ionisés, tout en gagnant environ la moitié du temps de calcul par rapport à une résolution des

équations complètes. Pour des températures plus élevées et des écoulements plus ionisés, il serait préférable d'utiliser les règles de mélange d'Armaly-Sutton. Dans notre cas, nous n'utilisons pas ces méthodes lourdes en temps de calculs.

### III.4.8.1. Viscosité du mélange.

La viscosité d'un gaz est sa propriété de résistance à un écoulement. Elle correspond à la contrainte de cisaillement qu'il faut pour produire un gradient de vitesse d'écoulement dans ce gaz.

Cette propriété définit l'état d'un fluide dont les molécules sont freinées dans leurs déplacements en raison des échanges entre les molécules plus ou moins importants. Selon que l'on considère des particules neutres ou chargées, la viscosité ne sera fonction uniquement que de la température ou également de la concentration en électron [Pal1]. Si on regarde au hasard une molécule appartenant à un gaz et qu'on l'isole de ses voisines, alors on pourra remarquer qu'autour d'elle, il existe un champ de forces. Ce dernier a pour origine les forces électromagnétiques de ses électrons et de ses nucléons. Chaque particule interagit avec ses voisines (forces intermoléculaires). Pour les neutres, ces forces sont de faible portée et elles représentent le facteur principal des interactions existantes (entre les neutres). C'est d'autant plus vrai que la température est grande. Mais ces forces diminuent très rapidement avec la distance. Dans ce cas, la viscosité n'est donc fonction que de la température. Par contre, en ce qui concerne les ions, il faut prendre en compte en plus des forces intermoléculaires à longues portées. Ces dernières forces électrostatiques diminuent beaucoup moins rapidement avec la distance. Dans certains cas, elles peuvent devenir dominantes et ainsi affecter les propriétés de transport de ces molécules. Dans ce cas, les électrons libres ont en plus de la température, une grosse influence sur la viscosité.

Nous travaillons hors équilibre thermochimique. La viscosité va donc dépendre à la fois de la composition du milieu, mais également des différentes températures. Dans cette thèse, nous utilisons les tables de Gleizes [Gle1] pour déterminer la viscosité mais d'autres méthodes plus ou moins précises peuvent être utilisées pour calculer cette viscosité. Nous allons en citer quelques unes.

#### III.4.8.1.1. Modèle de Wilke.

La viscosité de cisaillement peut être déterminée à partir des viscosités de cisaillement de chacune des espèces. L'un des modèles le plus utilisé pour calculer cette viscosité de cisaillement est celui de Wilke. Ce modèle permet de calculer les différents coefficients de transport, pas uniquement la viscosité.

Wilke utilise les différents coefficients de transport particuliers des N espèces présents dans le système pour déterminer le coefficient de transport global du mélange considéré, dans le cas d'un milieu décomposé chimiquement :

Partie III : Aspects particuliers étudiés.

$$W^{ilke} = \sum_{i=1}^N \frac{X_{\mu i} \cdot W_i^{ilke}}{\phi_i} \quad (156)$$

Avec :

$$X_{\mu i} = \frac{Y_i \cdot M_{Tot}}{M_i} \quad \text{et} \quad \frac{1}{M_{Tot}} = \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{M_i} \quad (157)$$

$$\phi_{i \neq e} = \sum_{k \neq e}^N X_{\mu i} \cdot \left[ 1 + \sqrt{\frac{W_i^{ilke}}{W_k^{ilke}} \cdot \left( \frac{M_k}{M_i} \right)^{1/4}} \right]^2 \cdot \left[ 8 \cdot \left( 1 + \frac{M_i}{M_k} \right) \right]^{-1/2} \quad (158)$$

Dans le cas de la viscosité, la viscosité du mélange s'écrit alors :

$$\mu = \sum_{i=1}^N \frac{X_{\mu i} \cdot \mu_i}{\phi_i} \quad (159)$$

Selon Palmer [Pal1], la méthode de Wilke est la méthode des mélanges la moins précise qui existe, mais pour des raisons de capacités de calculs, elle est souvent utilisée.

#### III.4.8.1.2. Expression de Gupta (équilibre thermique).

Dans le cas d'un équilibre thermique, Gupta [Gup1] propose une formulation empirique des viscosités dynamiques des espèces de l'air :

$$\mu_i = 0.1 \cdot \exp(A_{\mu i}) T^{(B_{\mu i} \cdot \ln(T) + C_{\mu i})} \quad (160)$$

Le coefficient 0.1 vient du fait que  $1\text{g}/(\text{cm} \cdot \text{s}) = 0.1\text{Pa} \cdot \text{s} = 0.1\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ .

#### III.4.8.1.3. Modèle de Blottner (déséquilibre thermique).

Pour un problème en déséquilibre thermique, toujours, avec des températures inférieures à 10000 K et une ionisation faible, Blottner a proposé une expression empirique pour déterminer les viscosités dynamiques des espèces chimiques  $i$  d'un problème d'air. Cette expression est de la forme :

$$\mu_i = \mu_{ref} \cdot \exp\left[ (B_{1i} \cdot \ln(T) + B_{2i}) \ln(T) + B_{3i} \right] \quad (161)$$

Dans cette expression,  $\mu_{ref}$  est le coefficient fixe de Blottner. Il vaut 0.1 ([Gli2]). Les coefficients de Blottner sont utilisés et donnés pour l'air dans [Tch1] et [Gli2]. Candler aussi utilise cette formulation de Blottner pour exprimer ses termes de viscosité dynamique des différentes espèces présentes dans son étude.

#### III.4.8.1.4. Modèle de Sutherland (déséquilibre thermique).

Une autre formulation empirique pour déterminer la viscosité dynamique de l'espèce  $i$  est la formule de Sutherland. Cette dernière ne s'utilise uniquement qu'avec la loi des gaz parfaits :

$$\mu_i = T^{1.5} \cdot \frac{S_{ut1i}}{T + S_{ut2i}} \quad \left( \mu = 0.00001789 \cdot \frac{288 + 110}{T + 110} \cdot \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1.5} \right) \quad (162)$$

#### III.4.8.1.5. Modèle basé sur une approximation des formules de Chapman-Enskog.

Pour exprimer la viscosité du mélange, Gnoffo [Gno1] et Lee (Gupta [Gup1]) utilisent une formulation plus complexe faisant intervenir des intégrales de collisions entre les différentes particules. Dans ces deux modèles, que l'on soit à l'équilibre ou en déséquilibre thermique, la seule grosse différence est que pour le calcul des intégrales de collisions faisant intervenir un électron, c'est la température  $T$  ou la température électronique  $T_e$  qui sera utilisée :

$$\mu = 0.1 \cdot \left[ \sum_{i=1}^{N-1} \left[ \frac{10^3 \cdot \frac{M_i}{N_a} \cdot Y_i}{\sum_{k=1}^{N-1} [Y_k \cdot \Delta_{ik}(T)] + Y_e \cdot \Delta_{ie-}(T_e)} \right] + \frac{10^3 \cdot \frac{M_e}{N_a} \cdot Y_e}{\sum_{k=1}^N [Y_k \cdot \Delta_{e-k}(T_e)]} \right] \quad (163)$$

$$\text{Avec :} \quad \Delta_{ik}(\theta) = \frac{16}{5} \cdot (1.5460 \cdot 10^{-20}) \left[ \frac{2 \cdot M_i \cdot M_k}{\pi \cdot R \cdot \theta \cdot (M_i + M_k)} \right]^{1/2} \cdot \pi \cdot \Omega_{ik}^{Col} \quad (164)$$

Le coefficient 0.1 vient du fait que  $1\text{g}/(\text{cm} \cdot \text{s}) = 0.1\text{Pa} \cdot \text{s} = 0.1\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ .

#### III.4.8.1.6. Autres pistes.

Dans un problème d'Argon à 2 températures, Beulens [Beu1] calcule la viscosité dynamique de son plasma à partir de la définition du nombre de Prandtl. Dans son calcul de viscosité, il considère uniquement les particules lourdes et il fixe constant le nombre de Prandtl à 2/3. Le nombre de Prandtl correspond au rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement et la diffusivité de la chaleur :

$$\mu = \frac{\text{Pr} \cdot \lambda_i}{C_p^i} \quad (165)$$

Enfin, dans les tables de Gleizes [Gle1], les viscosités pour le  $\text{SF}_6$  pur, le  $\text{N}_2$  pur et des mélanges de ces deux composants sont données pour des températures comprises entre 1000 et 30000 K et pour 4 pressions données. Par une double interpolation linéaire, il est donc possible de remonter à la viscosité que nous

recherchons. Comme nous l'avons déjà dit, c'est cette solution que nous avons utilisée pour calculer nos viscosités.

### III.4.8.2. Conductivité thermique.

Pour calculer la conductivité thermique de chacune des espèces, les fonctions de partition  $Z$  peuvent être utilisées, mais il faut donc au préalable les déterminer. Comme pour la viscosité, cette méthode comporte quelques difficultés et elle reste lourde. Il existe d'autres méthodes plus approximatives mais qui permettent tout de même de calculer la conductivité thermique du mélange plus simplement.

Gupta [Gup1] utilise l'approximation de Chapman-Enskog pour un modèle d'air à 11 espèces chimiques et donne les expressions des différentes conductivités thermiques pour les différents modes d'énergie.

Par la méthode de Wilke et de manière similaire au calcul des viscosités, la conductivité thermique du mélange est obtenue de la manière suivante :

$$\lambda = \sum_{i=1}^N \frac{X_{\mu i} \cdot \lambda_i}{\phi_i} \quad (166)$$

Avec :  $\lambda_i = \lambda_i^{tr} + \lambda_i^{rot} + \lambda_i^{vib} + \lambda_i^{el}$  et  $\lambda_i = \mu_i \cdot \left[ \frac{5}{2} \cdot C_{V,tr}^i + C_{V,rot}^i + C_{V,vib}^i + C_{V,el}^i \right]$  (167)

Les conductivités thermiques de translation/rotation des différentes espèces sont également données par les relations d'Euken. Celles de vibration ont aussi été étudiées par Ahtye et mises sous la forme suivante :

$$\lambda_i^{vib} = \rho_i \cdot D \cdot C_{V,vib}^i \quad (168)$$

Beulens [Beu1] utilise deux formulations empiriques selon la température pour déterminer sa conductivité thermique totale, dans son plasma à l'Argon :

- Si  $T \leq 7000$  K, il utilise la formule de Devoto :

$$\lambda = 2.43 \cdot 10^{-4} \cdot T^{3/4} \quad (169)$$

- Si  $T > 7000$  K, il utilise alors la formule de Spitzer et Harm :

$$\lambda = \frac{1.84 \cdot 10^{-10} \cdot T^{5/2}}{\ln(G)} \quad (170)$$

Enfin dans les tables de Gleizes [Gle1], les conductivités thermiques sont également tabulées pour le  $SF_6$  pur, le  $N_2$  pur et des mélanges de ces deux composants pour des températures comprises entre 1000 et 30000 K et pour 4 pressions données (1, 2, 4 et 8 atm). La conductivité thermique peut donc également être déterminée par double interpolation linéaire en utilisant ces tables. C'est encore une fois cette solution qui a été choisie au cours de ce travail.

### III.4.8.3. Terme de diffusion.

Dans ce travail, nous ne considérons qu'une diffusion massique due aux gradients de pression dans le gaz. Les effets Soret et Dufour sont négligés.

Yos propose une formulation lourde du coefficient de diffusion qui demande de connaître les intégrales de collision (pour calculer les coefficients de diffusion binaire). Cette formule ([Gno1] et [Sal1]) se note :

$$D_i = \frac{M_i (M_{Tot} - M_i)}{M_{Tot}^3 \cdot \sum_{r \neq i} \frac{1}{D_{ir} \cdot M_{Tot}}} \quad (171)$$

D'autres auteurs fixent les coefficients de diffusion. En effet, ils supposent que les neutres ont un même coefficient de diffusion D, dit binaire.

$$D_{i=neutre} = D \quad (172)$$

Pour les ions, il est possible de prendre le coefficient de diffusion égal à  $2, D$ . Ramsaw augmente légèrement la précision de cette hypothèse en faisant intervenir les températures :

$$D_{i=ion}^{Tchuen} = 2.D \quad \text{ou} \quad D_{i=ion}^{Ramsaw} = D \cdot \left( 1 + \frac{T_e}{T} \right) \quad (173)$$

Enfin, pour les électrons, une formule dérivée du modèle de Lee permet de déterminer le coefficient de diffusion :

$$D_{i=e^-} = \frac{\sum_{i \neq e^-} D_i \cdot \rho_i \cdot \frac{M_e}{M_i}}{\sum_{i \neq e^-} \rho_i} \quad (174)$$

Rappelons que le coefficient de diffusion binaire D peut être encore déterminé à partir des nombres de Lewis et de Schmidt. Précisons que Tchuen [Tch1] pose le nombre de Lewis égal à 1.2. Salvetti [Sal1] ou encore Glinsky [Gli2] utilisent le modèle de Sutherland, repris par Candler [Can1] et ils imposent ce nombre de Lewis à 1.

Beulens [Beu1] considère sa diffusion étant uniquement ambipolaire et il détermine son coefficient de diffusion à partir de la formule de Devoto :

$$D = \frac{3.k_b.T_e}{11.36 \cdot 10^{-17} \cdot \rho \cdot T^{0.36}} \quad (175)$$

### III.4.9. Processus de relaxation.

Les collisions tendent à homogénéiser le milieu et chaque molécule présente peut alors perdre son excès d'énergie. Ce phénomène est ce que l'on appelle un phénomène de relaxation.

#### III.4.9.1. Temps de relaxation vibration/électronique $\tau_i^{Vib-el}$ .

Le traitement du temps de relaxation vibrationnelle de l'espèce  $i$  pour les échanges entre modes de vibration et électronique a été réalisé par Lee, Huo ou encore Candler. Ils ont proposé chacun une expression de ce terme. Candler [Can1] découpe le problème en deux plages de températures. Ainsi, pour les températures électroniques inférieures à 7000 K, il propose :

$$\text{Log}_{10}(\tau_i^{Vib-el}) = 7.50 \cdot [\text{Log}_{10}(T_e)]^2 - 57.0 \cdot [\text{Log}_{10}(T_e)] + 98.7 - \text{Log}_{10}(P_e) - \text{Log}_{10}(10^{-5}) \quad (176)$$

Pour les températures supérieures à 7000 K, il propose :

$$\text{Log}_{10}(\tau_i^{Vib-el}) = 2.36 \cdot [\text{Log}_{10}(T_e)]^2 - 17.9 \cdot [\text{Log}_{10}(T_e)] + 24.35 - \text{Log}_{10}(P_e) - \text{Log}_{10}(10^{-5}) \quad (177)$$

Tchuen [Tch1] (donc CARBUR) et McGough [Mcg1] utilisent tous deux cette dernière expression dans leurs travaux. Gnoffo [Gno1] travaille avec les expressions de Lee et de Huo. Abe [Abe1], Bourdon [Bou2] et Kuchi-ishi [Kuc1] utilisent les formulations de Candler et de Lee.

#### III.4.9.2. Temps de relaxation vibration/translation $\tau_i^{Vib-tr}$ .

Les temps de relaxation d'échange d'énergie entre des modes de vibration et de translation ont également été proposés par différents auteurs. El Dabaghi [Eld1] explique que pour un mélange gazeux, ce terme peut être exprimé sous la forme d'une moyenne de plusieurs temps de relaxation des gaz purs constituant le mélange :

$$\frac{1}{\tau_i^{Vib-tr}} = \sum_k \frac{Y_k}{\tau_{ik}^{Vib-tr}} \quad (178)$$

L'inconvénient de cette formule est qu'elle demande le calcul des temps de relaxation entre les modes de vibration et de translation de chaque couple de particules  $i$  et  $k$ . En raison d'une très grosse incertitude sur les données, la plupart des auteurs utilisent finalement des modèles bien moins exigeants. Gnoffo [Gno1] et McGough [Mcg1] combinent 2 modèles, celui de Millikan et White pour des températures comprises entre 300 et 8000 K et celui de Park au-delà. Dans le modèle de Millikan et White, les collisions sont supposées inélastiques.

Partie III : Aspects particuliers étudiés.

$$\tau_i^{MW} = \frac{\sum_k n_k \cdot \exp[A_k^{MW} \cdot (T^{-1/3} - B_k^{MW} \cdot \mu_{ik}^{1/4}) - 18.42]}{10^{-5} \cdot P \cdot \sum_k n_k} \quad \text{et} \quad \tau_i^{Park} = \frac{1}{\sigma_i \cdot C_i \cdot n_i} \quad (179)$$

La vitesse moléculaire moyenne de l'espèce i s'écrit :

$$\bar{C}_i = \sqrt{\frac{8 \cdot k_b \cdot T}{\pi \cdot m_i}} \quad (180)$$

Pour la détermination de la section efficace de relaxation vibrationnelle, Gnoffo et McGough n'utilisent pas la même valeur :

$$\sigma_i^{Gnoffo} = 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad \text{et} \quad \sigma_i^{McGough} = 10^{-17} \left( \frac{50000 \cdot k_b}{T} \right)^2 \text{ cm}^2 \quad (181)$$

Mallinger [Mal1] et Godart [God1] utilise d'autres expressions plus générales : il utilise un modèle de Blackmann et un deuxième modèle de Millikan et White (plus général que celui utilisé par Gnoffo). Pour ces 2 modèles, le temps de relaxation est donné sous la forme générale suivante :

$$\tau^{vib-tr} = \frac{A_\tau}{P} \cdot \exp\left(\frac{B_\tau}{T^{1/3}} + C_\tau\right) \quad (182)$$

Pour de l'air, Blackman propose les coefficients suivants :

$$A_\tau = 7.12 \cdot 10^{-9} \quad , \quad B_\tau = 124.07 \quad \text{et} \quad C_\tau = 0 \quad (183)$$

Quant à Millikan et White, ils ont posé toujours pour de l'air :

$$A_\tau = 1 \quad , \quad B_\tau = 221.35 \quad \text{et} \quad C_\tau = -24.84 \quad (184)$$

Bourdon [Bou2] et Abe [Abe1] utilisent également le modèle de Millikan et White pour déterminer le temps de relaxation entre la translation et la vibration. La relaxation vibrationnelle dans un écoulement expansif (dans une tuyère) est plus rapide que celle présente derrière une onde de choc [Abe1]. Pour cette raison, Abe divise les temps de relaxation obtenus grâce à l'expression de Millikan et White par un facteur  $\varphi$  :

$$\varphi_{N_2} = 1.5 \quad \quad \varphi_{O_2} = 1.5 \quad \quad \varphi_{NO} = 3 \quad (185)$$

Dmitrieva a également proposé une expression pour calculer ce terme de relaxation, mais cette méthode connaît des difficultés sur les données d'entrée.

### III.4.9.3. Fréquence de collision d'une espèce i avec un électron $v_i^{el}$ .

Selon que l'espèce i soit une particule neutre ou un ion, la même probabilité de rentrer en collision avec un électron n'est pas la même en raison des charges. Il existe donc 3 cas possibles :

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

- L'espèce i est un ion :

$$\nu_i^{el} = \frac{64}{27} \left( \frac{\pi \cdot N_a}{M_e} \right)^{1/2} \cdot \frac{N_a \cdot \rho_i}{M_i} \cdot e_{cst}^4 \cdot \frac{1}{(2 \cdot k_b \cdot T_e)^{3/4}} \cdot \ln \left( \frac{9 \cdot k_b^3 \cdot T_e^3 \cdot M_e}{4 \cdot \pi \cdot N_a \cdot \rho_e \cdot e^6} \right) \quad (186)$$

- L'espèce i est un neutre :

$$\nu_i^{el} = \frac{N_a \cdot \rho_i}{M_i} \cdot \sigma_{ei} \cdot \left( \frac{8 \cdot k_b \cdot T_e \cdot N_a}{\pi \cdot M_e} \right) \quad (187)$$

- L'espèce i est un électron :

$$\nu_e^{el} = 0 \quad (188)$$

Généralement, les sections transversales de collision prises sont égales au diamètre de collision des deux espèces concernées lorsqu'aucun électron n'est impliqué. Dans ce paragraphe, une des deux espèces est un électron. Dans ce cas, Gnoffo [Gno1] travaille avec une formulation empirique de la forme :

$$\sigma_{ei} = A_\sigma + B_\sigma \cdot T_{e-} + C_\sigma \cdot T_{e-}^2 \quad (189)$$

Tchuen précise dans son travail [Tch1] que Candler et MacCormak posent leurs sections transversales de collision faisant intervenir un électron constantes. Bourdon [Bou2] et Abe [Abe1] utilisent aussi cette constante dans leurs travaux.

$$\sigma_{ei}^{Candler} = 10^{-20} m^2 \quad (190)$$

### III.5. Conclusion.

Dans cette partie, les notions d'équilibre thermodynamique local (ETL), de déséquilibre thermique, de déséquilibre chimique et de déséquilibre thermo-chimique ont été introduites. Puis, nous avons discuté de l'intérêt d'une étude sur le déséquilibre dans les arcs électriques présents dans les disjoncteurs électriques haute tension.

Nous nous sommes alors intéressés à CARBUR. Les hypothèses de l'étude ont été posées. Le système d'équations à résoudre pour pouvoir simuler l'écoulement de diazote  $N_2$ , en prenant en compte le déséquilibre thermique et la décomposition chimique du  $N_2$  a été présenté. Nous travaillons avec 4 températures distinctes :  $T_{Tr/Rot}$ ,  $T_{Vib-N_2}$ ,  $T_{Vib-N_2^+}$  et  $T_e$ . Le modèle cinétique chimique comprend 5 espèces chimiques ( $N$ ,  $N_2$ ,  $N_2^+$ ,  $N^+$  et  $e^-$ ) et 7 réactions chimiques. Pour valider ce dernier, une étude en tube à choc étudiée par Allen [All3], Sharma [Sha1], Park [Par2] et Epifanie [Epi1] a été reprise, puis l'équilibre chimique obtenu à 1 bar a été vérifié. Cet équilibre a été comparé avec les travaux réalisés au laboratoire Laplace, à Toulouse.

Enfin, nous avons pu observer l'influence que le modèle d'oscillation a sur le calcul des énergies internes et des chaleurs spécifiques  $C_v$  : les valeurs calculées avec CARBUR retrouvent bien celles d'Epifanie [Epi1], mais elles sont bien inférieures à celles obtenues par Liu [Liu1] ou encore celles de Gleizes

### Partie III : Aspects particuliers étudiés.

[Gle1]. Dans le cas du  $N_2$ , le modèle de vibration, ainsi que le mode électronique et la décomposition chimique ont un rôle important sur le calcul des énergies internes pour des températures supérieures à 6000 K.

Avec toutes ces caractéristiques, il est donc intéressant d'étudier maintenant comment CARBUR est capable de simuler un écoulement d'arc électrique dans une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension.

## IV. Partie IV :

# Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR.

IV.1.	Module d'arc électrique.....	126
IV.1.1.	Période d'initialisation.....	126
IV.1.2.	Période d'arc établi.....	128
IV.2.	Module de l'électrode mobile.....	130
IV.3.	Comparaison CARBUR/NS2.....	133
IV.3.1.	Présentation générale de NS2.....	133
IV.3.2.	Cas d'un écoulement de fluide en tube à choc.....	135
IV.3.2.1.	Calcul direct.....	135
IV.3.2.2.	Cas d'un tube à choc 1.....	136
IV.3.2.3.	Cas d'un tube à choc 2.....	138
IV.3.3.	Cas d'un arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.....	139
IV.3.3.1.	Cas SF <sub>6</sub> .....	140
IV.3.3.2.	Cas N <sub>2</sub> .....	143
IV.3.4.	Cas d'un arc électrique dans une configuration de disjoncteur électrique réelle.....	148
IV.3.4.1.	Observations générales sur l'écoulement.....	149
IV.3.4.2.	Termes sources et période d'allumage.....	152
IV.3.4.3.	Écoulement dans la cheminée.....	154
IV.3.4.4.	Écoulement dans le divergent de la tuyère.....	155
IV.3.4.5.	Zone d'arc et voisinage proche.....	156
IV.4.	Conclusion.....	158

Pour prendre en compte l'arc électrique, un module d'arc électrique multi-blocs a été ajouté dans CARBUR. De plus, pour pouvoir prendre en compte le déplacement relatif des deux électrodes au moment de l'ouverture des contacts, un module d'électrode mobile a également été implémenté dans CARBUR. Ces deux modules sont indépendants, même si, pour le calcul des termes sources de l'arc électrique, il est nécessaire de connaître la position de l'électrode mobile. Les termes sources de l'arc électrique sont calculés uniquement dans la région où on suppose l'arc électrique entre les deux électrodes.

## IV.1. Module d'arc électrique.

Comme nous l'avons déjà dit, CARBUR est un code numérique de mécanique des fluides permettant d'étudier des écoulements réactifs à hautes enthalpies et prenant en compte des déséquilibres thermiques. Ainsi, un des travaux réalisés au cours du master recherche et de cette thèse a été d'y introduire un module d'arc électrique multi-blocs. Ce module est similaire à celui utilisé dans NS2 (code numérique interne à Siemens T&D présenté plus loin dans un paragraphe dédié à ce code). Ce module permet de calculer les termes sources d'effet Joule et de rayonnement dans une maille donnée, connaissant sa température, sa pression, sa position et ses dimensions.

L'arc électrique est localisé entre 2 électrodes, dans une région que l'on appelle la zone d'arc. Cette zone peut être constituée d'un ou plusieurs blocs et sa taille est susceptible d'évoluer dans le temps (ouverture des contacts). Le module d'arc électrique consiste à calculer pour chaque maille de cette région les termes d'initialisation, d'effet Joule et de rayonnement selon la phase de l'arc dans laquelle il se trouve. Deux phases d'arc sont à distinguer. La première est une phase d'initialisation (ou de réinitialisation) dans laquelle le rayonnement n'est pas pris en compte et dans laquelle de l'énergie est injectée artificiellement dans la zone d'arc afin d'initialiser les simulations. La deuxième phase est la phase d'arc dans laquelle les termes sources d'effet Joule et de rayonnement sont pris en compte. Avant tout calcul, il faut définir au préalable les blocs qui font partie de la zone d'arc, dans l'ordre de passage de l'électrode mobile.

### IV.1.1. Période d'initialisation.

Avant de considérer que la zone d'arc contient un arc électrique établi, la zone est initialisée : de l'énergie y est apportée de manière artificielle. Cet apport d'énergie est négligeable devant les termes sources de l'arc électrique mis en jeu ensuite (figures 56 et 61, cette phase d'initialisation peut être vue comme une allumette qui allume un grand feu). De même, il est possible de réinjecter de l'énergie artificiellement dans la zone d'arc dans les phases de zéro du courant, si les quantités d'énergies dans cette région descendent trop bas. Nous éviterons d'utiliser cette réinjection dans la suite afin de laisser évoluer l'arc électrique de lui-même.

Pour déterminer le moment où l'arc électrique est capable de se gérer de lui-même, la température de chacune des mailles de la zone d'arc est observée. À chaque pas de temps de la simulation, le maximum de température sur chaque section de l'arc électrique est relevé. Tant que le minimum de ces maximums de températures est inférieur à une certaine limite ( $T_{Gauss} + Marge\_T$ ), de l'énergie est injectée selon une courbe gaussienne centrée sur l'axe de symétrie :

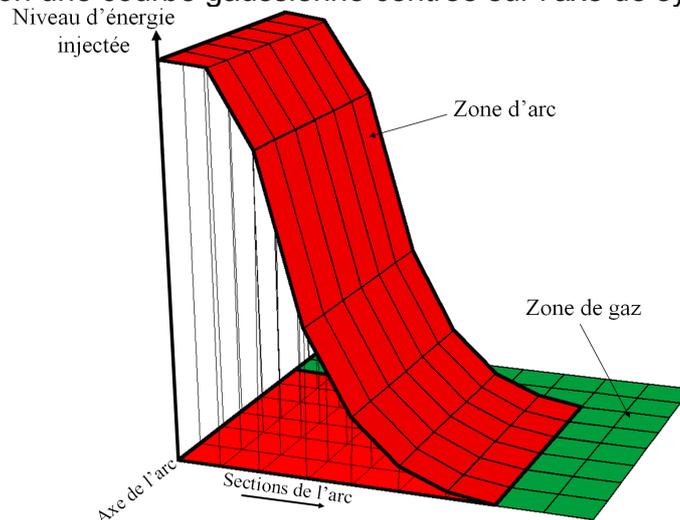


Figure 42 : Énergie injectée lors de la phase d'allumage à l'aide d'une gaussienne dans la zone d'arc.

Cette gaussienne s'écrit de la manière suivante :

$$Q_{Allumage} = A_{Gauss} \cdot \exp\left(\frac{-(y - Y_{Gauss})^2}{2 \cdot E_{Gauss}^2}\right) \quad (191)$$

L'amplitude gaussienne  $A_{Gauss}$ , l'écart type  $E_{Gauss}$ , ainsi que la tendance centrale  $Y_{Gauss}$  (ou espérance mathématique) sont définis avant de lancer les simulations. Ils dépendent surtout du gaz utilisé. Une fois que la période d'initialisation est terminée, l'arc électrique se gère de lui-même avec ces deux termes sources d'effet Joule et de rayonnement. Il se peut que dans certains cas, trop d'énergie s'échappe de la zone d'arc et ainsi que le minimum des maximums de température de chacune des sections de l'arc électrique passe en-dessous d'une autre limite ( $T_{Gauss}$ ). Dans ce cas, le rayonnement est arrêté et une nouvelle injection artificielle est réalisée jusqu'à ce que la première température limite ( $T_{Gauss} + Marge\_T$ ) soit de nouveau atteinte.

On appelle donc température gaussienne  $T_{Gauss}$ , la température limite au dessous de laquelle, une réinjection artificielle est réalisée. Et la température limite en dessus de laquelle l'injection artificielle est arrêtée correspond à la somme de cette température gaussienne et d'une marge de température supplémentaire  $Marge\_T$ . Ces deux variables sont également définies dans les options des calculs et dépendent de la nature du gaz. Par exemple, le seuil des températures est légèrement plus élevé dans le cas du  $SF_6$  que dans le cas du  $N_2$ .

#### IV.1.2. Période d'arc établi.

Dès que la quantité d'énergie est suffisante dans la zone d'arc (la plupart du temps), les termes sources d'effet Joule et de rayonnement sont alors calculés dans chacune des mailles de la zone d'arc, puis injectés dans les termes sources des équations d'évolutions des énergies. Lorsqu'une seule température est considérée, l'ensemble de ces termes sources est injecté directement dans l'équation d'évolution de l'énergie. En revanche, lorsque différentes températures sont calculées, la question du positionnement de ces termes sources peut se poser. En effet, est-ce que ce sont les électrons qui captent dans un premier temps toute l'énergie due à l'effet Joule et qui en restituent ensuite une partie aux autres particules lors des collisions avec celles-ci ? Les électrons sont-ils les seuls responsables du rayonnement ? Ou est-ce que les autres particules ont aussi une influence directe sur ces deux phénomènes physiques ? Généralement, dans les travaux que l'on peut trouver dans la littérature, ces termes sont entièrement distribués aux électrons. À la fin de ce travail, une étude sur la distribution de ces deux termes est réalisée.

Comme indiqué sur la figure 43, la procédure permettant le calcul du terme source d'effet Joule, dans CARBUR, consiste à calculer la conductivité électrique de chacune des mailles par double interpolation linéaire, de la résistance électrique de chacune des sections droites de la zone d'arc et de l'intensité du courant électrique.

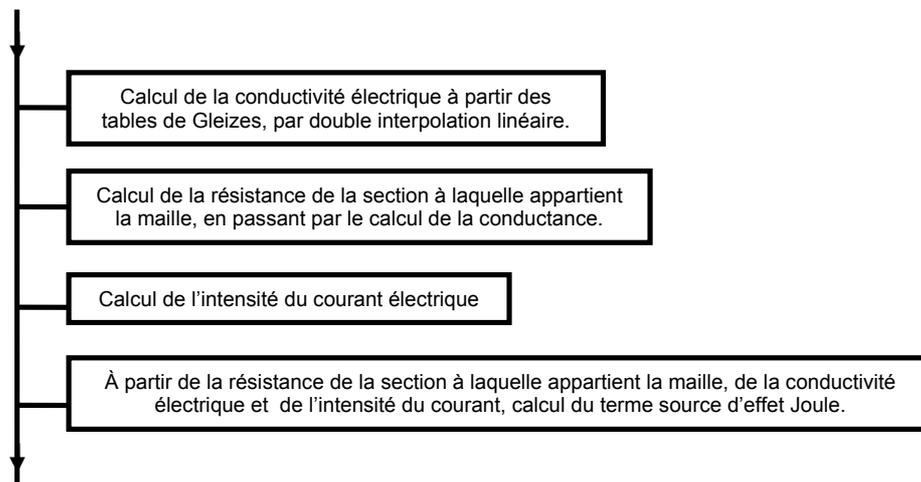


Figure 43 : Organigramme du calcul du terme source par effet Joule.

En ce qui concerne le rayonnement, c'est la méthode NEC qui est utilisée. Cette dernière nécessite le calcul d'un coefficient d'émission nette. L'organigramme de son calcul est très simple et est donné dans la figure 44. Le calcul du coefficient d'émission nette est également déterminé par interpolation linéaire, à partir de la température.

Partie IV : Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR.

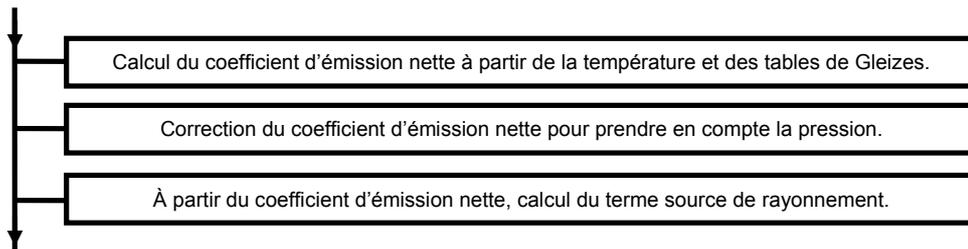


Figure 44 : Organigramme du calcul du terme source de rayonnement

Le calcul de ces deux termes sources a déjà été expliqué dans la partie précédente. La figure 45 présente l'organigramme général des différentes étapes du module d'arc réalisées dans CARBUR.

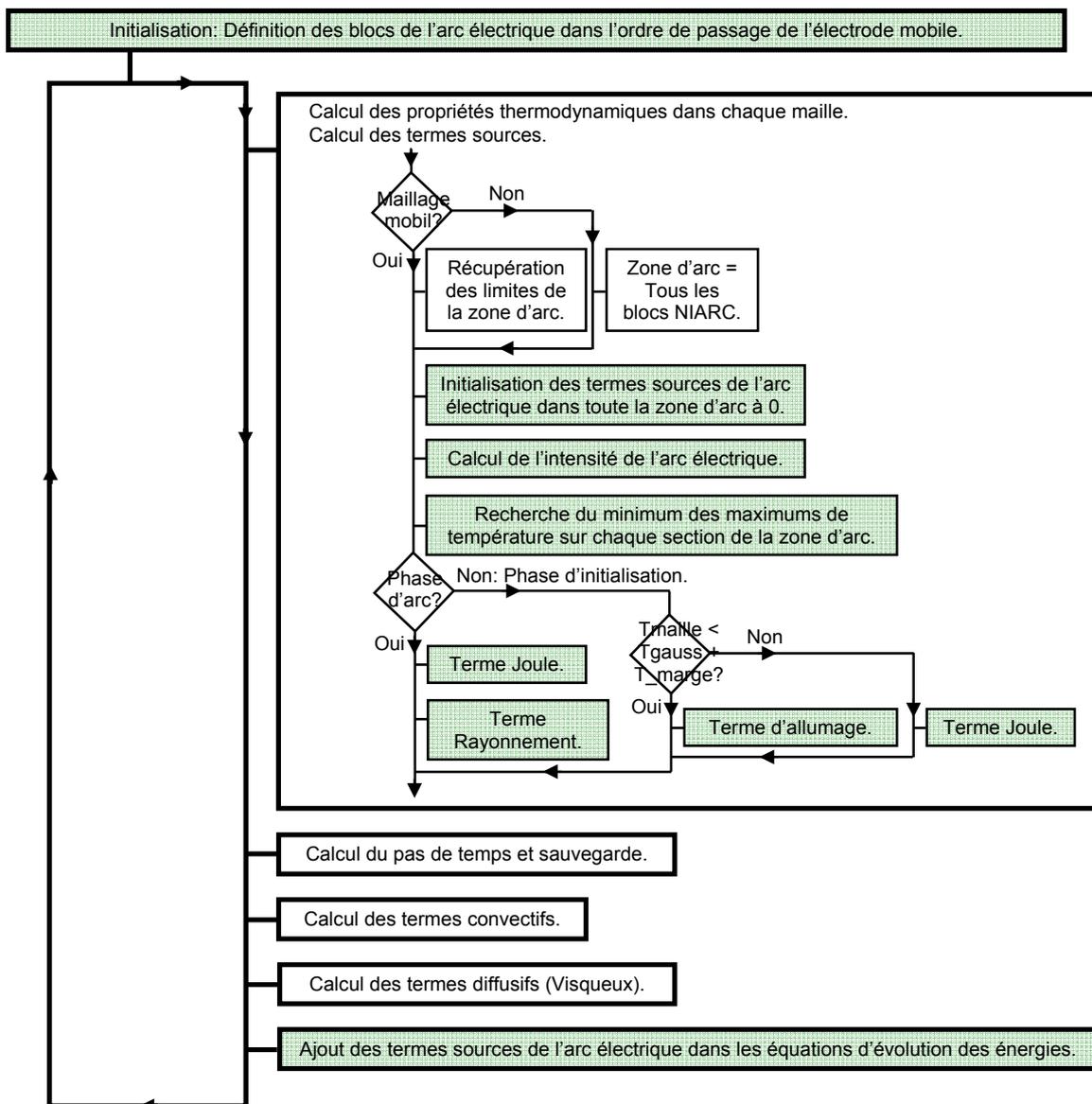


Figure 45 : Organigramme général du module d'arc électrique dans CARBUR.

## IV.2. Module de l'électrode mobile.

Contrairement à ce qui est fait dans NS2, l'électrode mobile de CARBUR ne crée pas, ni ne fait disparaître ou encore déforme des mailles. L'électrode est représentée par une zone fluide indépendante. Cette région est isolée du gaz environnant en lui appliquant des frontières adiabatiques. Aucun échange ne se produit entre cette zone et le reste du domaine. L'organigramme de l'ensemble du module de l'électrode mobile est donné sur la figure 46.

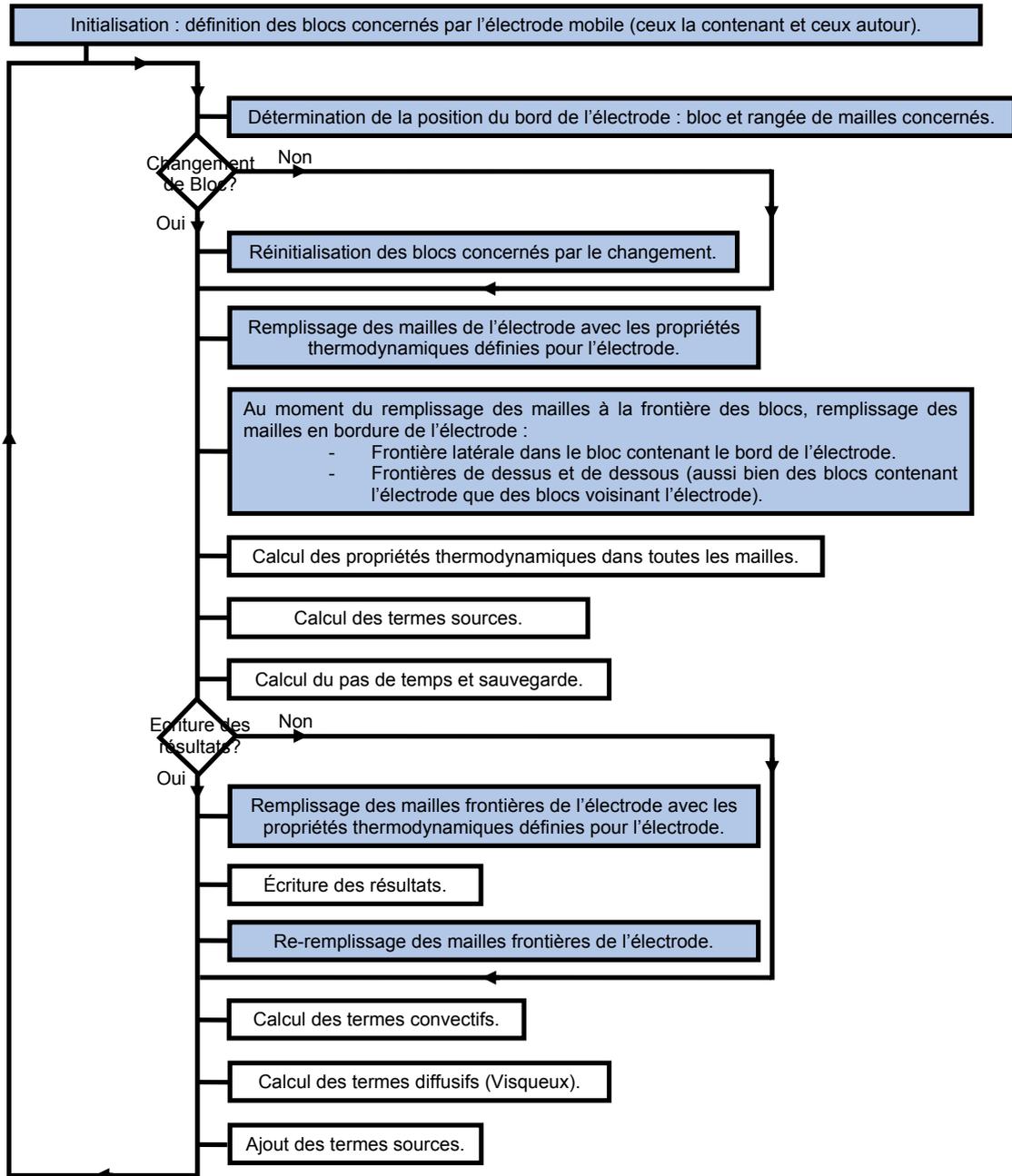


Figure 46 : Organigramme général du module d'électrode mobile dans CARBUR.

À chaque pas de temps, les parois de l'électrode sont réinitialisées au moment de l'affectation des frontières de chacun des blocs, juste avant de calculer les propriétés thermodynamiques du gaz. L'électrode peut se déplacer vers la droite ou vers la gauche, avec une vitesse constante. Elle peut également être constituée d'un seul ou de plusieurs bloc(s).

Au moment de l'initialisation du calcul, il faut définir les blocs dans lesquels l'électrode mobile va évoluer. Afin d'avoir une condition de parois adiabatiques contre les parois de l'électrode, il est également nécessaire de définir les blocs l'environnant. En effet, les conditions aux limites de ces derniers sont modifiées. À la place d'avoir une condition de continuité à l'électrode et donc d'aller chercher les propriétés thermodynamiques correspondantes dans les blocs qui conviennent (ceux de l'électrode mobile), une condition de paroi adiabatique est appliquée sur l'électrode. De ce fait, aucun échange ne peut se faire entre la région de l'électrode mobile et le reste de la chambre de coupure.

Une fois la phase d'initialisation terminée, on passe alors à la phase de calcul. Au début de chaque pas de temps de la simulation, il faut déterminer le positionnement exact du bord de l'électrode : pour cela, on doit connaître la vitesse de l'électrode (définie dans les options du calcul), le temps où se trouve la simulation, ainsi que la position de départ de l'électrode. À partir de cette position, la rangée de mailles, ainsi que le bloc concerné par le bord de l'électrode sont déterminés afin de connaître exactement le bord de l'électrode (figure 47).

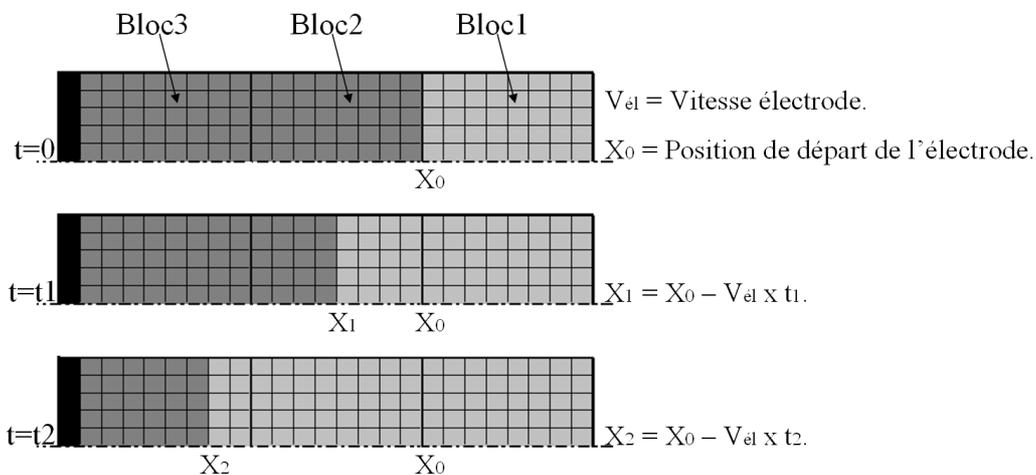


Figure 47 : Déplacement de l'électrode vers la gauche.

En ce qui concerne les conditions aux limites des blocs, dans CARBUR, chaque bloc est en réalité encadré par 2 rangées de cellules fantômes. À l'ordre 1, seule la première rangée (rangée gris clair sur la figure 48) est utile. À l'ordre 2, les deux le deviennent. Chaque bloc se chevauche donc sur deux rangées de mailles afin de pouvoir réaliser correctement leurs conditions aux limites.

Partie IV : Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR.

(1,NK+4)	(2,NK+4)	(3,NK+4)	(4,NK+4)							(NJ+1,NK+4)	(NJ+2,NK+4)	(NJ+3,NK+4)	(NJ+4,NK+4)
(1,NK+3)	(2,NK+3) (1,NK+2)	(3,NK+3) (2,NK+2)	(4,NK+3) (3,NK+2)							(NJ+1,NK+3) (NJ,NK+2)	(NJ+2,NK+3) (NJ+1,NK+2)	(NJ+3,NK+3) (NJ+2,NK+2)	(NJ+4,NK+3)
(1,NK+2)	(2,NK+2) (1,NK+1)	(3,NK+2) (2,NK+1) (1,NK)	(4,NK+2) (3,NK+1) (2,NK)							(NJ+1,NK+2) (NJ,NK+1) (NJ-1,NK)	(NJ+2,NK+2) (NJ+1,NK+1) (NJ,NK)	(NJ+3,NK+2) (NJ+2,NK+1)	(NJ+4,NK+2)
(1,NK+1)	(2,NK+1) (1,NK)	(3,NK+1) (2,NK) (1,NK-1)	(4,NK+1) (3,NK) (2,NK-1)							(NJ+1,NK+1) (NJ,NK) (NJ-1,NK-1)	(NJ+2,NK+1) (NJ+1,NK) (NJ,NK-1)	(NJ+3,NK+1) (NJ+2,NK)	(NJ+4,NK+1)
(1,4)	(2,4) (1,3)	(3,4) (2,3) (1,2)	(4,4) (3,3) (2,2)							(NJ+1,4) (NJ,3) (NJ-1,2)	(NJ+2,4) (NJ+1,3) (NJ,2)	(NJ+3,4) (NJ+2,3)	(NJ+4,4)
(1,3)	(2,3) (1,2)	(3,3) (2,2) (1,1)	(4,3) (3,2) (2,1)							(NJ+1,3) (NJ,2) (NJ-1,1)	(NJ+2,3) (NJ+1,2) (NJ,1)	(NJ+3,3) (NJ+2,2)	(NJ+4,3)
(1,2)	(2,2) (1,1)	(3,2) (2,1)	(4,2) (3,1)							(NJ+1,2) (NJ,1)	(NJ+2,2) (NJ+1,1)	(NJ+3,2) (NJ+2,1)	(NJ+4,2)
(1,1)	(2,1)	(3,1)	(4,1)							(NJ+1,1)	(NJ+2,1)	(NJ+3,1)	(NJ+4,1)

Figure 48 : Numérotation des cellules d'un bloc dans CARBUR, avec ses cellules visibles et ses cellules fantômes.

Connaissant la position de la bordure de l'électrode et ne perdant pas de vue le fonctionnement en 2 rangées de mailles fantômes, les mailles de l'électrode sont remplies avec des propriétés thermodynamiques pour l'électrode définies dans les options du calcul (croix dans les mailles de la figure 49).

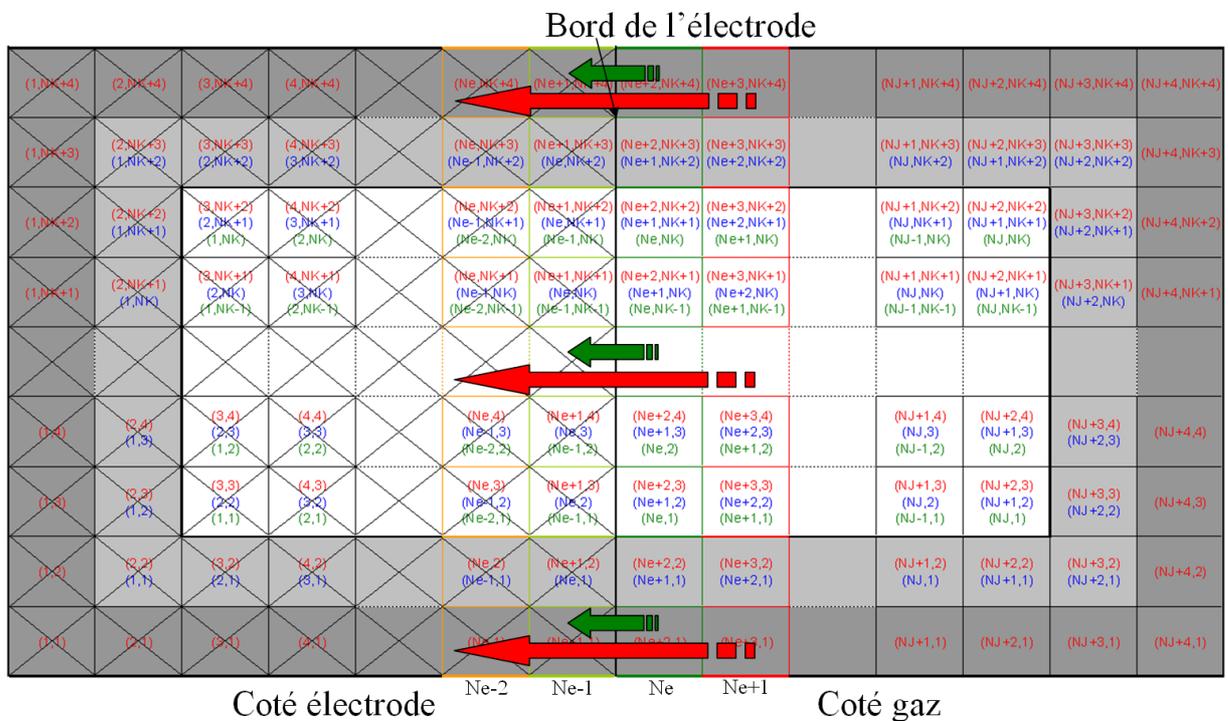


Figure 49 : Remplissage des mailles de l'électrode mobile.

Au moment du remplissage des mailles fantômes de tous les blocs, les mailles en bordure de l'électrode, du côté électrode, sont également affectées. Dans un premier temps, les propriétés thermodynamiques présentes dans les mailles de la première colonne côté gaz par rapport au bord de l'électrode (colonne Ne) sont récupérées et transférées aux mailles de la première colonne côté électrode (colonne Ne-1). De même que les données des mailles de la colonne Ne+1 sont copiées dans celles de la colonne Ne-2 (figure 49). De cette manière, les flux au bord de l'électrode s'annulent. La paroi de l'électrode est donc adiabatique.

Ensuite, on s'occupe des blocs positionnés au-dessus et en-dessous de l'électrode mobile. Dans les cellules fantômes présentes au bord de l'électrode, une condition de paroi adiabatique est appliquée. À partir de là, la suite du calcul peut reprendre : calcul des propriétés thermodynamiques, des termes sources, des termes convectifs et des termes diffusifs, puis ajout des termes sources dans les équations d'évolution. À chaque pas de temps du calcul, la procédure se répète.

Précisons enfin qu'au moment de l'écriture des résultats, afin d'avoir une électrode bien homogène, on réaffecte les 2 colonnes de mailles fantômes du bord de l'électrode avec les variables thermodynamiques de la zone de l'électrode. Les résultats sont alors écrits, puis on réaffecte de nouveau dans ces deux colonnes les valeurs présentes avant l'écriture des résultats.

### IV.3. Comparaison CARBUR/NS2.

NS2 et CARBUR sont deux codes numériques codés en Fortran qui permettent la simulation d'écoulements de fluides, mais dont la finalité n'est pas la même. En effet, comme nous l'avons déjà vu, CARBUR est un code recherche, étudiant des phénomènes physiques tels que le déséquilibre thermique, la turbulence ou encore la combustion, dans des écoulements réactifs à haute enthalpie. Il a été utilisé pour étudier principalement des cas de réentrées atmosphériques ([Tch1], [Tch2] et [Tch3]) et de scramjet ([Bur1]). De son côté, NS2, comme nous allons le voir, a pour objectif l'obtention de résultats rapides d'écoulements de gaz dans les chambres de coupure des disjoncteurs électriques haute tension, dans le but d'accompagner les phases de développement des chambres de coupure de ces appareils. Les objectifs étant différents, la précision demandée est donc différente.

#### IV.3.1. Présentation générale de NS2.

NS2 (Navier Stokes, 2D) est un code numérique permettant de simuler des écoulements de gaz compressible pour une application industrielle. Il contient un module d'arc électrique (termes sources d'effet Joule et de rayonnement), ainsi qu'un module de maillage mobile. Il a été développé au sein du groupe Merlin Gerin [Che2] et est actuellement utilisé par Siemens T&D afin d'assister la conception des chambres de coupure des disjoncteurs électriques haute tension.

Il a pour objectif de donner des résultats rapides avec la meilleure fiabilité possible. Pour permettre l'obtention de résultats rapides, ce code numérique repose sur de fortes hypothèses dont celle de l'équilibre thermodynamique local (ETL).

NS2 est un code 2D-axisymétrique non structuré, sauf pour la zone de l'électrode mobile qui demande obligatoirement à être constituée de mailles rectangulaires. Dans la région du maillage mobile, les mailles peuvent être déformées et selon le sens de déplacement de l'électrode, des mailles peuvent être ajoutées ou supprimées au cours du temps.

De plus, NS2 est capable de prendre en compte également la conductivité thermique, la convection ainsi que la vaporisation de la tuyère (cas SF<sub>6</sub> uniquement). Il est également capable de calculer les forces de Lorentz et la tension d'arc sans pour autant résoudre les équations de Maxwell. Il peut simuler des écoulements de N<sub>2</sub>, de CO<sub>2</sub> et de SF<sub>6</sub>.

En ce qui concerne la loi d'état, il est possible de travailler en gaz parfait (N<sub>2</sub> uniquement), mais une équation d'état de gaz réel a été implémentée [Che3] afin de prendre en compte les effets des gaz réels. Cette loi d'état est basée sur le premier et le second principe de la thermodynamique (ce qui favorise la stabilité du code). Elle fait intervenir la compressibilité du gaz tabulée dans les tables de Gleizes [Gle1]. Cette compressibilité est une fonction de la masse volumique  $\rho$  et de la température T :

$$P(\rho, T) = \rho \cdot Z(\rho, T) \cdot R \cdot T \quad (192)$$

Pour réduire la taille des données en entrée à gérer par NS2, 4 variables a, b, g et h sont déterminées par la méthode des moindres carrés. En effet, l'énergie interne  $E_{\text{int}}$  évolue selon une droite avec le  $\log(\rho/\rho_0)$  :

$$E_{\text{int}}(\rho, T) = a(T) + b(T) \cdot \log\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \quad (193)$$

$$C_V(\rho, T) = \left(\frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial T}\right)_\rho = g(T) + h(T) \cdot \log\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \quad (194)$$

Les variables a, b, g et h dépendent uniquement de la température et du gaz considéré. Cette loi d'état reprend la loi d'état des gaz parfaits en rajoutant en plus une déviation du gaz réel par rapport au gaz parfait due à la température et à la densité :

$$Z(\rho, T) = 1 - \frac{1}{R} \cdot \int \frac{b(T)}{t^2} dt + \frac{\rho}{R} \cdot \varepsilon(\rho) \quad (195)$$

Toutes les caractéristiques importantes de NS2 sont reprises et expliquées dans le document [Ast1]. Enfin précisons que NS2 permet uniquement le calcul des écoulements de fluide. Ainsi, les maillages utilisés par NS2 ont un format nastran, conçu à partir du module Mécanica de Pro-Engineer®. Les résultats sont postraités à l'aide du logiciel de visualisation EnSight®.

### IV.3.2. Cas d'un écoulement de fluide en tube à choc.

Une première comparaison entre NS2 et CARBUR a été réalisée dans un problème de tube à choc. Avec NS2, des simulations sont réalisées en gaz parfait et en gaz réel. Avec CARBUR, les simulations sont effectuées avec la loi d'état des gaz parfaits et 2 solveurs différents : Riemann et HLLE. Afin de vérifier la vraisemblance des simulations, nous avons également calculé le problème directement, de manière exacte en considérant un gaz de diazote  $N_2$ . De plus, dans ce calcul, le gaz est considéré comme parfait. Dans un premier temps, nous allons très rapidement expliquer ce calcul de manière générale, puis nous présenterons les résultats dans deux configurations différentes.

#### IV.3.2.1. Calcul direct.

Au départ, deux chambres de gaz aux propriétés thermodynamiques différentes sont séparées par une membrane dans le tube à choc. Au temps zéro, cette membrane disparaît et selon les propriétés thermodynamiques du gaz au départ, un système d'ondes se développe à l'intérieur du tube à choc (figure 50). Puis, après réflexions successives sur les parois, petit à petit, le milieu s'homogénéise. Dans la suite, nous désignons la chambre haute pression par un indice 4 et celle à basse pression par un indice 1. Nous nous sommes mis dans la configuration suivante :

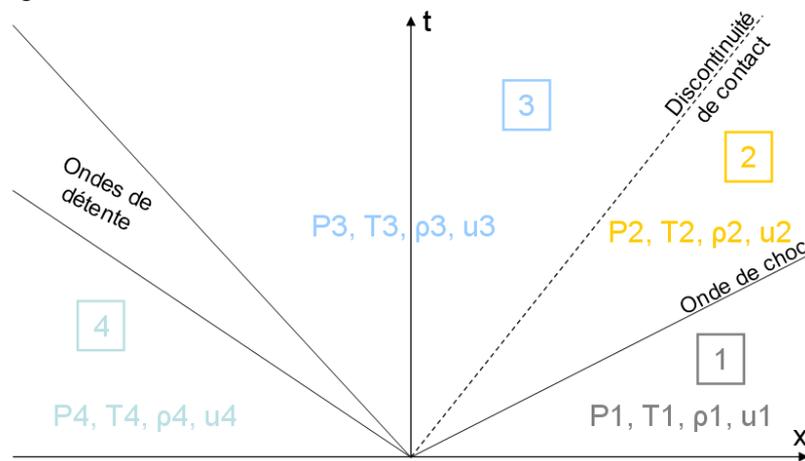


Figure 50 : Système d'ondes générées dans un tube à choc.

Connaissant les conditions initiales, il est possible de remonter à chaque instant aux caractéristiques de l'écoulement. Le calcul est réalisé dans le cas d'un gaz parfait, en considérant de plus que le gaz de la chambre 1 (basse pression) est le même que celui présent dans la chambre 4 (haute pression). Dans le cas où deux gaz différents sont considérés, le calcul est réalisable en distinguant 2 rapports des capacités thermiques  $\gamma_c$ .

À partir de la relation fondamentale suivante du tube à choc, le nombre de Mach du choc, noté  $M_a$ , est déterminé :

$$\frac{P_4}{P_1} = \left(1 + \frac{2 \cdot \gamma_c}{\gamma_c + 1} \cdot (M_a^2 - 1)\right) \cdot \left(1 - \frac{a_1}{a_4} \cdot \frac{\gamma_c - 1}{\gamma_c + 1} \cdot \frac{M_a^2 - 1}{M_a}\right)^{\frac{2 \cdot \gamma_c}{\gamma_c - 1}} \quad (196)$$

De plus, au travers d'un choc, les sauts de densité et de pression sont calculables grâce aux relations de Rankine-Hugoniot. À partir des données thermodynamiques présentes dans la région 1 du tube à choc, celles de la région 2 sont égales à :

$$P_2 = \left(1 + \frac{2 \cdot \gamma_c \cdot (M_a^2 - 1)}{(\gamma_c + 1)}\right) \cdot P_1 \quad \rho_2 = \frac{\rho_1}{1 - \frac{2 \cdot (M_a^2 - 1)}{(\gamma_c + 1) \cdot M_a^2}} \quad T_2 = \frac{P_2}{\rho_2 \cdot R_{N2}} \quad (197)$$

Par définition du nombre de Mach du choc, la vitesse du choc  $c$  est déterminée. Elle permet ensuite de remonter aux valeurs de la vitesse  $u_2$ , de la vitesse du son  $a_2$  et du nombre de Mach  $M_2$ , dans la région 2 du tube à choc :

$$c = M_a \cdot a_1 \quad u_2 = c \cdot \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \quad a_2 = \sqrt{\frac{\gamma_c \cdot P_2}{\rho_2}} \quad M_2 = \frac{u_2}{a_2} \quad (198)$$

À la discontinuité de contact (surface de séparation), la pression et la densité sont continues. Ainsi, on a :

$$P_3 = P_2 \quad u_3 = u_2 \quad (199)$$

Au travers de l'onde simple, la vitesse du son dans la zone 3 est obtenue à partir de la relation suivante :

$$a_3 = a_4 - \frac{\gamma_c - 1}{2} \cdot u_3 \quad (200)$$

De là, le nombre de Mach dans la région 3 est obtenu à partir de sa définition. Et à partir de la définition de la vitesse du son dans la région 3 et de la loi d'état des gaz parfaits, la densité et la pression présentes dans cette région peuvent également être calculées :

$$\rho_3 = \gamma_c \cdot \frac{P_3}{a_3^2} \quad T_3 = \frac{P_3}{\rho_3 \cdot R_{N2}} \quad (201)$$

#### IV.3.2.2. Cas d'un tube à choc 1.

Dans ce premier cas test réalisé en tube à choc, les conditions initiales sont les suivantes :

250 mm / 99 mailles		250 mm / 91 mailles
T4=1100K	100 mm 39 mailles	T1=300K
P4=6Bars		P1=1Bar
U4=0m/s		U1=0m/s

Figure 51 : Conditions initiales du cas test 1, en tube à choc.

À partir de ces conditions initiales, en utilisant les formules (196) à (201), les propriétés thermodynamiques des 4 régions du tube à choc ont été calculées et simulées à partir de NS2 et de CARBUR. Les valeurs obtenues par le calcul direct sont données dans le tableau 2 et les comparaisons sont présentées sur la figure 52. Le Mach du choc a été calculé. Il vaut environ 1.66.

	Etat4	Etat3	Etat2	Etat1
Température (K)	1100.00	906.67	429.08	300.00
Pression (Pa)	600000.00	305039.05	305039.05	100000.00
Densité (kg/m3)	1.84	1.13	2.40	1.12
Vitesse u (m/s)	0.00	311.39	311.39	0.00
Célérité a (m/s)	676.07	613.80	422.25	353.07
Ma u/a	0.00	0.51	0.74	0.00

Tableau 2 : Propriétés thermodynamiques dans le cas 1.

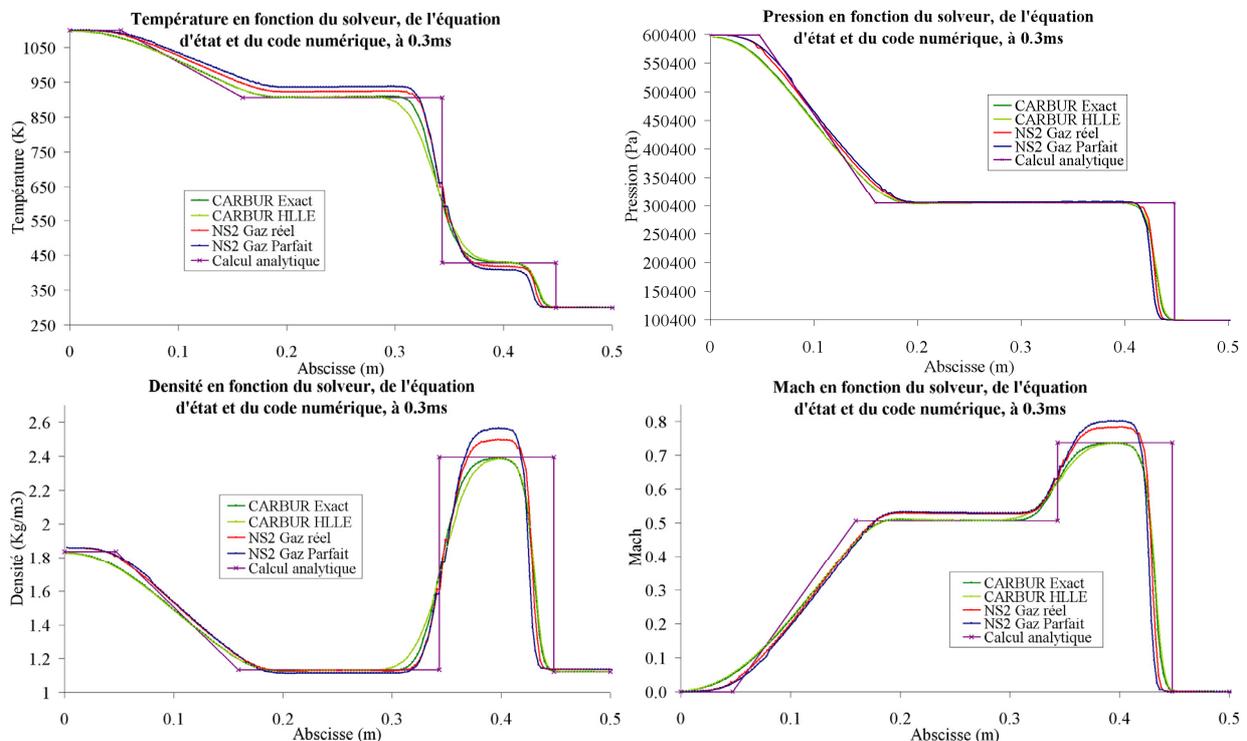


Figure 52 : Résultats du cas test 1, en tube à choc.

Nous pouvons observer des différences entre les résultats calculés avec CARBUR et ceux obtenus à partir de NS2. Les résultats obtenus avec CARBUR sont plus proches du calcul analytique. Le solveur a une influence sur des discontinuités. On observe bien ici que le solveur HLLC a tendance à adoucir les pentes des discontinuités par rapport au solveur Exact (Riemann). C'est un solveur à 2 ondes qui est connu pour adoucir les forts gradients.

En ce qui concerne la loi d'état, nous pouvons observer qu'elle joue également un rôle sur les seuils atteints. En revanche, le cas en gaz réel s'approche mieux

du calcul direct que le cas en gaz parfait. Cette observation est certainement la conséquence du calcul des capacités calorifiques  $C_v$ . En effet, dans la version de NS2 utilisée pour ces simulations, les capacités calorifiques  $C_v$  sont calculées par extrapolation des tables de Gleizes [Gle1]. Pour des températures faibles, cette extrapolation diffère légèrement de la réalité, d'où les différences observées sur les seuils de température et de densité (et donc du nombre de Mach  $M_a$ ).

#### IV.3.2.3. Cas d'un tube à choc 2.

En 1978, Sod a présenté des cas tests simples permettant de comparer différentes méthodes numériques de résolution des équations de conservation, pour des écoulements de fluides compressibles [Car1]. Ce deuxième cas test en tube à choc réalisé ici correspond au test 1 des tests de Sod. Les conditions initiales de ce deuxième cas test sont données sur la figure 53.

250 mm / 249 mailles		250 mm / 249 mailles	
T4=1000K	30 mm 249 mailles	T1=300K	
P4=15Bars		P1=1Bar	
U4=0m/s		U1=0m/s	

Figure 53 : Conditions initiales du cas test 2, en tube à choc.

Les valeurs obtenues par le calcul sont données dans le tableau 3 et les comparaisons sont présentées sur la figure 54. Cette fois-ci, le Mach du choc vaut environ 2.

	Etat4	Etat3	Etat2	Etat1
Température (K)	1000.00	727.52	528.46	300.00
Pression (Pa)	1500000.00	492672.78	492672.78	100000.00
Densité (kg/m3)	5.05	2.28	3.14	1.12
Vitesse u (m/s)	0.00	473.95	473.95	0.00
Célérité a (m/s)	644.61	549.82	468.60	353.07
Ma u/a	0.00	0.86	1.01	0.00

Tableau 3 : Propriétés thermodynamiques dans le cas 2.

Comme précédemment, nous pouvons observer des différences entre les résultats obtenus avec NS2 et ceux simulés par CARBUR. Dans ce cas test, CARBUR colle également mieux que NS2 avec les résultats du calcul direct. En revanche, les différences dues au solveur utilisé dans CARBUR et celles dues à la loi d'état dans NS2 ne sont plus observables dans ce cas test (pressions beaucoup plus élevées). Ainsi, les différences entre CARBUR et NS2 semblent être imputables au calcul des chaleurs spécifiques  $C_v$  dont nous avons parlé dans le cas du tube à choc 1 précédent.

## Partie IV : Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR.

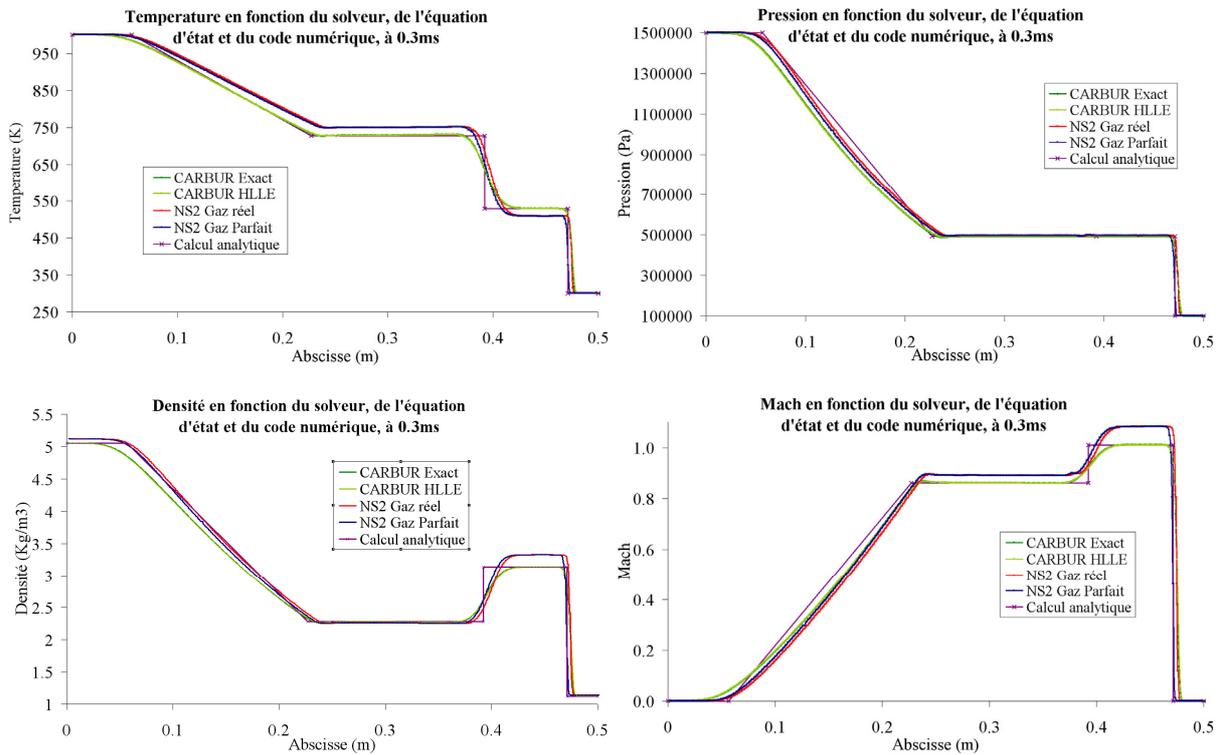


Figure 54 : Résultats du cas test 2, en tube à choc.

### IV.3.3. Cas d'un arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.

Afin de vérifier que le module d'arc électrique dans CARBUR fonctionne correctement, un cas test simple a été réalisé. Ce dernier a été défini et réalisé une première fois pour valider la phase d'initialisation de l'arc électrique au cours d'un master recherche précédant cette thèse. Ce cas test consiste en l'étude d'un arc électrique entre deux électrodes fixes. La configuration de ce cas test, ainsi que la position des capteurs numériques sont données sur la figure 55.

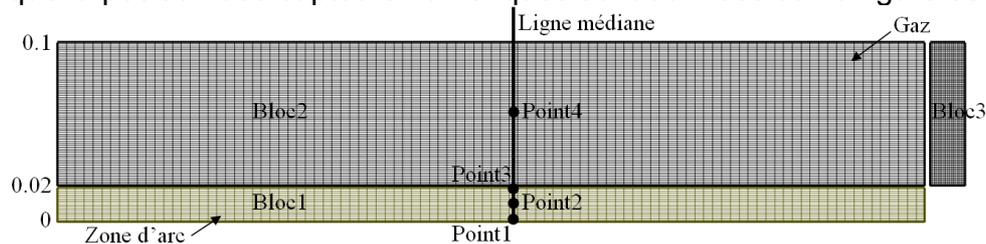


Figure 55 : Géométrie pour l'étude d'un arc libre entre deux électrodes.

Dans un premier temps, l'étude a été réalisée au  $\text{SF}_6$ . Ensuite, le gaz a été changé en  $\text{N}_2$ . Enfin, précisons que nous travaillons ici avec un arc électrique dont l'intensité du courant maximale est égale à 90 kA et dont la fréquence vaut 50 Hz. Le temps d'arc a été fixé à 5 ms. Autrement dit, dans cette configuration, le courant électrique passe par zéro au bout de 5 ms de simulation. Au début des simulations, l'intensité est maximale.

### IV.3.3.1. Cas SF<sub>6</sub>.

Dans le cas du SF<sub>6</sub>, les propriétés suivantes ont été affectées à la gaussienne de l'allumage (formule (191)), dans CARBUR :

- $A_{\text{Gauss}} = 5 \cdot 10^{11} \text{ W.m}^{-3}$ .
- $E_{\text{Gauss}} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ .
- $T_{\text{Gauss}} = 5000 \text{ K}$ .
- $Y_{\text{Gauss}} = 0 \text{ m}$ .
- $\text{Marge}_T = 10000 \text{ K}$ .

Avant de comparer le comportement des propriétés thermodynamiques du gaz dans la géométrie, nous avons au préalable vérifié sur la figure 56 que les quantités d'énergie mises en jeu lors de la phase d'initialisation sont négligeables par rapport à celles (Joule et rayonnement) présentes dans le reste du calcul (changement de pente des termes Joule). De même, sur cette figure 56, nous remarquons bien que les quantités d'énergie d'effet Joule et de rayonnement sont similaires dans NS2 et CARBUR. Par contre, une première différence est observable au niveau de la durée des phases d'initialisation : dans CARBUR, cette période dure près de 0.07 ms alors que dans NS2, elle représente 0.2 ms. Comme nous avons déjà pu le voir dans la partie précédente, les seuils d'énergie interne et les capacités calorifiques sont plus faibles dans CARBUR que dans NS2, bien qu'environ la même quantité des termes sources soit appliquée dans les deux cas. Ainsi, il semble normal que, dans CARBUR, la température atteigne 15000 K plus rapidement que dans NS2.

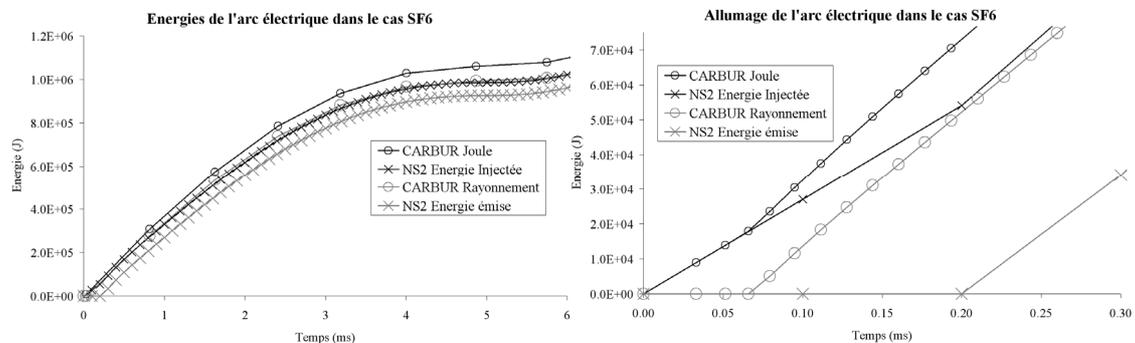


Figure 56 : Termes sources de l'arc électrique, pour le cas arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en SF<sub>6</sub>.

Le comportement des propriétés thermodynamiques sont similaires dans NS2 et CARBUR. Au départ, au moment où la zone d'arc est chauffée artificiellement, une onde de compression se détache de cette zone d'arc et s'éloigne. Il s'agit bien d'une onde de compression et non d'une onde de choc en raison du nombre de Mach qui reste inférieur à 1 (environ 0.6). Avec cette onde de compression (le pic de pression atteint 19 bar dans CARBUR et 18 bar dans NS2, figure 57), les particules quittent la zone d'arc au profit de son voisinage. Le comportement dans NS2 et CARBUR est semblable, mais les valeurs obtenues sont différentes. Dans CARBUR, la zone d'arc semble garder un peu plus de particules de SF<sub>6</sub>

que dans NS2 :  $0.1 \text{ kg/m}^3$  dans NS2 contre  $0.4 \text{ kg/m}^3$  dans CARBUR. En ce qui concerne les températures dans le domaine d'étude, nous pouvons observer que dans CARBUR et dans NS2, le comportement est similaire. Après une phase d'initialisation plus ou moins longue, les températures sur l'axe de l'arc ont à peu près les mêmes valeurs (environ  $16000 \text{ K}$  jusqu'à  $1.5 \text{ ms}$ ). Ces températures chutent jusqu'à près de  $7000 \text{ K}$  sur l'axe de l'arc lorsque l'intensité s'annule. Avec la chute de l'intensité, l'effet Joule diminue et donc la température au sein de l'arc électrique aussi. Ces différences observables entre NS2 et CARBUR ont pour origine les différences des énergies internes et des capacités calorifiques présentées dans la partie précédente, ainsi que la loi d'état utilisée.

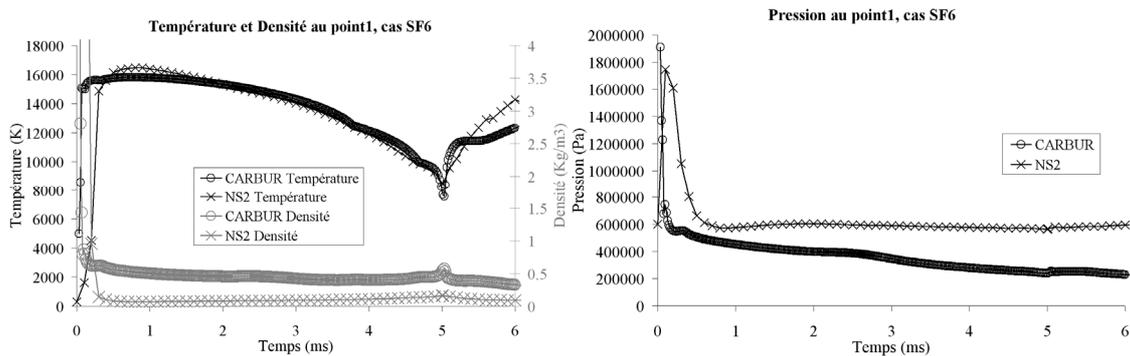


Figure 57 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans l'arc électrique pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en  $\text{SF}_6$ .

Une autre différence que l'on peut observer entre NS2 et CARBUR se situe sur l'homogénéité de la température dans la zone de l'arc. Dans CARBUR, une différence de température entre celle présente sur l'axe et celle présente en bordure de l'arc électrique (figure 58) apparaît rapidement (vers  $2 \text{ ms}$ ) et s'amplifie en bordure de l'arc électrique, lorsque le zéro du courant électrique approche. Ainsi, on voit nettement qu'au point 3, dans CARBUR, la température est plus faible qu'aux points 1 et 2. Dans NS2, la température est homogène dans tout l'arc électrique, sauf au zéro du courant, pendant  $1 \text{ ms}$ .

Précisons que dans CARBUR, nous observons également une différence de température entre le point 1 (sur l'axe de l'arc électrique) et le point 2 (moitié du rayon de l'arc électrique) pendant environ  $0.5 \text{ ms}$  juste après le zéro du courant, à  $5 \text{ ms}$ . Cette différence peut atteindre  $670 \text{ K}$ . Cette remarque n'est pas observable dans le cas de NS2 non plus. En effet, dans NS2, jusqu'à  $4.8 \text{ ms}$ , la température est homogène dans toute la zone de l'arc électrique. Seulement au zéro du courant, une forte différence apparaît entre les points 1 et 2 (cylindre de rayon égal à la moitié de celui de l'arc électrique) et le point 3 (bordure de l'arc électrique), mais aux points 1 et 2, les températures restent égales. Enfin, au point 4 (voisinage de l'arc électrique), dans les deux cas, on observe des températures bien plus faibles que dans la zone d'arc (environ  $1800 \text{ K}$ ). Précisons de plus que dans CARBUR, un pic léger de température (atteignant  $5075 \text{ K}$ ) est observé vers  $1 \text{ ms}$ , au moment du passage de l'onde de compression. Ce pic de température au point 4 n'est pas observé dans les simulations réalisées avec NS2.

Ainsi, la zone d'arc dans CARBUR ne semblant pas se comporter de la même façon que NS2, les conclusions que l'on tira avec CARBUR pourront être légèrement différentes de celles que l'on aura avec NS2. Dans CARBUR, et dans ce cas simulé, les bords de l'arc électrique sont plus frais que dans NS2, au zéro du courant et la densité dans la zone d'arc entre les deux électrodes est plus importante. Avec CARBUR, on conclura donc qu'au zéro du courant, le gaz se trouve dans un état plus propice à l'extinction que NS2. C'est ce qui est aussi observable sur la figure 59.

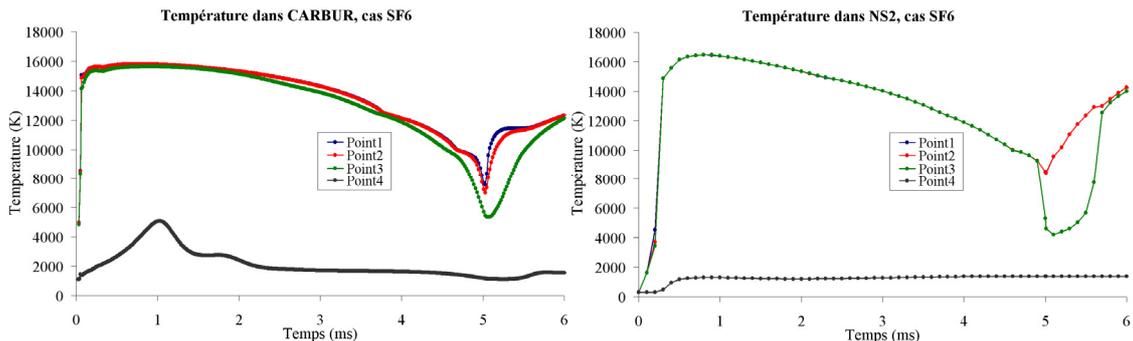


Figure 58 : Évolution de la température au cours du temps pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en  $SF_6$ .

D'une manière générale, les fluctuations visibles entre la zone d'arc et son environnement sont plus douces avec CARBUR qu'avec NS2. C'est ce qui est observable sur la figure 59. Une des raisons peut être la différence des solveurs utilisés. Dans CARBUR, les simulations sont réalisées avec le solveur HLLC qui est un solveur à 2 ondes très diffusif.

Cette figure 59 représente le profil de température et de densité sur la section droite médiane du problème. Dans NS2, il est à noter une marche dans le comportement de la température et de la densité. Cette marche de température et de densité est localisée en bordure de l'arc électrique. En moins de 5 mm, la température chute de 8500 K à 2966 K et la densité passe d'un palier de  $0.164 \text{ kg/m}^3$  à un autre de  $0.654 \text{ kg/m}^3$ , avant de finalement augmenter plus loin de la zone de l'arc électrique. Dans CARBUR, cette marche en bord de l'arc n'est pas observable. Le comportement de la température et de la densité est beaucoup plus doux. De cette manière, il semble que l'arc électrique dans CARBUR échange plus avec son voisinage que celui simulé dans NS2. Cette dernière remarque va également avec le fait que la température au centre de l'arc électrique au zéro du courant est plus basse dans CARBUR que dans NS2 (7500 K contre 8500 K). En ce qui concerne les densités moléculaires, NS2 calcule une fuite des particules de la zone d'arc plus importante que CARBUR. Au moment du zéro de courant, avec la chute de température, on observe un retour de certaines particules (pointes vers 5 ms sur les profils de densités de la figure 57) dans cette région, mais ce retour semble également plus faible dans NS2 que dans CARBUR.

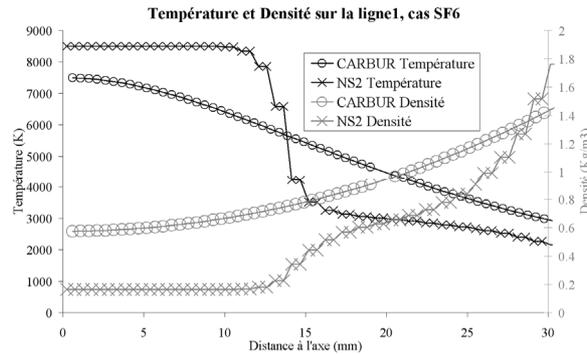


Figure 59 : Évolution de la température et de la densité sur l'axe médian de l'arc électrique pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, au zéro du courant, en SF<sub>6</sub>.

Il n'est pas étonnant d'observer des différences entre CARBUR et NS2 dans ce cas test puisqu'elles étaient déjà visibles dans le cas test précédent, en tube à choc, lorsque les seuils et les gradients des différentes propriétés thermodynamiques étaient moins importantes.

Pour expliquer ces différences, plusieurs pistes peuvent être proposées. La première et la plus importante semble être les différences de seuils observables sur les énergies et les capacités calorifiques, pour des températures supérieures à 5000 K, entre CARBUR et NS2. Rappelons que NS2 utilisent les données des tables de Gleizes [Gle1] et que les valeurs de CARBUR coïncident bien avec celles présentées dans la thèse d'Epifanie [Epi1]. Ensuite, la deuxième piste qui permettrait d'expliquer ces différences est la loi d'état du gaz. Elle joue également un rôle, mais comme nous allons le voir dans le prochain cas, elle n'est pas responsable à elle seule de toutes ces différences. Il semblerait même qu'elle ait en réalité une influence plus faible que celle des énergies et des capacités calorifiques. NS2 considère la compressibilité du gaz. Ainsi, il semblerait logique que ses particules quittent la zone d'arc plus facilement que celles présentent dans CARBUR. Il est plus facile de rajouter des particules dans une zone compressible que dans une autre qui ne l'est pas. Enfin, nous pouvons nous étonner du comportement encore une fois différent du gaz dans la zone limite de la zone d'arc, dans NS2 et dans CARBUR. Cette remarque sera plus visible dans un cas test suivant traitant d'un disjoncteur complet.

#### IV.3.3.2. Cas N<sub>2</sub>.

Un second cas similaire au précédent a été réalisé en considérant cette fois-ci de l'azote N<sub>2</sub>. Dans ce paragraphe, la loi d'état des gaz parfaits a été utilisée dans un premier temps pour le calcul réalisé avec NS2. Dans CARBUR, les propriétés affectées à la gaussienne de l'allumage (formule (191)) ont légèrement changé (par rapport au SF<sub>6</sub>) et elles valent :

- $A_{\text{Gauss}} = 5 \cdot 10^{11} \text{ W.m}^{-3}$ .
- $E_{\text{Gauss}} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ .
- $T_{\text{Gauss}} = 5000 \text{ K}$  et  $\text{Marge}_T = 7000 \text{ K}$ .
- $Y_{\text{Gauss}} = 0 \text{ m}$ .

Partie IV : Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR.

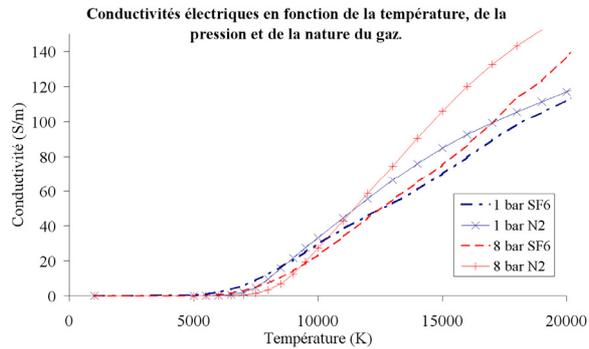


Figure 60 : Comparaison de la conductivité électrique entre le SF<sub>6</sub> et le N<sub>2</sub>.

Bien qu'en dessus de 9000 K, la conductivité électrique pour cette gamme de températures et cette gamme de pressions est plus importante dans le cas de l'azote que dans le cas de l'hexafluorure de soufre (figure 60), l'arc électrique en N<sub>2</sub> maintient sa température plus facilement que celle en SF<sub>6</sub>. La cause de cette observation est la capacité calorifique du N<sub>2</sub> plus importante que celle du SF<sub>6</sub>. Comme de plus, on veut que la phase d'initialisation influence le moins possible les simulations, le minimum des maximums de température de chaque section de l'arc électrique est abaissé dans le cas du N<sub>2</sub> par rapport au cas du SF<sub>6</sub>. Comme pour l'étude au SF<sub>6</sub> précédente, nous avons également, au préalable, bien vérifié que les portions d'énergie mis en jeu lors de la phase d'initialisation, dans le cas du N<sub>2</sub>, sont négligeables par rapport à celles présentes lors de la phase d'arc en fonctionnement normal (figure 61). Toujours en ce qui concerne la phase d'initialisation, il est encore à noter que CARBUR initialise plus rapidement que NS2 (0.023 ms contre 0.061 ms). En raison d'une température de fin d'initialisation ( $T_{\text{Gauss}} + \text{Marge}_T$ ) plus basse dans le cas du N<sub>2</sub> que dans le cas du SF<sub>6</sub>, ce temps d'initialisation est divisé par un facteur un peu plus grand que 3 entre le N<sub>2</sub> et le SF<sub>6</sub>.

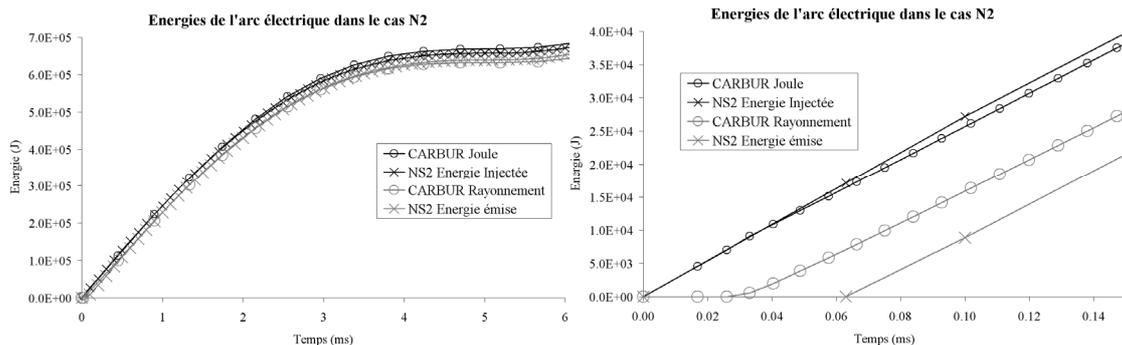


Figure 61 : Termes sources de l'arc électrique, pour le cas arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en N<sub>2</sub>.

Ici encore, les seuils d'énergie sont similaires dans NS2 et dans CARBUR : les différences semblent même plus petites que dans le cas au SF<sub>6</sub>. Par contre, il est à noter que dans le cas du N<sub>2</sub>, au bout de 5 ms, la quantité des termes sources par effet Joule et par rayonnement est inférieure à celle de ces mêmes termes sources calculés dans le cas du SF<sub>6</sub>. La raison de cette observation est toujours

la conductivité électrique du  $N_2$  supérieure à celle du  $SF_6$  pour la gamme de températures et de pression dans laquelle les simulations sont réalisées. Ainsi, le diazote  $N_2$  a donc une résistivité plus faible et un effet Joule diminué par rapport à celui calculé dans le cas du  $SF_6$ .

Dans le cas du  $N_2$ , le comportement du gaz est similaire à celui du cas au  $SF_6$  (figure 62). Cette-fois-ci, la différence entre les densités semble moins importante entre NS2 et CARBUR. Mais sur l'axe de l'arc électrique, après le départ de l'onde de compression (Mach 0.8) et des particules de la zone d'arc vers la périphérie, CARBUR prédit une densité plus faible que NS2. De même, les valeurs de pression diffèrent encore beaucoup dans la zone d'arc. En ce qui concerne la température, il existe cette fois-ci des différences de seuils atteints. Avec CARBUR, la température sur l'axe atteint un palier d'environ 4 ms, à 17300 K avant de chuter plus fortement que dans le cas simulé avec NS2 (environ 8000 K contre 10000 K). Dans NS2, le palier de température au centre de l'arc électrique est plus faible (16200 K) et la variation de la température au zéro du courant, à 5 ms, est moins brusque. Cette différence de comportement est attribuable aux différences des énergies et des capacités calorifiques. Comme dans CARBUR, ces propriétés sont plus basses, mais que globalement l'énergie gagnée par l'arc électrique est quasiment la même que dans NS2, la température de CARBUR devient logiquement plus importante.

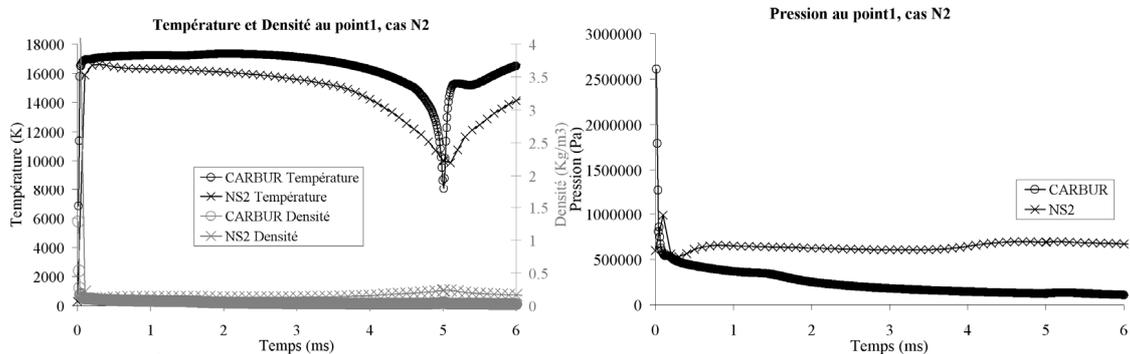


Figure 62 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans l'arc électrique pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en  $N_2$ .

En ce qui concerne le comportement de la température dans l'arc électrique, cette fois-ci, CARBUR simule un cylindre d'arc électrique de température homogène, de 0.1 ms jusqu'à 4.3 ms (températures égales aux points 1, 2 et 3, de la figure 63). Puis, à partir de ce moment précis, le bord de l'arc commence à perdre plus d'énergie que le centre. La différence de température entre le centre et le bord de l'arc électrique atteint environ 2300 K (5120 K au bord contre 7420 K sur l'axe). Dans NS2, ce comportement est similaire, mais la chute de température est moins brusque, la différence de température entre le bord et le centre de l'arc électrique apparaît plus tard (vers 4.6 ms) et cette différence est plus faible (8970 K au bord contre 10000 K au centre). Contrairement au cas en  $SF_6$ , cette fois-ci, dans NS2, la température au point 3 (bordure de l'arc) suit mieux celle du centre.

Partie IV : Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR.

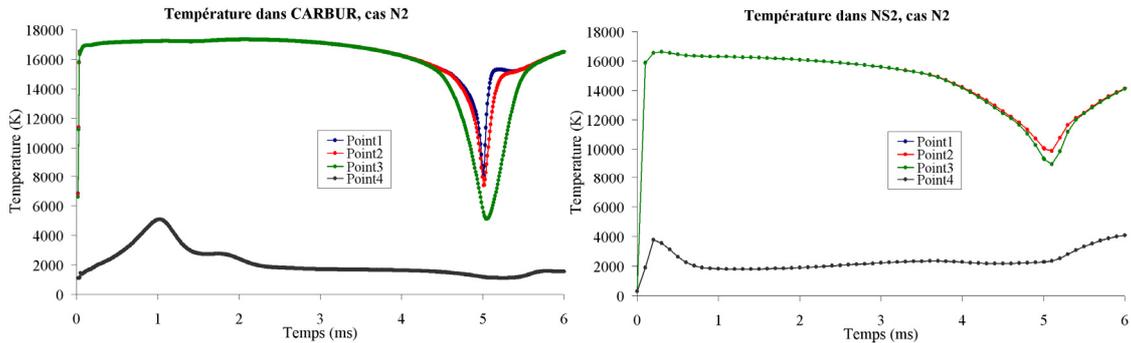


Figure 63 : Évolution de la température au cours du temps pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en  $N_2$ .

De plus, contrairement au cas en  $SF_6$ , NS2 voit une augmentation de sa température en bordure de l'arc électrique (point 4) avec le passage de l'onde de compression. En ce point 4, les températures (environ 2000 K) sont toujours bien plus faibles que dans la zone d'arc, mais avec des valeurs également légèrement supérieures. En ce qui concerne le léger pic dû au passage de l'onde de compression, il est égal à 5075 K dans CARBUR (identique à celui calculé avec le  $SF_6$ ) et à 3780 K dans NS2.

En ce qui concerne les écarts entre la zone d'arc électrique et son environnement, la même remarque que pour le cas au  $SF_6$  peut être faite avec le  $N_2$ . En effet, même si les variations de température dans le temps sont plus brusques avec CARBUR qu'avec NS2, une transition plus douce entre l'arc électrique et son voisinage est toujours observable à l'approche du zéro du courant. NS2 semble toujours fonctionner « avec une marche », ce qui n'est pas le cas avec CARBUR (figure 64). En revanche, les différences entre CARBUR et NS2 sur le plan médian sont plus importantes dans le cas de l'azote que dans le cas de l'hexafluorure de soufre.

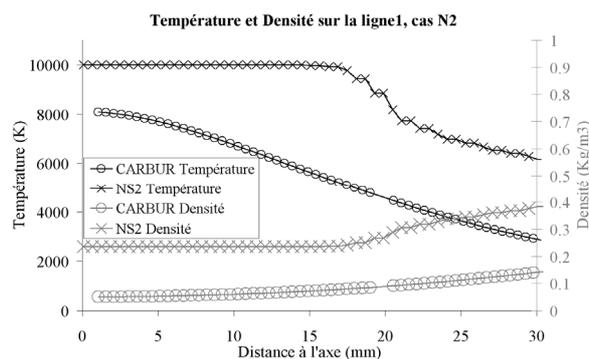


Figure 64 : Évolution de la température et de la densité sur l'axe médian de l'arc électrique pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, à l'approche du zéro du courant, en  $N_2$ .

Pour expliquer toutes ces différences, une fois encore, nous pouvons mentionner les différences importantes des énergies internes et des capacités calorifiques entre NS2 et CARBUR. En revanche, nous venons d'écartier légèrement la loi

d'état puisque les simulations ont été réalisées dans les deux cas avec la loi d'état des gaz parfaits. Pour tenter tout de même de voir l'influence qu'a cette équation d'état du gaz sur les résultats, une nouvelle simulation a été réalisée dans NS2 avec l'équation d'état des gaz réels.

Sur la figure 65, les comportements de la température et de la densité au cours du temps sur l'axe de l'arc électrique sont représentés. De même, les températures selon l'emplacement des capteurs numériques sur le plan médian de l'arc électrique sont présentées. Premièrement, nous pouvons donc conclure que sur l'axe de l'arc électrique, la loi d'état n'implique pas de grosses différences sur les résultats. Avec un gaz considéré comme réel, la température simulée au point 1 est légèrement supérieure à celle simulée en gaz parfait. De même, la densité chute légèrement sur l'axe avec une loi d'état de gaz réel plutôt que de gaz parfait. Cette constatation concorde avec ce qui a été expliqué précédemment dans le cas du SF<sub>6</sub>. En revanche, en ce qui concerne l'homogénéité de la température dans l'arc électrique sur le plan médian, le comportement change énormément par rapport à celui qui avait été calculé en gaz parfait et qui est présenté sur la figure 63. En effet, cette fois-ci, une différence de température entre le bord de l'arc (point 3) et le centre apparaît bien plus tôt, vers 3.2 ms. Cette différence est beaucoup plus importante dans le cas en gaz réel que dans celui en gaz parfait (1030 K contre 3010 K). Dans le cas du gaz réel, le bord de l'arc électrique est plus affecté par l'environnement de l'arc que dans le cas en gaz parfait (les particules s'échappent également plus facilement, compressibilité). Par contre, précisons que le cylindre de rayon égal à la moitié de celui du cylindre de l'arc électrique a toujours, tout au long de la simulation, une température homogène, même dans la période proche du zéro de courant.

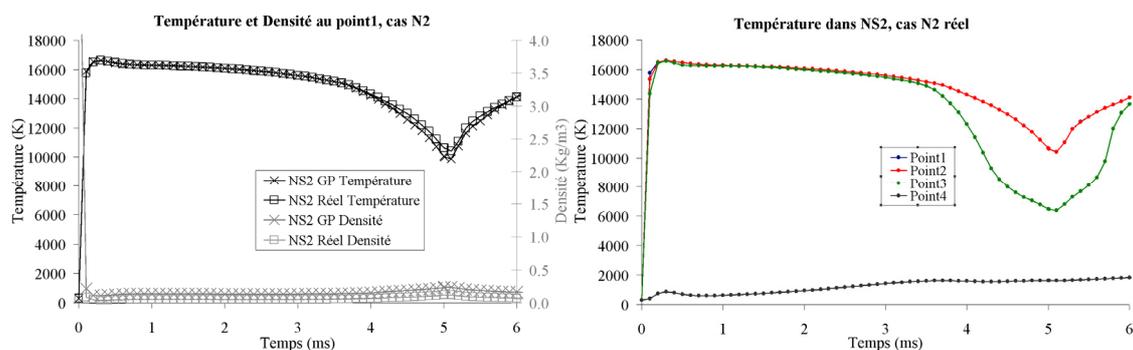


Figure 65 : Évolution de la température et de la densité en fonction du temps et de la loi d'état pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, en N<sub>2</sub>.

Enfin sur la figure 66, nous pouvons également observer que l'équation d'état joue un rôle sur l'état thermodynamique du gaz au zéro du courant. Des différences importantes existent également entre les profils de température et de densité calculés en gaz réel et en gaz parfait.

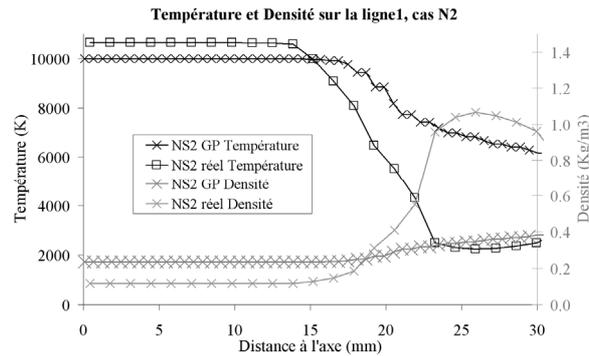


Figure 66 : Évolution de la température et de la densité sur l'axe médian de l'arc électrique en fonction de la loi d'état pour le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes adiabatiques, au zéro du courant, en  $N_2$ .

Cette deuxième étude en diazote a permis de toujours souligner des différences entre les simulations obtenues à partir de NS2 et celles obtenues à partir de CARBUR. Les comportements dans les deux cas sont similaires, mais les valeurs atteintes sont différentes. Au cours de l'étude précédente, nous avons imputé ces différences aux différentes énergies internes et capacités calorifiques observées entre NS2 et CARBUR, ainsi qu'à la loi d'état. Cette deuxième étude a permis de souligner que la raison principale aux différences observées entre NS2 et CARBUR semble être la première citée. En effet, même si, comme attendu, la loi d'état a une influence certaine sur les simulations, les différences entre NS2 et CARBUR sont plus importantes que celles obtenues lors du seul changement de la loi d'état dans NS2. Enfin, précisons également que le solveur utilisé peut également expliquer la transition moins brusque entre la zone d'arc et son voisinage, dans CARBUR que celle dans NS2.

#### IV.3.4. Cas d'un arc électrique dans une configuration de disjoncteur électrique réelle.

Maintenant que des différences de valeurs des propriétés thermodynamiques calculées avec NS2 et CARBUR ont été soulignées dans le cas d'un arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques, nous voulons observer les différences présentes pour une géométrie plus complexe d'un disjoncteur complet, avec du  $SF_6$  et avec du  $N_2$ . Le but est de valider le fait que CARBUR puisse être capable de simuler des écoulements dans des chambres de coupure de disjoncteurs haute tension, afin de réaliser une étude sur le déséquilibre thermique. La géométrie utilisée pour ce calcul, ainsi que les capteurs numériques sont représentés sur la figure 67. Le capteur numérique au point 1 permet de réaliser des mesures, dans le temps, des propriétés thermodynamiques dans la cheminée. Au point 2, les mesures sont réalisées dans le divergent de la tuyère. En ce qui concerne les points 3 et 4, c'est l'entrée du tube d'échappement qui est auscultée, selon que l'on se trouve dans la zone d'arc (point 4) ou non (point 3).

#### Partie IV : Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR.

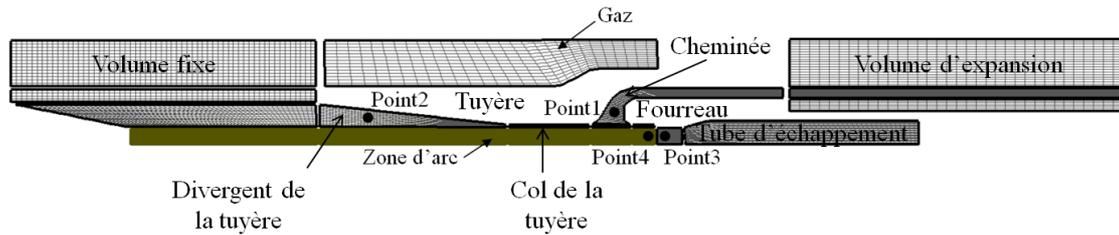


Figure 67 : Géométrie d'une chambre de coupure de disjoncteur électrique haute tension.

De plus, précisons que dans CARBUR, la zone d'arc doit faire au minimum 4 mailles pour que l'initialisation se fasse correctement. En-dessous de cette limite, la zone d'arc ne gagne pas suffisamment d'énergie pour que l'on puisse arrêter la période d'initialisation rapidement. Ceci implique qu'au départ des simulations, les 2 électrodes ne sont donc pas parfaitement en contact.

En ce qui concerne NS2, de nombreux rallumages artificiels non désirés apparaissent à partir de 4 ms, pour cette géométrie donnée. Ces rallumages faussent les résultats. Les comparaisons entre NS2 et CARBUR seront donc réalisées uniquement jusqu'à 4 ms.

Précisons que dans NS2, afin de se rapprocher au mieux des conditions de CARBUR, nous avons enlevé la vaporisation des pièces en PTFE, telles que la tuyère ou encore le fourreau. Cette hypothèse a pour conséquence directe la chute très importante de la pression dans le volume d'expansion. La pression dans le volume d'expansion étant plus faible, les écoulements qui se génèrent autour du zéro de courant en direction de la zone d'arc s'en voient donc grandement réduits. L'arc électrique est moins bien soufflé.

Dans ce paragraphe, les simulations ont été réalisées avec les propriétés :

- $T_{init} = 300 \text{ K}$ ,  $P_{init} = 6 \text{ Bar}$ .
- $f = 50 \text{ Hz}$ ,  $I_{Max} = 90 \text{ kA}$ .
- Tube d'échappement fermé, bout de l'électrode carré.
- Euler, solveur HLLC, ordre 1, CFL=0.1.

#### IV.3.4.1. Observations générales sur l'écoulement.

L'étude a été réalisée avec du  $\text{SF}_6$  et du  $\text{N}_2$ . Une fois encore, la même conclusion a été tirée : les comportements du gaz dans la chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension simulés avec NS2 et CARBUR semblent relativement similaires, mais des différences importantes de seuils des propriétés thermodynamiques sont observables. Précisons qu'aucun des deux codes numériques ne semble simuler de comportement complètement aberrant. CARBUR semble donc, à sa manière, être capable de simuler les écoulements présents à l'intérieur d'une chambre de coupure de disjoncteur électrique haute tension. Comme les observations réalisées sont plus ou moins identiques dans les cas au  $\text{SF}_6$  et au  $\text{N}_2$ , nous regrouperons donc ces deux cas pour les présenter.

D'une manière générale, au sujet de la température, en comparaison avec NS2, CARBUR semble faciliter l'écoulement dans le col de tuyère lorsqu'il est obstrué par l'électrode. Les causes de ce comportement sont les mêmes que celles citées précédemment. Ainsi, l'écoulement calculé avec NS2 semble de ce fait légèrement favorisé en direction de la cheminée et donc vers le volume d'expansion. Par rapport au gaz présent dans la zone d'arc de CARBUR, comme celui de NS2 a un accès vers le volume fixe plus difficile dans un premier temps, ce flux se décale donc vers la cheminée et le volume d'expansion. La figure 68 montre bien cette différence de comportement des particules entre CARBUR et NS2, dans le cas du SF<sub>6</sub> : CARBUR simule une plus grande quantité de particules dans le divergent à 1 ms que NS2, mais une plus faible dans le tube d'échappement et dans la cheminée. Nous obtenons les mêmes différences de profils de densité dans le cas du N<sub>2</sub>. Enfin sur ce comportement de l'écoulement des particules, ajoutons qu'uniquement dans le cas du SF<sub>6</sub> et contrairement à CARBUR, dans NS2, une zone de faible densité longeant le début de l'électrode fixe est observée vers 1 ms. Ce comportement tend à s'estomper au cours du temps et n'influence donc pas trop les conclusions que l'on fait au zéro du courant.

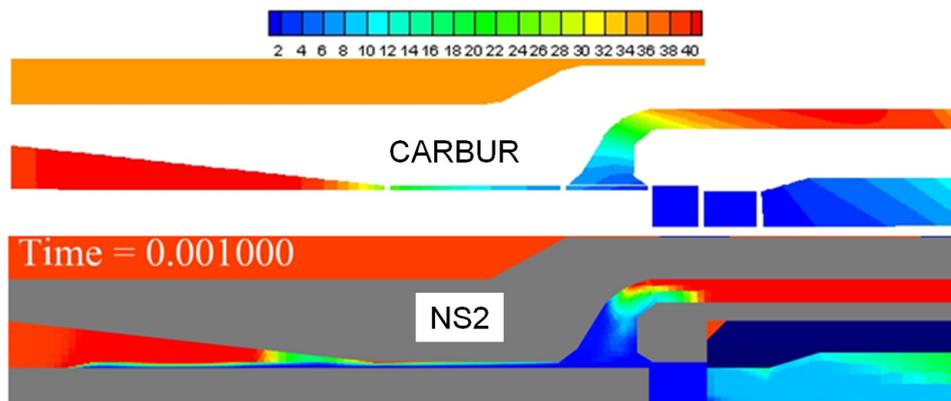


Figure 68 : Profils de densité simulés avec CARBUR et NS2, dans le cas disjoncteur au SF<sub>6</sub>, à l'instant 1 ms.

Toujours d'une manière très générale, nous pouvons observer qu'aussi bien dans NS2 que dans CARBUR, la zone d'arc (entre les deux électrodes) monte bien en température (environ 22000 K pour le SF<sub>6</sub>, figure 78 et environ 20000 K pour le N<sub>2</sub>, figure 79). Dans le cas du SF<sub>6</sub>, la température obtenue avec CARBUR est légèrement inférieure à celle calculée avec NS2 car dans CARBUR elle échange beaucoup plus avec le tube d'échappement que dans NS2. Cette montée en température est très rapide et sur la figure 69, dans le cas du SF<sub>6</sub>, nous pouvons observer qu'à 0.2 ms, la zone d'arc a déjà atteint ces seuils de températures élevés. On comprend donc bien le fort gradient de température dans le temps qui se trouve dans cette région de la chambre de coupure, au moment de l'ouverture du réseau. On peut alors se demander si tous les modes d'énergie parviennent bien à s'équilibrer dans cette région, dans un laps de temps si court. Sur la figure 69, nous pouvons observer de plus que comme

l'électrode fixe est encore dans le fourreau, le premier échange entre l'arc et le gaz qui l'entoure se fait principalement et plus naturellement vers le tube d'échappement en raison d'une surface d'échange plus importante. Mais, une fois encore, nous pouvons remarquer que NS2 et CARBUR ne fonctionnent pas de la même manière : dans CARBUR, la zone d'arc influence fortement le gaz dans le tube d'échappement, alors que dans NS2, une « marche » de température entre la zone d'arc et le gaz présent dans le tube d'échappement peut être observée. Ce comportement a déjà été visualisé précédemment. Les solveurs utilisés ainsi que les conditions aux limites de la zone d'arc peuvent être les causes de cette observation.

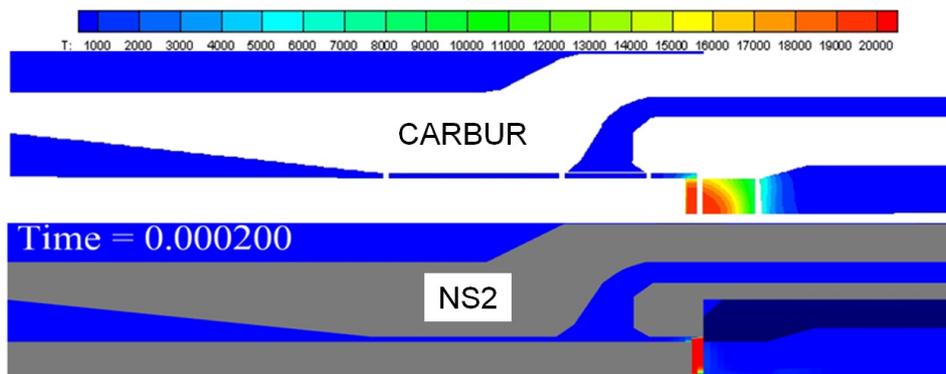


Figure 69 : Profils de température simulés avec CARBUR et NS2, dans le cas disjoncteur au SF<sub>6</sub>, à l'instant 0.2 ms.

Les écoulements étant différents dès le début des simulations, on comprend donc bien que ces différences vont persister et s'amplifier dans la suite des simulations. À 3 ms (figure 70) et à 4 ms (figure 71), nous pouvons observer que les profils de températures entre NS2 et CARBUR sont relativement similaires que l'on soit avec du SF<sub>6</sub> ou du N<sub>2</sub>. Ces profils sont similaires d'une manière générale, mais en regardant de plus près ce qui se passe, nous observerons des différences. La plus visible est le comportement de la température vers les parois. Dans NS2, un canal plus frais est présent entre la paroi du fourreau et le reste de l'arc électrique. De plus, dans le col de la tuyère, entre la cheminée et le bord de l'électrode fixe, une poche de gaz chaud est observable dans NS2. CARBUR a évacué cette dernière dans son divergent. Il faut ajouter que la température présente dans le tube d'échappement est plus élevée dans CARBUR que dans NS2. Les simulations réalisées avec CARBUR montrent donc une zone influencée par l'arc électrique plus importante que celles simulées avec NS2, au départ de l'ouverture des contacts. Dans la cheminée, la tendance est inversée : le cas NS2 semble avoir une température plus importante que le cas CARBUR. Dans CARBUR, globalement, on a l'impression que l'arc électrique affecte une plus grande partie de la chambre de coupure que NS2 : NS2 semble donc avoir l'arc le plus énergique et correspond donc au cas le plus sévère entre les deux électrodes.

#### Partie IV : Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR.

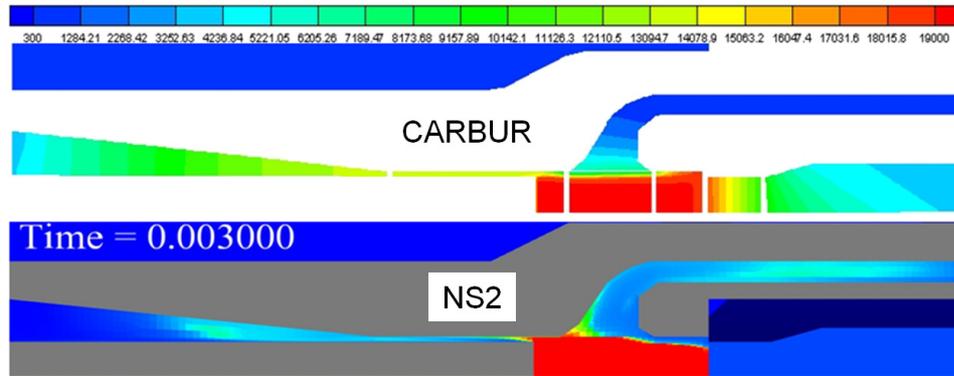


Figure 70 : Profils de température simulés avec CARBUR et NS2, dans le cas disjoncteur au SF<sub>6</sub>, à l'instant 3 ms.

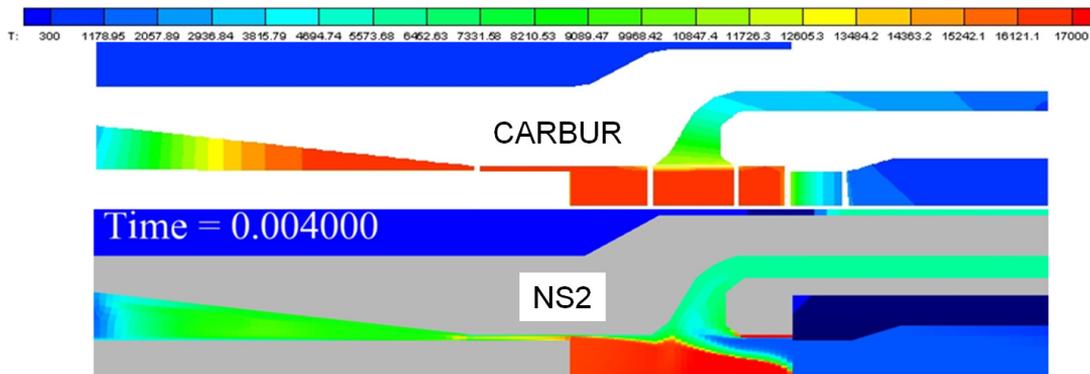


Figure 71 : Profils de température simulés avec CARBUR et NS2, dans le cas disjoncteur au N<sub>2</sub>, à l'instant 4 ms.

Une autre remarque importante que l'on peut faire et que l'on va observer par la suite est que CARBUR et NS2 simulent une onde de compression de départ similaire. En revanche, celle du N<sub>2</sub> se déplace plus rapidement que celle du SF<sub>6</sub> (Mach de 0.5 pour le N<sub>2</sub>, contre Mach 0.35 de pour le SF<sub>6</sub>).

Avant de nous intéresser plus particulièrement aux différentes régions importantes du domaine d'étude, précisons qu'aux capteurs numériques 1, 2 et 3, les profils de pressions et de températures ont des « vaguelettes » dans le cas du N<sub>2</sub> que l'on n'observe pas dans le cas du SF<sub>6</sub>. Ces « vaguelettes » sont observables aussi bien avec CARBUR qu'avec NS2 et elles sont dues à la réflexion d'ondes contre les parois du disjoncteur.

#### IV.3.4.2. Termes sources et période d'allumage.

Nous avons encore une fois réalisé une comparaison sur la quantité des termes sources (effet Joule et rayonnement) de l'arc électrique calculés avec NS2 et CARBUR. Sur les figures 72 et 73, il est possible de vérifier que les valeurs de ces deux termes sont similaires dans NS2 et dans CARBUR. De plus, les termes d'initialisation sont bien négligeables devant les autres termes sources de l'arc électrique.

Une autre remarque qui peut être faite ici est que contrairement au cas précédent dans lequel l'arc électrique était entre deux électrodes fixes, dans le cas présent, NS2 parvient à initialiser plus rapidement sa zone d'arc que CARBUR (0.075 ms dans NS2 contre 0.161 ms dans CARBUR pour le SF<sub>6</sub> et 0.0755 ms dans NS2 contre 0.093 ms dans CARBUR). En effet, comme lors de cette phase d'initialisation, la zone d'arc électrique dans NS2 est légèrement plus petite que dans CARBUR, il faut donc apporter moins d'énergie. De plus, comme nous l'avons déjà dit (figure 69), la zone d'arc de CARBUR échange plus avec son environnement que celle de NS2. Il paraît donc logique qu'il faille apporter plus d'énergie dans CARBUR pour arriver aux mêmes températures.

Enfin, nous pouvons observer que les seuils des termes sources atteints en N<sub>2</sub> sont les mêmes qu'en SF<sub>6</sub>. Dans le cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques, les seuils de ces termes sources atteints en SF<sub>6</sub> étaient légèrement plus élevés qu'en N<sub>2</sub>. Cette différence est due à la quantité beaucoup plus importante des énergies qui étaient mises en jeu dans le cas précédent, en raison d'une zone d'arc beaucoup plus grande. En revanche, comme dans le cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques, la période d'initialisation du N<sub>2</sub> est plus courte que celle du SF<sub>6</sub>. En ce qui concerne les différences entre les termes sources de NS2 et ceux de CARBUR, elles sont également plus petites dans le cas en N<sub>2</sub> que dans le cas au SF<sub>6</sub>.

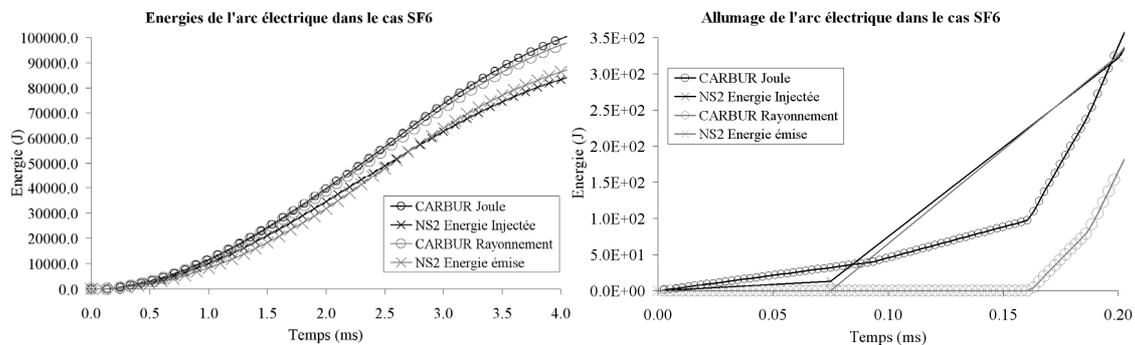


Figure 72 : Termes sources de l'arc électrique, dans le cas disjoncteur au SF<sub>6</sub>.

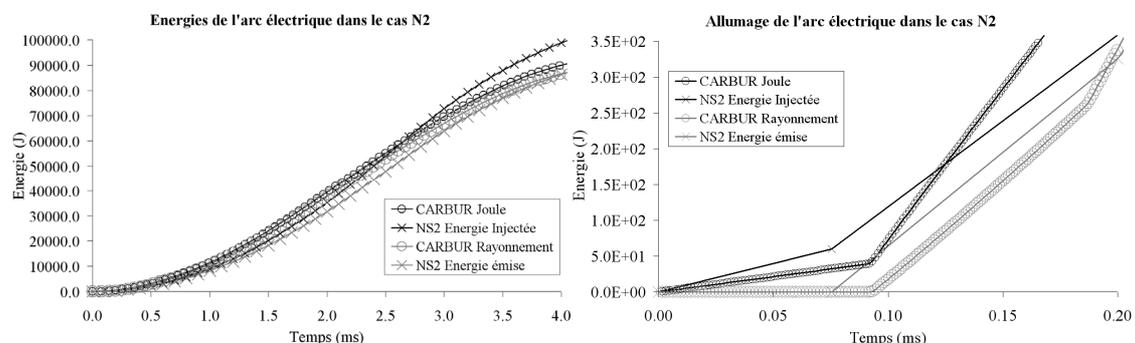


Figure 73 : Termes sources de l'arc électrique, dans le cas disjoncteur au N<sub>2</sub>.

Cette étude sur les termes sources permet d'affirmer que les différences rencontrées dans le comportement du gaz ne sont pas dues à ces termes qui sont très similaires.

#### IV.3.4.3. Écoulement dans la cheminée.

Nous nous intéressons maintenant plus particulièrement à ce qui se passe dans la cheminée (figures 74 et 75, point 1). Aussi bien dans le cas du  $N_2$  que celui du  $SF_6$ , les températures de NS2 et de CARBUR sont similaires jusqu'à environ 1 ms. C'est à ce moment précis que l'électrode fixe libère l'entrée du tube d'échappement. Avec la montée en température de la zone d'arc entre les deux électrodes, une onde de compression se génère et se développe dans la chambre de coupure. Elle parvient à passer dans la cheminée au bout du même temps dans CARBUR et dans NS2 (à environ 0.14 ms, avec une fin de chute de la densité au bout d'environ 0.8 ms dans le cas du  $N_2$  contre environ 0.3 ms pour le  $SF_6$ , avec une fin de chute de la densité au bout d'environ 1.3 ms). Avec cette onde de compression, les particules s'échappent de la zone d'arc comme dans le cas test de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques précédent.

Les écarts de densité entre CARBUR et NS2 sont plus importants dans le  $SF_6$  que dans le  $N_2$ . Dans le  $SF_6$  et avec CARBUR, au bout d'1 ms, en près de 0.7 ms, la densité chute de  $35.132 \text{ kg/m}^3$  à  $8.454 \text{ kg/m}^3$  (puis moins brusquement à  $3.975 \text{ kg/m}^3$ ). Dans NS2, elle chute de  $37.7 \text{ kg/m}^3$  à  $1.53 \text{ kg/m}^3$  (puis moins brusquement à  $1.05 \text{ kg/m}^3$ ). Comme précédemment pour le cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques, CARBUR semble garder plus de particules que NS2 dans sa zone d'arc et dans son environnement. Puis, à la libération du col du fourreau, un passage de plus en plus important se crée entre la cheminée et la zone d'arc. À ce moment précis, une forte augmentation de la température au point 1 est observable aussi bien dans le cas au  $SF_6$  que celui au  $N_2$ . Cette augmentation est beaucoup plus importante dans NS2 que dans CARBUR (vers 1.6 ms, 2496 K contre 10300 K pour le  $SF_6$  et vers 1.5 ms, 9630 K contre 14900 K pour le  $N_2$ ). Puis, vers 2.5 ms, les températures au point 1 de NS2 et de CARBUR retrouvent à peu près le même seuil (environ 3200 K pour le  $SF_6$  et 8000 K pour le  $N_2$ ). Cette différence de comportement entre NS2 et CARBUR semble provenir du « blocage » de la zone d'arc observé dans NS2, dans le tube d'échappement. L'arc électrique dans CARBUR, en évacuant plus d'énergie et plus de particules du côté tube d'échappement (figures 78 et 79, points 3 et 4), a moins d'énergie à évacuer côté cheminée lorsque celle-ci lui est découverte. Vers 2.5 ms, dans NS2, une partie de l'énergie est finalement évacuée vers le volume d'expansion. En ce qui concerne la pression en ce point 1, CARBUR et NS2 convergent vers un seuil similaire. Précisons enfin que les différences entre le cas au  $N_2$  et le cas au  $SF_6$  sont dues essentiellement à la nature du gaz (partie V-4).

## Partie IV : Module d'arc électrique et de l'électrode mobile dans CARBUR.

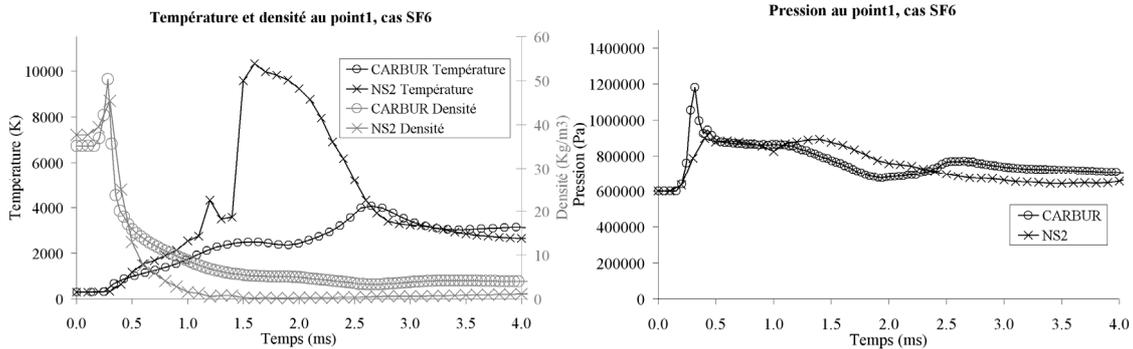


Figure 74 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans la cheminée (point 1), dans le cas disjoncteur en SF<sub>6</sub>.

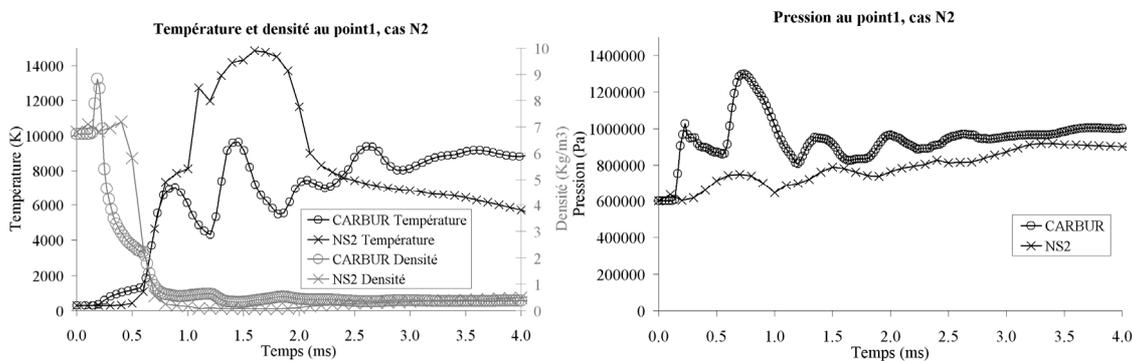


Figure 75 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans la cheminée (point 1), dans le cas disjoncteur en N<sub>2</sub>.

### IV.3.4.4. Écoulement dans le divergent de la tuyère.

En ce qui concerne le divergent de la tuyère (figures 76 et 77, point 2), l'onde de compression semble passer vers 0.6 ms dans le cas du SF<sub>6</sub> et vers 0.4 ms dans le cas du N<sub>2</sub>. Une fois cette onde de compression passée, NS2 semble évacuer plus rapidement que CARBUR les particules dans cette partie de la chambre de coupure. C'est d'autant plus vrai dans le cas au SF<sub>6</sub> que dans celui au N<sub>2</sub>. Ensuite, on s'aperçoit que CARBUR atteint un seuil de densité bas en ce point 2 et qu'il va garder ce seuil jusqu'à la fin des simulations. Dans NS2, la densité en ce point a des variations légèrement plus importantes. Dans le cas du SF<sub>6</sub>, NS2 détermine même une densité plus importante en ce capteur que CARBUR. Cette constatation est due au « canal » de faible densité longeant l'électrode fixe et observée sur la figure 68.

En revanche, cette fois-ci, c'est dans CARBUR que la température devient beaucoup plus importante. L'énergie qui n'a pas été évacuée dans la cheminée est évacuée dans la tuyère (CARBUR) et inversement : une fois que l'énergie a été donnée au gaz présent dans la cheminée, il en reste donc moins à en donner pour le gaz présent dans la tuyère (NS2).

Enfin, nous pouvons remarquer qu'en ce capteur numérique 2 (figures 76 et 77, point 2), la montée en température est plus rapide dans le cas du N<sub>2</sub> que dans le cas du SF<sub>6</sub>. Les écoulements semblent facilités dans les canaux étroits pour le N<sub>2</sub> par rapport au SF<sub>6</sub>. Dans le cas du N<sub>2</sub>, la différence de température entre CARBUR et NS2 est également réduite en ce point 2. Contrairement au cas au SF<sub>6</sub>, dans NS2, la température augmente également. Elle atteint un premier maximum de 5630 K (12770 K pour CARBUR) à 2.0 ms (1.6 ms pour CARBUR), puis un second de 9710 K à 3.5 ms (16340 K, à 3.3 ms pour CARBUR).

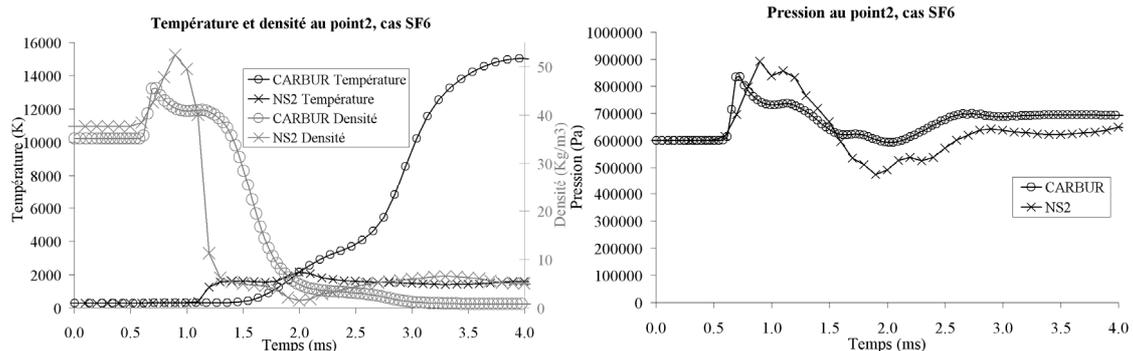


Figure 76 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans le divergent de la tuyère (point 2), dans le cas disjoncteur en SF<sub>6</sub>.

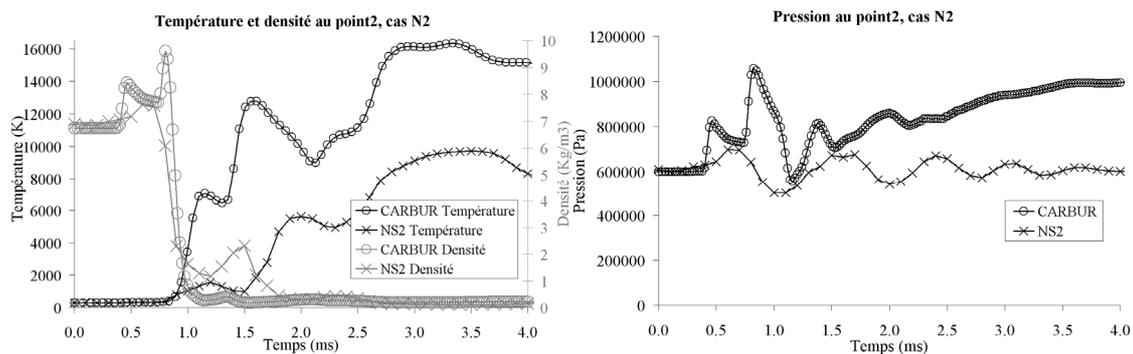


Figure 77 : Évolution de la température, de la densité et de la pression dans le divergent de la tuyère (point 2), dans le cas disjoncteur en N<sub>2</sub>.

#### IV.3.4.5. Zone d'arc et voisinage proche.

Dans la zone d'arc (figures 78 et 79, point 4), les températures calculées avec CARBUR et NS2 sont relativement similaires. Dans le cas du SF<sub>6</sub>, cette température est légèrement moins importante avec CARBUR. Dans le cas du N<sub>2</sub>, cette différence est moins prononcée. En effet, avec du diazote, dans la zone d'arc, contrairement au SF<sub>6</sub>, mais comme il a déjà été observé dans le cas de l'arc électrique entre 2 électrodes fixes adiabatiques, les seuils de température entre NS2 et CARBUR sont similaires. NS2 prédit même dans le cas présent, pendant près de 2 ms, une température inférieure à celle de CARBUR (19200 K pour NS2 contre 21100 K pour CARBUR).

En ce qui concerne la densité, on retrouve le même type de comportement qu'avec l'arc électrique entre les deux électrodes fixes, à savoir un plus grand nombre de particules dans la zone d'arc simulée avec CARBUR qu'avec NS2.

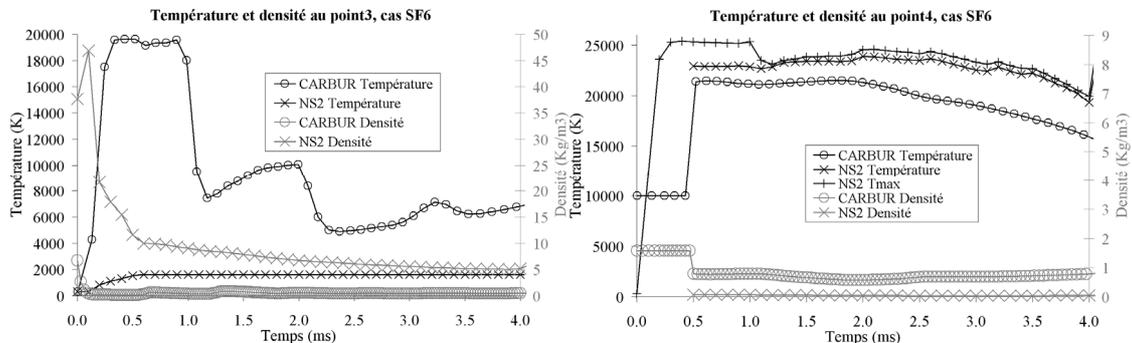


Figure 78 : Évolution de la température et de la densité aux points 3 et 4, dans le cas disjoncteur en  $SF_6$ .

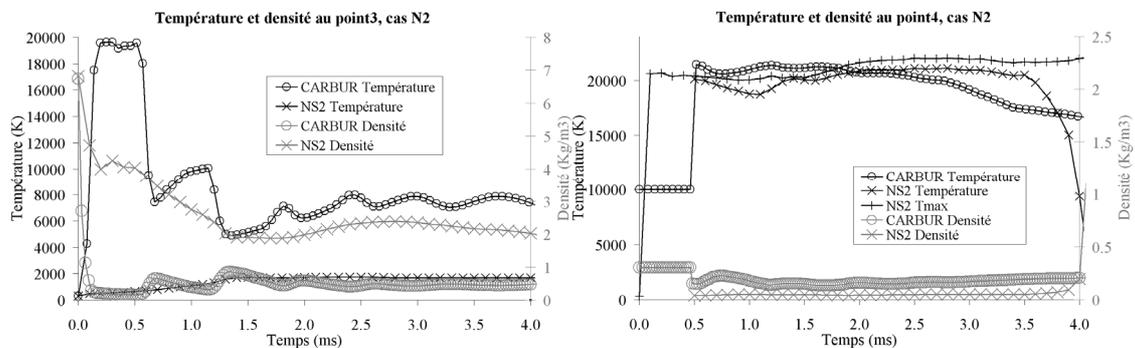


Figure 79 : Évolution de la température, de la densité et de la pression aux points 3 et 4, dans le cas disjoncteur en  $N_2$ .

Enfin étudions les échanges entre cette zone d'arc et son voisinage direct. Au départ, la zone d'arc est très fine entre les deux électrodes (seulement quelques colonnes de mailles). De plus, au début des simulations, la cheminée et la tuyère sont bouchées par l'électrode mobile. Comme les parois de la géométrie sont considérées comme adiabatiques, l'arc électrique peut donc échanger seulement avec le gaz voisinant dans le tube d'échappement et présent dans la fuite au col du fourreau. Dans le cas simulé avec CARBUR, l'échange thermique avec le gaz dans le tube d'échappement est plus grand que celui simulé dans NS2. Comme nous l'avons déjà dit précédemment, cette différence de comportement peut être attribuable au solvateur et aux conditions aux limites des zones d'arc. On peut se demander ce qui se passe à la limite de la zone d'arc dans NS2 et dans CARBUR. Comme il est visible sur les figures 78 et 79 précédentes, les températures et les densités aux points 3 et 4, qui sont pourtant proches dans la géométrie, ont des profils complètement différents dans NS2 et dans CARBUR. La grande différence entre ces deux points est que le point 4 appartient à la zone d'arc alors que le point 3 n'en fait plus partie. Ces différences de profils sont plus importantes dans NS2 que dans CARBUR. Les gradients aux bords de l'arc

électrique sont donc beaucoup plus forts dans NS2 que dans CARBUR (figures 78 et 79).

Pour appuyer ce qui vient d'être dit sur la limite entre la zone d'arc et la zone de gaz dans le tube d'échappement, la figure 80 montre les profils de température dans le cas du SF<sub>6</sub>, à 1 et 4 ms sur la longueur de la zone d'arc et surtout de sa transition avec le gaz présent dans le tube d'échappement. Nous pouvons constater et nous étonner de la légère augmentation de la température simulée avec NS2, à l'intérieur de la zone d'arc, vers son bord. De plus, toujours dans NS2, la chute de température se fait très abrupte. Dans CARBUR, la transition est beaucoup plus douce entre la zone d'arc et son voisinage, et aucune légère élévation de la température en bordure de l'arc n'est observable. Cette observation est également valable pour le N<sub>2</sub>.

Précisons que NS2 ne se comporte pas toujours de cette manière-là. La transition peut être également plus douce avec d'autres géométries de disjoncteur électrique.

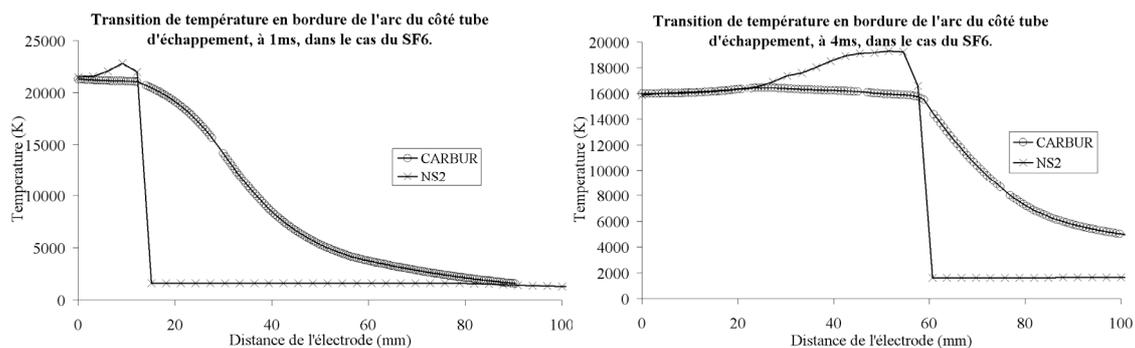


Figure 80 : Transition de température en bordure de l'arc électrique du côté tube d'échappement, à 1 et 4 ms, dans le cas disjoncteur électrique au SF<sub>6</sub>.

#### IV.4. Conclusion.

Au cours de cette partie, les modules ajoutés dans CARBUR pour pouvoir prendre en compte l'arc électrique entre deux électrodes mobiles dans une chambre de coupure de disjoncteurs électriques haute tension ont été présentés. Un premier module permet de calculer les termes sources de l'arc électrique (effet Joule et rayonnement) et le second simule une électrode adiabatique se déplaçant à vitesse constante au cours du temps, dans le domaine d'étude. Puis, des comparaisons entre CARBUR et NS2 ont été réalisées afin d'apprécier l'aptitude de CARBUR à simuler des écoulements de gaz en présence d'un arc électrique. NS2 est un code interne à Siemens T&D qui est déjà utilisé pour la conception de chambre de coupure de disjoncteurs électriques haute tension.

Trois cas test ont été réalisés en SF<sub>6</sub> et en N<sub>2</sub> : un cas test de tube à choc, un cas test d'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques et un dernier avec une géométrie de disjoncteur électrique complet. D'une manière générale, il

semble que les écoulements entre NS2 et CARBUR sont similaires, mais des différences importantes de valeurs des propriétés thermodynamiques calculées sont à souligner. Les termes sources d'effet Joule et de rayonnement ont à chaque fois été vérifiés. L'arc électrique simulé à partir de CARBUR semble échanger plus facilement avec son environnement que celui de NS2. De plus, contrairement à NS2, CARBUR semble favoriser l'écoulement et les échanges avec le gaz dans le tube d'échappement et dans le divergent au détriment de la cheminée. Différentes causes sont à l'origine des différences observées entre NS2 et CARBUR. La première cause est certainement la différence des énergies internes et des capacités calorifiques observée entre NS2 et CARBUR. Cette différence a été présentée dans la partie III-4 précédente. Une autre raison qui semble moins influente que la première mais qui a quand même un rôle important sur les résultats est la loi d'état des gaz utilisée. À ces deux raisons, l'influence du solveur et celle des conditions aux limites peuvent être ajoutées.

Malgré ces différences de valeurs observables entre NS2 et CARBUR, ce dernier ne donne pas de résultats incohérents : il peut donc être utilisé pour réaliser la suite de l'étude.



## V. Partie V :

### Résultats.

V.1.	Introduction.....	163
V.2.	Étude de l'influence de la forme du bout de l'électrode.....	163
V.2.1.	Divergent de la tuyère et volume d'expansion.....	165
V.2.2.	Tube d'échappement et cheminée.....	166
V.2.3.	Zone d'arc et bord de l'électrode.....	167
V.2.4.	Conclusion.....	168
V.3.	Étude de l'influence de Navier-Stokes par rapport à Euler.....	168
V.3.1.	Zone d'arc.....	171
V.3.2.	Volume d'expansion.....	171
V.3.3.	Tuyère.....	172
V.3.4.	Cheminée.....	173
V.3.5.	Conclusion.....	173
V.4.	Étude de l'influence de la nature du gaz.....	174
V.4.1.	Influence sur les propriétés thermodynamiques entre les électrodes aux zéros du courant.....	175
V.4.2.	Influence sur l'écoulement des gaz.....	177
V.4.3.	Conclusion.....	179
V.5.	Déséquilibre thermique.....	180
V.5.1.	Configuration de l'arc électrique entre deux électrodes.....	180
V.5.1.1.	Écoulement et valeurs des températures.....	181
V.5.1.2.	Déséquilibre thermique.....	182
V.5.1.3.	Décomposition chimique.....	184
V.5.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension.....	186
V.5.2.1.	Écoulement et valeurs des températures.....	187

## Partie V : Résultats.

V.5.2.2.	Déséquilibre thermique. ....	188
V.5.2.3.	Décomposition chimique. ....	192
V.5.3.	Conclusion. ....	193
V.6.	Influence du positionnement des termes sources de l'arc électrique. ...	193
V.6.1.	Influence de la distribution des termes sources de l'arc électrique dans les différentes équations d'évolution des énergies, cas R=J. ....	195
V.6.1.1.	Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques. ....	195
V.6.1.1.1.	Influence générale sur la température. ....	197
V.6.1.1.2.	Influence sur les gradients de température au sein de la colonne d'arc. ....	198
V.6.1.1.3.	Influence sur la densité du N <sub>2</sub> et sur la densité. ....	200
V.6.1.1.4.	Influence sur le déséquilibre thermique. ....	201
V.6.1.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. ....	203
V.6.1.3.	Conclusion. ....	206
V.6.2.	Influence de la distribution du terme source d'effet Joule (J) dans les différentes équations d'évolution des énergies. ....	207
V.6.2.1.	Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques. ....	207
V.6.2.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. ....	210
V.6.3.	Influence de la distribution du terme source de rayonnement (R) dans les différentes équations d'évolution des énergies. ....	210
V.6.3.1.	Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques. ....	211
V.6.3.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. ....	212
V.7.	Influence des densités électroniques sur le déséquilibre thermique. ....	214
V.7.1.	Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques. ....	215
V.7.2.	Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. ....	218
V.8.	Conclusion. ....	219

## V.1. Introduction.

Nous allons maintenant présenter les principaux résultats que nous avons obtenus avec CARBUR sur les écoulements de gaz prenant place dans les disjoncteurs électriques haute tension. Nous avons étudié l'influence de la forme du bout de l'électrode, puis de l'utilisation des équations de Navier-Stokes à la place de celles d'Euler, ou encore de la nature du gaz sur les écoulements. Ensuite, nous nous sommes intéressés au déséquilibre thermique qui pourrait prendre place dans les régions et aux instants présentant de grands gradients. Puis, une étude sur l'affectation des termes sources de l'arc électrique a été réalisée. Enfin, nous avons voulu étudier l'influence des densités électroniques sur le déséquilibre thermique.

Pour réaliser nos différentes études, nous avons repris les géométries présentées dans la partie précédente. Nous utilisons donc les deux géométries de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques (ouvert et fermé) et celle de la chambre de coupure d'un disjoncteur électrique réel complet.

Pour le cas disjoncteur réel, la position des capteurs numériques a été modifiée. Ils sont présentés sur la figure 81. Le point 1 permet de suivre l'évolution dans le temps des propriétés thermodynamiques dans le volume d'expansion. Le point 2 enregistre leur évolution à l'entrée du tube d'échappement. Le point 3 s'occupe du comportement des propriétés thermodynamiques dans la zone d'arc, à l'embouchure de la cheminée. Le point 4 est positionné dans l'entrée de la cheminée et le point 5 est en sortie du divergent. Enfin, les différentes lignes sur lesquelles les profils de température, de densité et de pression ont été relevés sont présentées sur la figure suivante.

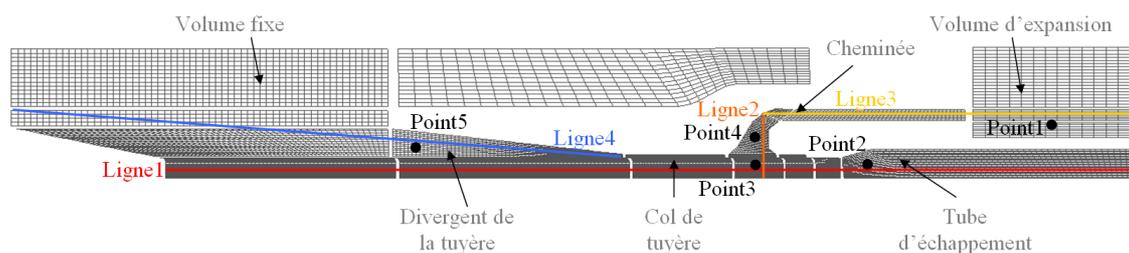


Figure 81 : Maillages et capteurs numériques pour la géométrie disjoncteur complet.

## V.2. Étude de l'influence de la forme du bout de l'électrode.

Dans NS2, la zone d'arc nécessite des mailles rectangulaires. Cette contrainte impose à NS2 de simuler une configuration disjoncteur électrique avec des électrodes carrées. Les contacts d'arc étant arrondis dans la réalité, une première étude en électrodes arrondies a donc été réalisée avec CARBUR.

Dans cette étude, les propriétés des calculs sont les suivantes :

- Gaz : SF<sub>6</sub>.
- I<sub>max</sub> = 70715 A, f = 50 Hz, Ta = 15 ms.
- T<sub>Gauss</sub> = 5000 K, Marge\_T = 10000 K, Y<sub>Gauss</sub> = 0 m, E<sub>Gauss</sub> = 3.10<sup>-2</sup> m, A<sub>Gauss</sub> = 5.10<sup>11</sup> W.m<sup>-3</sup>.
- Vitesse de l'électrode : 15 m.s<sup>-1</sup>.
- Euler, CFL = 10<sup>-1</sup>.
- Solveur HLLC.
- Pas de décomposition chimique, ni de déséquilibre thermique.

À l'aide de CARBUR, deux simulations ont été réalisées dans la configuration disjoncteur électrique réel. La première a une électrode carrée alors que la seconde possède une électrode arrondie. Les deux maillages utilisés pour cette étude sont similaires (figure 82). Le maillage aura donc peu d'influence sur les résultats.

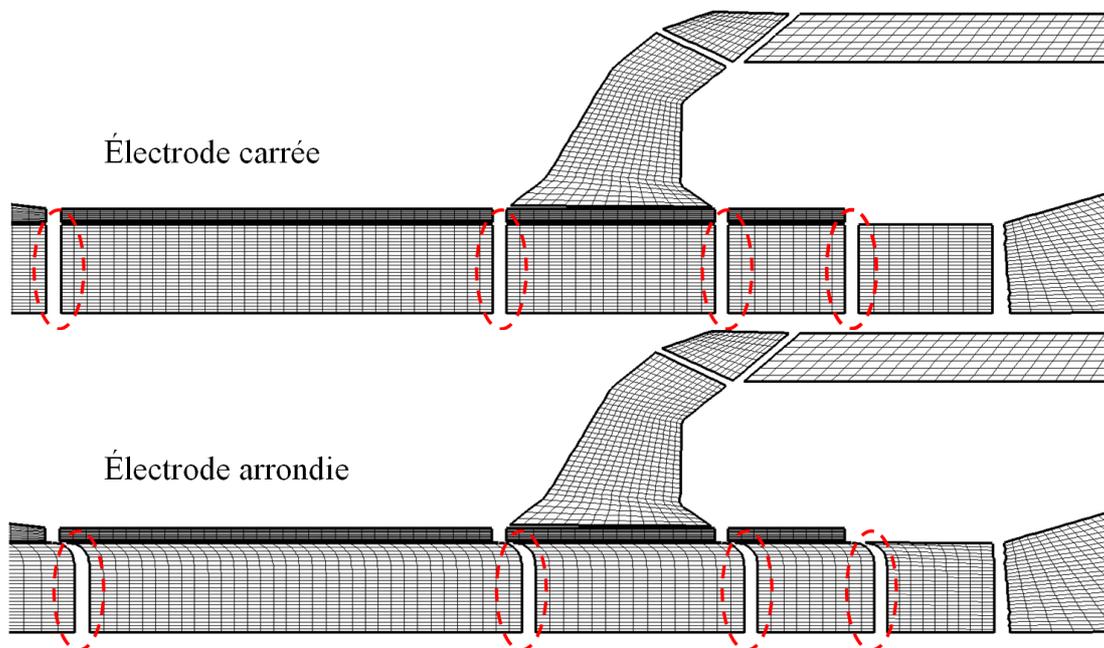


Figure 82 : Maillages dans la zone d'arc des deux géométries de l'étude sur la forme du bout de l'électrode fixe.

D'une manière générale, nous constatons que les différences générées par la forme de l'électrode sont faibles. Les termes sources mis en jeu dans ces deux simulations sont quasiment confondus (figure 83). En revanche, il est à noter que le cas possédant l'électrode carrée s'initialise plus rapidement que le cas simulant une électrode arrondie (0.28 ms contre 0.54 ms). La raison en est qu'au début, la zone d'arc électrique est étroite. Or, avec la forme de l'électrode arrondie, les échanges avec le gaz présent dans la fuite positionnée entre l'électrode et le col du fourreau sont facilités. Cette région perdant ainsi plus d'énergie, il devient donc nécessaire d'apporter de l'énergie plus longtemps pour arriver aux mêmes températures dans la zone d'arc.

## Partie V : Résultats.

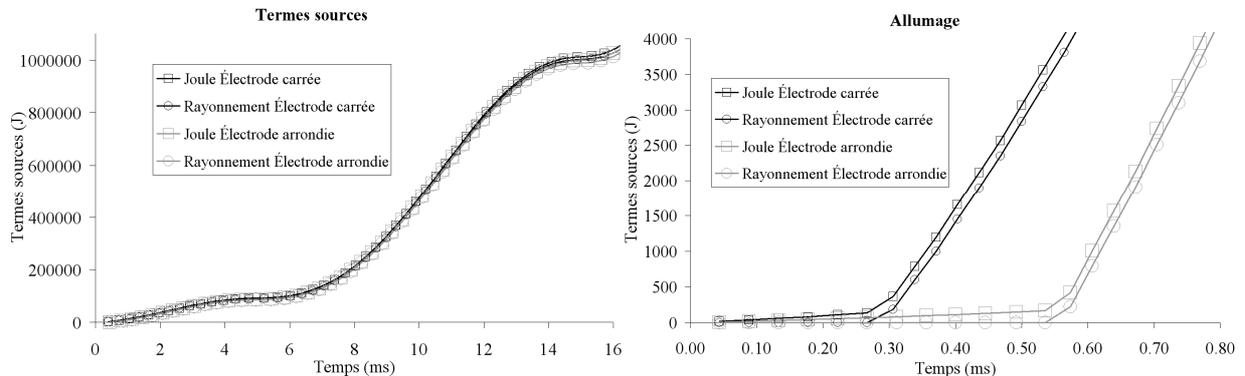


Figure 83 : Termes sources et phase d'allumage.

Les différences existant entre ces deux cas sont faibles, mais elles sont principalement observées sur la température et plutôt au début des simulations, tant que l'électrode obstrue encore le col de tuyère (avant 10 ms). Précisons que cette remarque n'est pas vraie pour ce qui se passe dans le tube d'échappement : en effet, au point 2, les différences de température augmentent vers 15 ms (figure 85).

Nous allons maintenant étudier les conséquences d'une électrode arrondie dans les différentes régions du domaine d'étude.

### V.2.1. Divergent de la tuyère et volume d'expansion.

Les différences les plus importantes apparaissent vers le premier zéro du courant électrique, à 5 ms. Au départ, l'écoulement de la zone d'arc en direction du divergent de la tuyère (figure 84) est légèrement plus important dans le cas avec l'électrode arrondie que dans celui avec l'électrode carrée. L'onde de compression dans le cas arrondi est également légèrement plus importante que dans le cas carré (figure 84).

Sur cette figure 84, nous pouvons également observer que dans le divergent de la tuyère (point 5), la première augmentation de température passe plus tard (à environ 3.75 ms) que les pics de pression et de densité (à environ 1.5 ms). Avant 1 ms, rien ne se passe en ce point 5. Puis, entre 2 ms et 4 ms, la densité chute avec le départ des particules, provoquant une augmentation de la température. La pression n'augmente que légèrement.

Dans le volume d'expansion (point 1), les différences ne sont pas très significatives. Ce volume se situe trop loin de la zone d'arc et, en raison de sa taille importante et des faibles températures présentes, les différences restent faibles : la pression et la température semblent très légèrement supérieures dans le cas arrondi. Les petites « vaguelettes » observées au point 1, de 0 à environ 8 ms, représentent simplement des ondes de compression qui se réfléchissent sur les parois de ce volume.

## Partie V : Résultats.

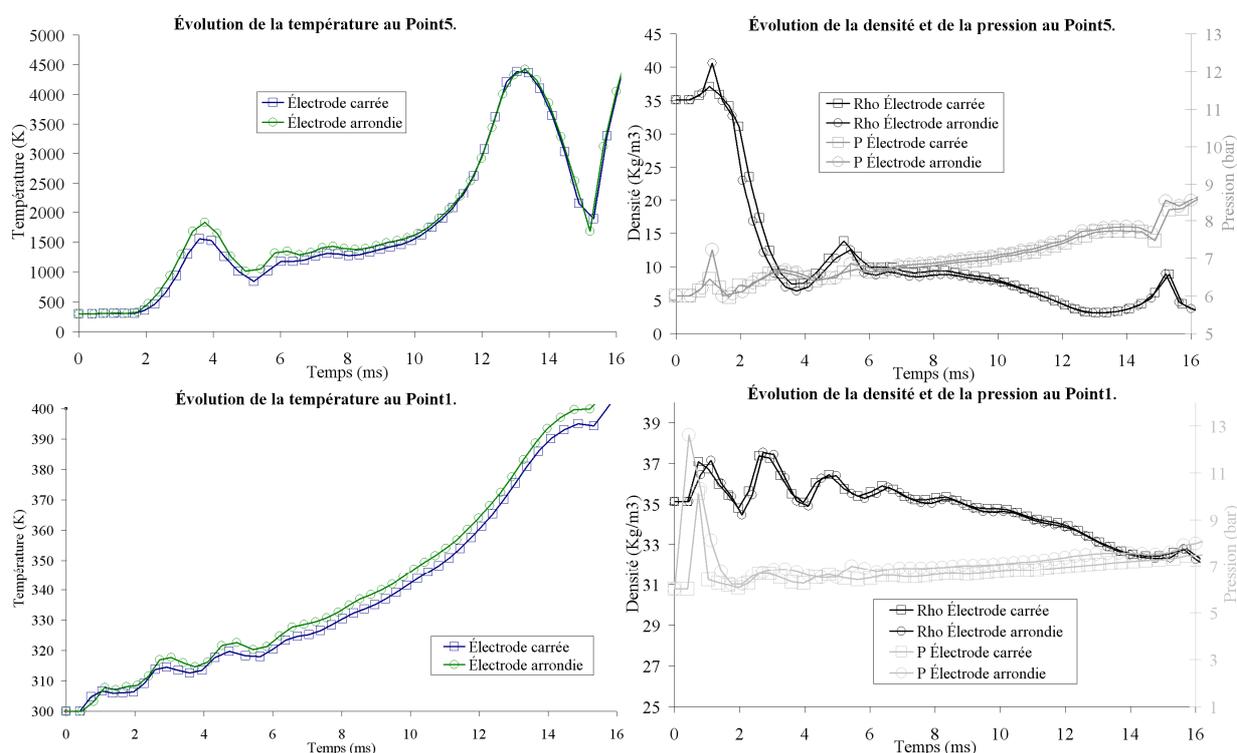


Figure 84 : Évolution des variables thermodynamiques dans le divergent (point 5) et dans le volume d'expansion (point 1).

### V.2.2. Tube d'échappement et cheminée.

Au début des simulations, lorsque l'électrode bouche encore le col du fourreau et celui de la tuyère, la température calculée avec l'électrode arrondie est légèrement plus importante dans la cheminée (figure 85, point 4) que dans le cas en électrode carrée. Entre 2 et 4 ms, la différence de température atteint 1100 K dans la cheminée.

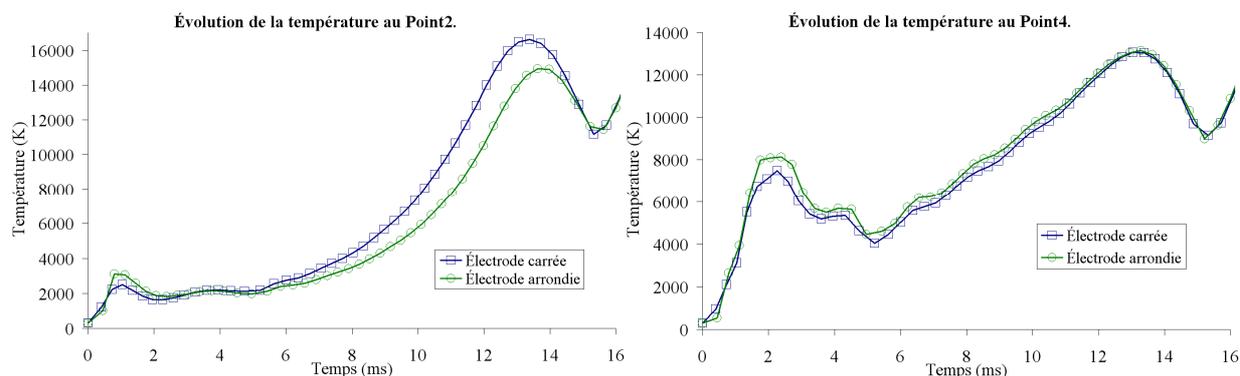


Figure 85 : Évolution des températures dans le tube d'échappement (point 2) et dans la cheminée (point 4).

Au départ, dans la simulation en électrode carrée, l'écoulement de la zone d'arc (confinée dans le fourreau) vers le côté du volume fixe de la géométrie (entrée de la cheminée, puis divergent de la tuyère) semble plus difficile que celui

présent dans la simulation avec l'électrode arrondie : la forme même de l'électrode en est la cause. Cette constatation implique que l'écoulement dans le cas d'une électrode carrée est donc favorisé en direction du tube d'échappement. Dans ce cas (électrode carrée), une quantité de chaleur plus importante fait augmenter la température au point 2 (figure 85, de 6 ms à 15 ms). En ce point, la différence de température entre les deux cas atteint environ 1700 K (16628 K pour le cas à l'électrode carrée contre 14936 K pour le cas à l'électrode arrondie).

### V.2.3. Zone d'arc et bord de l'électrode.

Dans la zone d'arc (figure 86, point 3), comme la température présente est très importante (jusqu'à environ 21000 K, à 10 ms), les différences entre les deux cas sont négligeables. Sur la figure 86, les courbes de température, de densité et de pression des deux simulations sont confondues. Comme précédemment, nous pouvons quand même noter la forte variation dans le temps des propriétés thermodynamiques en ce point 3. Entre 5 ms et 15 ms, la courbe de température a une forme de « cloche ». Aux zéros du courant électrique, la température descend jusqu'à 9000 K.

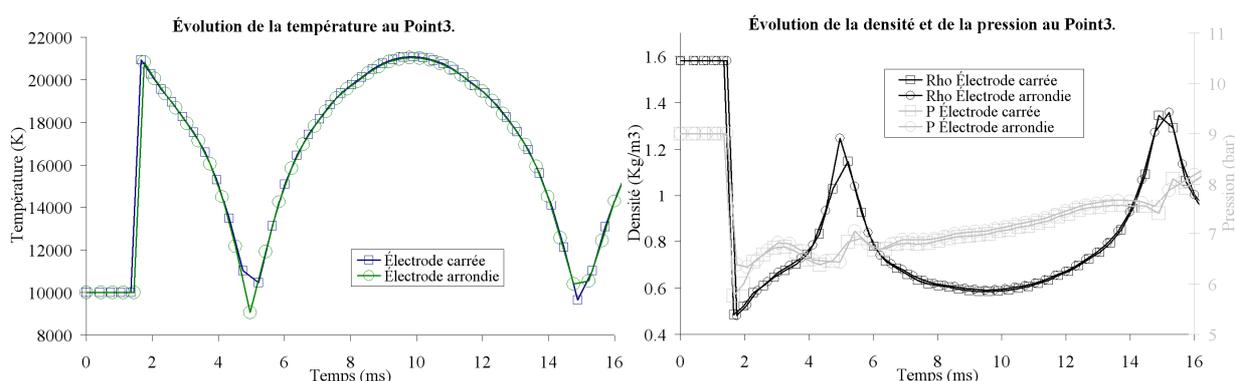


Figure 86 : Évolution des variables thermodynamiques dans la zone d'arc, au point 3.

Une dernière étude sur le comportement du gaz au bord de l'électrode a été réalisée : la température, la densité et la pression ont été relevées dans chacune des mailles directement voisines de l'électrode mobile, dans la zone d'arc, aux temps 5 et 14.8 ms. De ces relevés, nous avons pu constater que la température est la plus importante dans le cas carré. L'électrode arrondie semble donc plus disposée à évacuer la chaleur que le cas carré. Mais, nous ne pouvons pas en conclure pour autant que simuler avec une électrode carrée est le cas le plus défavorable pour la coupure puisque la pression et la densité sont légèrement plus importantes dans cette partie du domaine d'étude que celles calculées avec une électrode arrondie.

Au zéro du courant électrique, un écoulement en direction de la zone d'arc est généré et vient souffler l'arc électrique. L'écoulement étant facilité dans le cas de l'électrode arrondie, plus de particules « froides » reviennent donc à l'électrode et ainsi, refroidissent légèrement mieux cette région au zéro du courant électrique.

## Partie V : Résultats.

La différence de température le long de l'électrode entre le cas carré et le cas arrondi est égale à environ 75 K à 5 ms, 40 K à 10 ms et 150 K à 14.89 ms. Cette différence reste donc faible et est, comme on pouvait s'attendre, légèrement plus importante à l'angle de l'électrode. Précisons que sur la figure 87, la différence de comportement de la température le long du bord de l'électrode selon que l'on étudie à 5 ms ou 14.8 ms est due à une zone de gaz chaud bloquée entre l'électrode et la tuyère, à 5 ms. Dans ce cas, la température augmente lorsque l'on s'éloigne du centre de l'arc électrique. À 14.8 ms, l'entrée du col de la tuyère et donc la poche de gaz chaud sont libérées et évacuées.

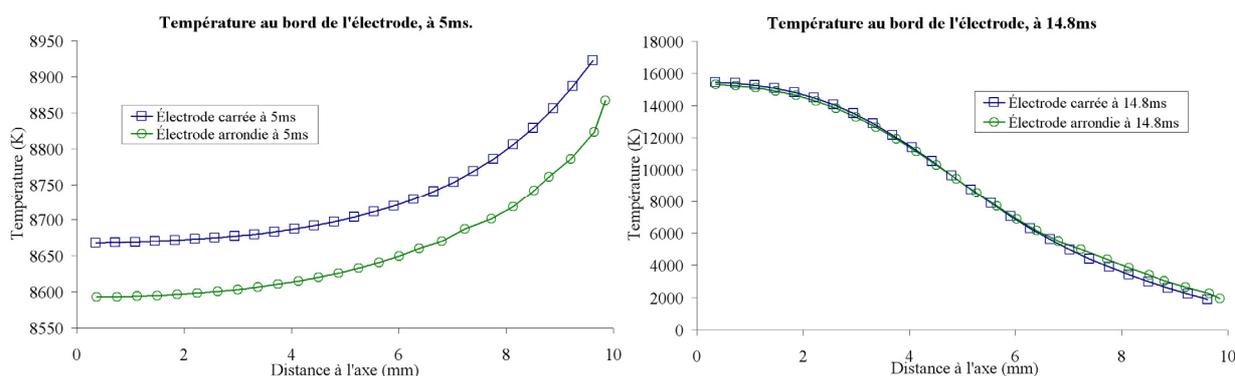


Figure 87 : Profils de température au bord de l'électrode, à 5 et 14.8 ms.

### V.2.4. Conclusion.

Pour conclure sur l'influence qu'a la forme de l'électrode sur les résultats des simulations, nous pouvons dire que des différences entre les deux simulations réalisées existent, mais qu'elles restent faibles. Avec une configuration considérant une électrode arrondie, légèrement plus de particules parviennent à quitter la zone d'arc pour atteindre la cheminée et le divergent de la tuyère. Mais, au zéro du courant électrique (15 ms), temps qui nous intéresse le plus pour prédire la réussite ou non d'une coupure, les différences entre les deux simulations ne sont pas très importantes entre les deux électrodes. Enfin, précisons que dans cette étude, les énergies mises en jeu sont importantes (70 kA). Avec un courant électrique plus faible, il est possible que des différences plus importantes puissent être constatées.

### V.3. Étude de l'influence de Navier-Stokes par rapport à Euler.

Dans cette deuxième étude, nous avons voulu observer l'influence de la viscosité et de la conductivité thermique sur les résultats. Pour cela, nous avons simulé une configuration disjoncteur électrique complète au SF<sub>6</sub>, avec une électrode arrondie, résolvant dans un premier cas les équations d'Euler et dans un second cas les équations de Navier-Stokes. Pour réaliser ces simulations, les tables de Gleizes [Gle1] ont été utilisées pour le calcul de la conductivité thermique et de la viscosité. Précisons que le maillage utilisé n'est pas

suffisamment fin pour pouvoir observer les couches limites contre les parois : en effet, affiner encore le maillage aurait trop augmenté le temps des simulations pour notre étude. Dans cette étude, les propriétés des simulations sont les suivantes :

- Gaz : SF<sub>6</sub>.
- $I_{\max} = 70715$  A,  $f = 50$  Hz,  $T_a = 15$  ms.
- $T_{\text{Gauss}} = 5000$  K,  $\text{Marge}_T = 10000$  K,  $Y_{\text{Gauss}} = 0$  m,  $E_{\text{Gauss}} = 3 \cdot 10^{-2}$  m,  $A_{\text{Gauss}} = 5 \cdot 10^{11}$  W.m<sup>-3</sup>.
- Électrode arrondie, vitesse de l'électrode : 15 m.s<sup>-1</sup>.
- CFL = 10<sup>-1</sup>, Solveur HLLC.
- Pas de décomposition chimique, ni de déséquilibre thermique.

En ce qui concerne les termes sources et la phase d'allumage, les différences entre les deux cas simulés sont très minimales (figure 88). Dans les deux cas, les périodes d'initialisation durent le même temps : environ 0.54 ms. Le modèle d'équation ne joue donc pas beaucoup sur cette première phase du calcul qui est pourtant une période génératrice de forts gradients.

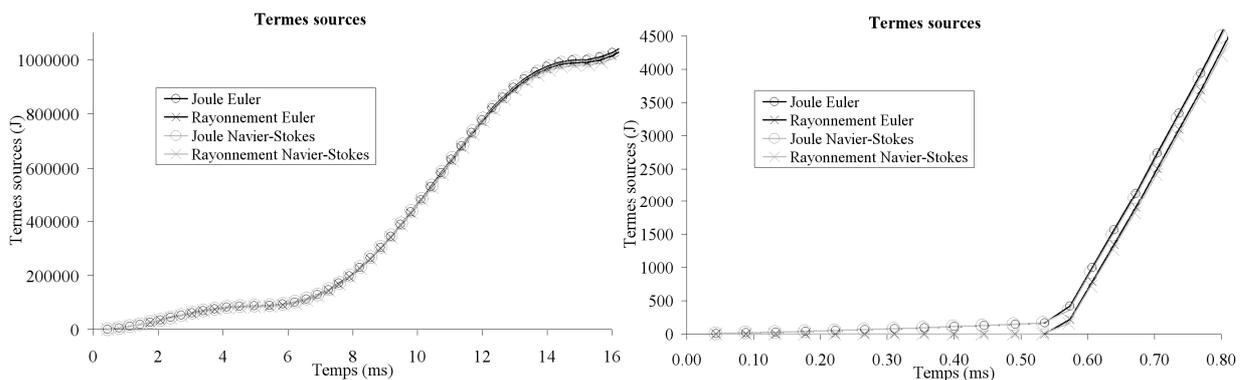


Figure 88 : Termes sources et phase d'allumage.

C'est donc ensuite qu'apparaissent les différences. Sur la figure 89, les cartes des températures et des densités sont représentées dans les cas Euler et Navier-Stokes, à 5 et 15 ms. Sur les cartes à 5 ms, on voit encore l'électrode mobile tandis que sur les cartes à 15 ms, cette électrode est beaucoup plus loin et n'est donc plus représentée. D'une manière générale, dans le cas Navier-Stokes, les particules ont plus de difficultés à s'écouler dans des petits canaux, entre l'électrode et le col du fourreau ou de la tuyère que dans le cas Euler (figure 89, cartes de densité à 5 ms). En effet, au début, moins de particules entrent dans la cheminée en Navier-Stokes qu'en Euler. Dans le divergent, les variations de densité sont observables sur une plus grande région dans le cas Euler que dans le cas Navier-Stokes. Ce comportement est la conséquence de la viscosité : un fluide visqueux a plus de difficultés à s'écouler qu'un fluide non visqueux en raison des forces de frottement. De plus, dans les simulations obtenues en résolvant les équations d'Euler, une poche de gaz chaud est observée à 5 ms dans le divergent de la tuyère, vers le col de tuyère. Cette poche n'est pas visible dans le cas Navier-Stokes. Dans cette région, la température du gaz atteint 10800 K dans la simulation en Euler et seulement

## Partie V : Résultats.

6830 K dans celle en Navier-Stokes. Cette constatation est expliquée par le fait que dans le cas Navier-Stokes, moins de particules chaudes ont réussi à franchir le col de la tuyère que dans le cas Euler. De plus, considérer la conductivité thermique dans le cas Navier-Stokes rend l'évacuation de la chaleur de la région de l'arc plus facile. À 5 ms, dans cette configuration de disjoncteur, le gaz présent dans le divergent de la tuyère semble être plus affecté par la présence de l'arc électrique dans le cas Euler que dans le cas Navier-Stokes.

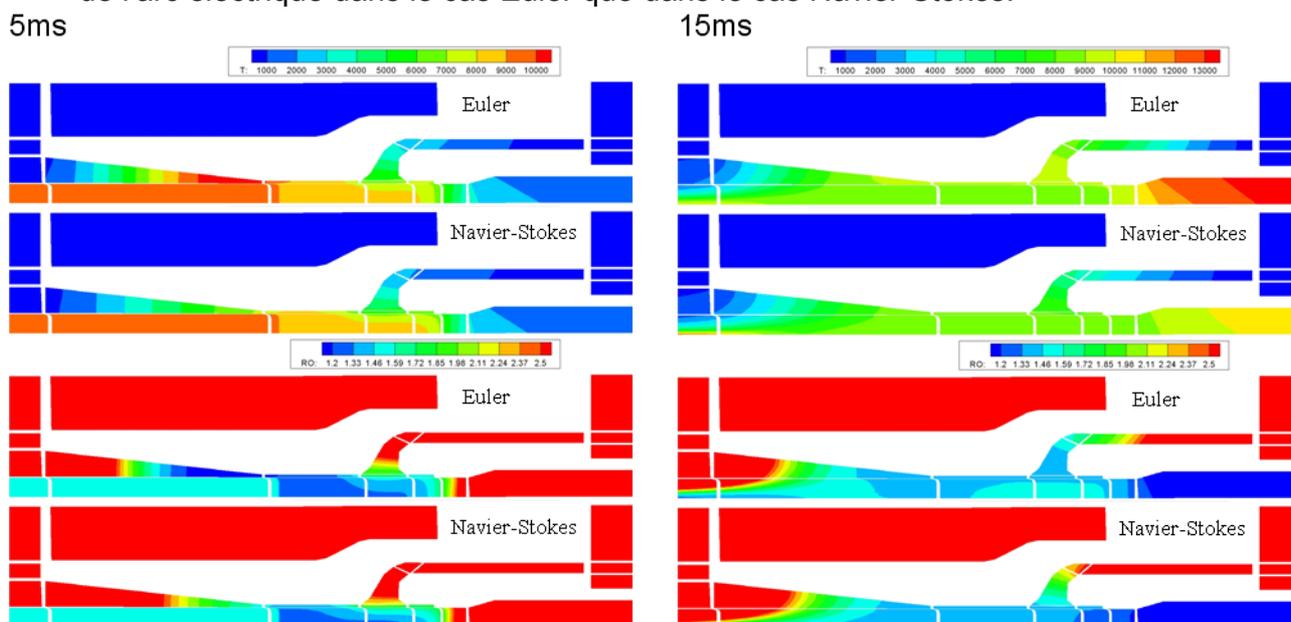


Figure 89 : Cartes de températures et de densités dans les cas Euler et Navier-Stokes, à 5 ms et 15 ms.

À 15 ms (zéro du courant qui nous intéresse), des différences existent toujours entre les cas Euler et Navier-Stokes. Ces différences sont observables sur la figure 89 et sur la figure 90. Le cas Euler évacue moins bien la chaleur dans le tube d'échappement, dans la cheminée et dans le col de tuyère en raison de la non prise en compte de la conductivité thermique. De plus, dans le cas Navier-Stokes, comme la viscosité ralentit l'écoulement, plus de particules sont présentes dans la cheminée que dans le cas Euler. Dans la zone d'arc, c'est l'inverse : les particules ont plus de mal à revenir dans la zone de l'arc électrique.

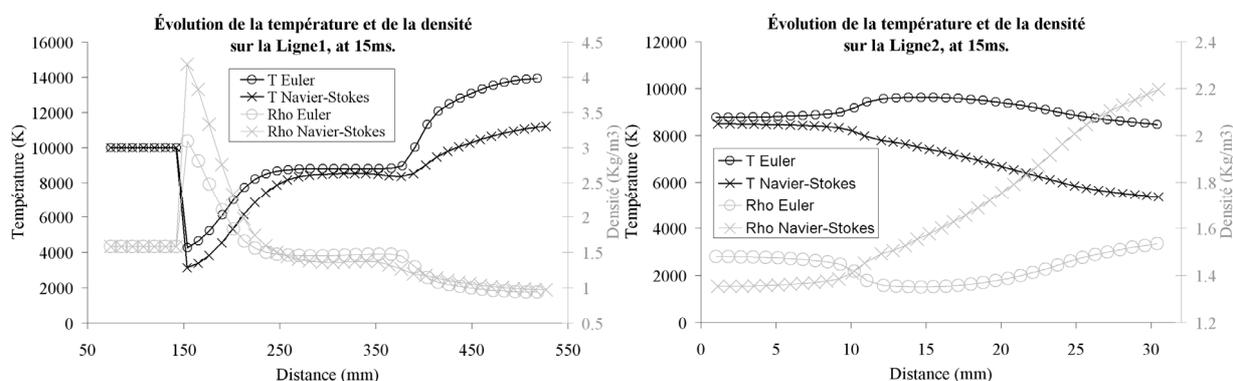


Figure 90 : Profils de température et de densité dans la zone d'arc et dans la cheminée, à 15 ms.

Sur la figure 90 (ligne 1), les profils de densité et de température le long de la colonne d'arc sont représentés à 15 ms. Dans les deux cas, ils sont similaires : l'arc perd plus de chaleur près de l'électrode fixe. La température dans cette région est en effet plus faible que dans la cheminée car cette zone n'est pas confinée adiabatiquement par des parois comme dans la région de la cheminée. Le modèle Navier-Stokes prédit une température plus faible que le modèle d'Euler, en raison encore une fois de la conductivité thermique.

Pour valider ce qui vient d'être dit, nous avons relevé les profils de température, de densité et de pression dans la zone d'arc (figure 91), dans le volume d'expansion (figure 92), dans le divergent de la tuyère (figure 93), ainsi que dans la cheminée (figure 94). Nous allons maintenant étudier ces différentes régions.

### V.3.1. Zone d'arc.

Pendant les périodes à forts gradients, vers les zéros du courant électrique, l'écoulement en Navier-Stokes semble avoir plus de difficultés à revenir dans la zone d'arc que celui en Euler. C'est ce que nous pouvons observer sur la figure 91, à 15 ms. Ce phénomène n'est pas observé à 5 ms en raison de l'électrode fixe qui n'a pas encore libéré le col de tuyère. Ces observations sont toujours les conséquences de la viscosité : elle ralentit l'écoulement dans les deux sens (aussi bien dans le sens de la zone d'arc vers son voisinage lorsque l'intensité croît et qu'il devient maximal, que dans le sens inverse vers les zéros du courant électrique). En ce qui concerne la température dans la zone d'arc (point 3), les différences entre les cas Navier-Stokes et Euler sont négligeables. Comme la température reste inchangée, mais qu'en revanche Euler prédit une densité plus importante au point 3, alors il prédit également une pression plus forte dans cette région au cours du temps.

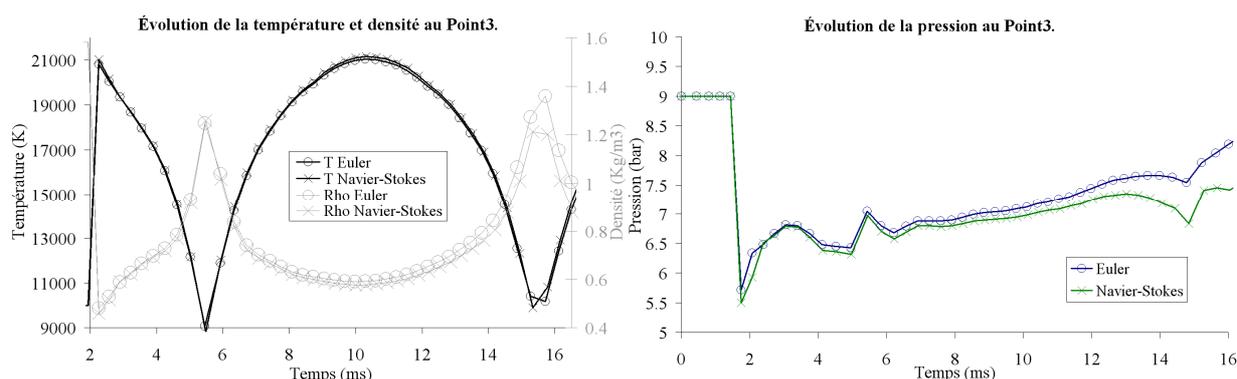


Figure 91 : Évolution des variables thermodynamiques dans la zone d'arc, au point 3.

### V.3.2. Volume d'expansion.

Dans le volume d'expansion (figure 92, point 1), le comportement des propriétés thermodynamiques est similaire en Euler et en Navier-Stokes, mais il existe encore des différences de seuils de ces variables. Au point 1, des petites « vagues » sont observables sur les courbes de température, de pression et

de densité. Comme dans l'étude précédente, ces « vaguelettes » correspondent à des ondes de compression qui se réfléchissent sur les bords du volume d'expansion.

Vers 15 ms, le cas Euler simule une densité de particules légèrement plus faible dans ce volume d'expansion que Navier-Stokes. Comme moins de particules sont réinjectées dans la zone d'arc dans le cas Navier-Stokes, il est donc normal que son volume d'expansion ait une densité supérieure à celle calculée en Euler. De même, comme le cas Euler évacue moins bien la chaleur que Navier-Stokes (conductivité thermique) et comme le volume d'expansion est un volume fermé, il est donc également logique que la température calculée en Euler dans cette région soit plus élevée que celle calculée en Navier-Stokes. Enfin, à cause de cette température plus importante, la pression dans le volume d'expansion est également plus importante dans le cas Euler que dans le cas Navier-Stokes. Le volume d'expansion est un volume de gaz très important pour la réussite d'une coupure. Nous avons remarqué au cours des développements antérieurs que plus la pression dans ce volume d'expansion est importante, plus l'écoulement qui souffle l'arc électrique est alors puissant. Dans ce cas, le disjoncteur est mieux à même de couper le courant électrique. Mais en réalité, nous ne pouvons pas ici conclure sur le fait qu'Euler favorise ou non la coupure par rapport à Navier-Stokes car on s'aperçoit qu'en raison d'une capacité moins importante à évacuer la chaleur, la région aux alentours de la zone d'arc en Euler est globalement plus chaude qu'en Navier-Stokes.

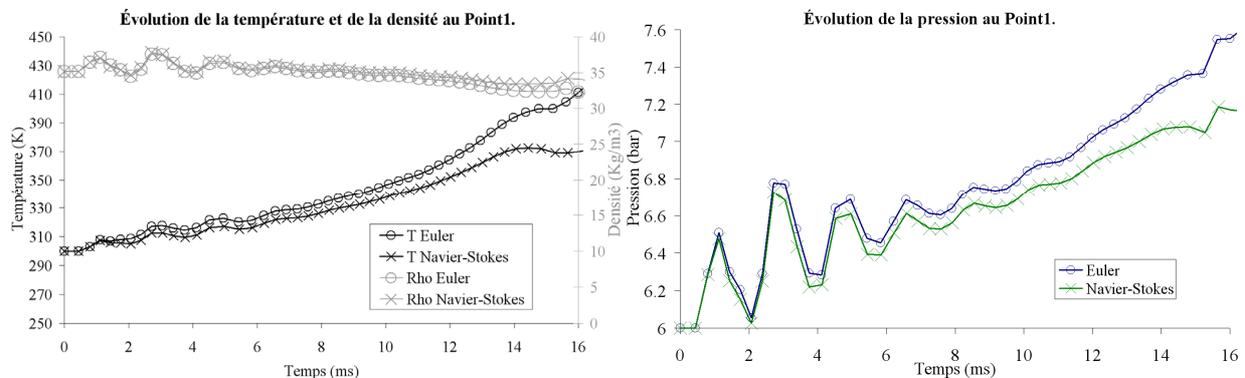


Figure 92 : Évolution des variables thermodynamiques dans le volume d'expansion, au point 1.

### V.3.3. Tuyère.

Sur la figure 93, nous nous intéressons aux propriétés thermodynamiques dans le divergent de la tuyère. Ces courbes confirment ce qui a été dit précédemment. Après le passage de l'onde de compression vers 1.12 ms, la densité chute plus rapidement au point 5 dans le cas Euler que dans le cas Navier-Stokes. Ceci appuie bien le fait qu'Euler favorise les écoulements par rapport à Navier-Stokes. De plus, vers 4 ms, nous pouvons observer que le pic de température est supérieur dans Euler par rapport à Navier-Stokes (1830 K contre 870 K). Nous avons expliqué ce phénomène par le fait que plus de particules chaudes ont réussi à franchir ce point à ce moment précis des

## Partie V : Résultats.

simulations dans le cas Euler que dans le cas Navier-Stokes. Puis, lorsque l'électrode fixe libère la tuyère, les températures et les densités en Navier-Stokes et en Euler s'accordent. Enfin, comme nous l'avons déjà dit, à 15 ms, en se rapprochant de la zone d'arc le long de la ligne 4, la température calculée en Euler devient supérieure à celle calculée en Navier-Stokes (figure 93, ligne 4).

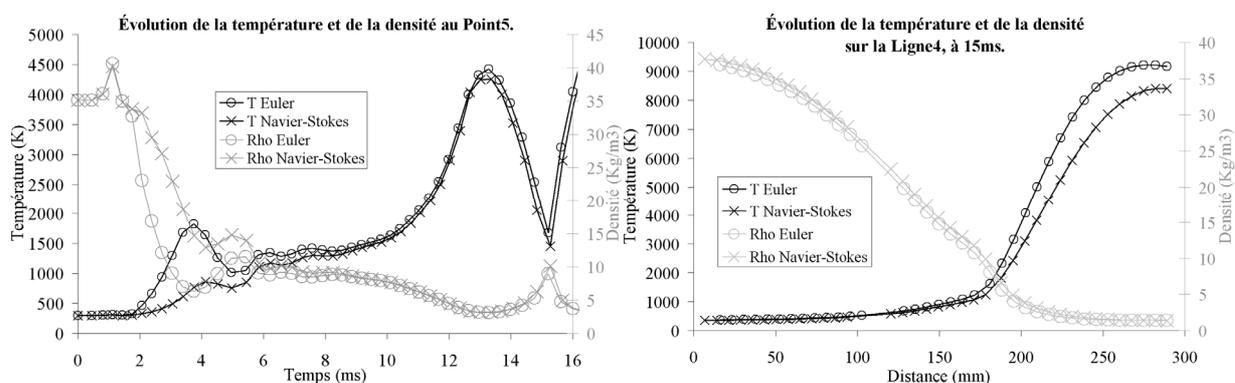


Figure 93 : Évolution et profils de la température et de la densité dans le divergent de la tuyère (point 5 au cours du temps et ligne 4 à 15 ms).

### V.3.4. Cheminée.

En ce qui concerne la cheminée, nous pouvons observer que la température dans le cas Euler est tout au long des simulations supérieure à celle du cas Navier-Stokes. Cette constatation appuie le fait que Navier-Stokes évacue plus facilement sa chaleur qu'Euler grâce à sa conductivité thermique. Ayant une température supérieure et une densité similaire en ce point, le cas Euler prédit donc une pression supérieure au cas Navier-Stokes dans la cheminée.

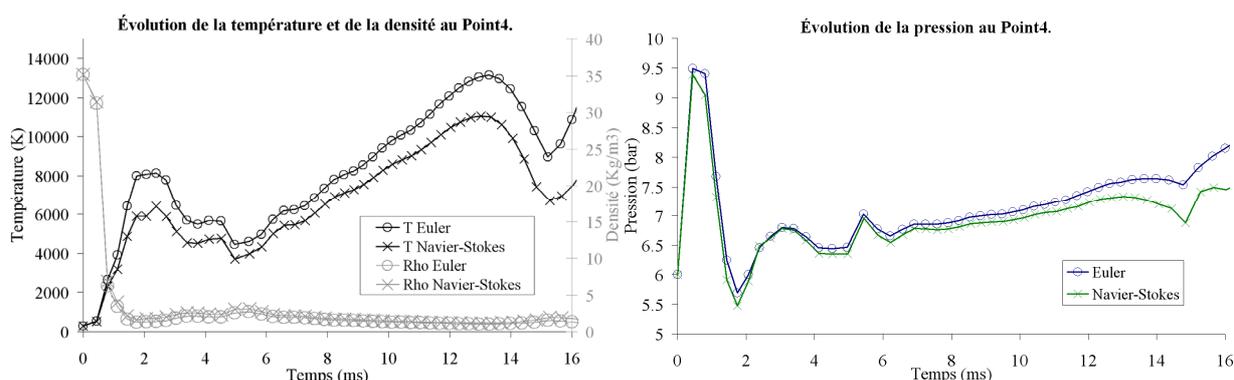


Figure 94 : Évolution des variables thermodynamiques dans la cheminée, au point 4.

### V.3.5. Conclusion.

Pour conclure sur cette étude, deux points importants ont donc été soulevés. Le premier est que l'écoulement se fait plus difficilement dans le cas Navier-Stokes que dans le cas Euler. Cette constatation est due à la viscosité qui ralentit l'écoulement. Le second est qu'en considérant la conductivité thermique

du gaz, le cas en Navier-Stokes évacue plus facilement la chaleur vers les volumes fixe et mobile.

Bien que, dans le volume d'expansion, la pression soit plus importante dans les simulations en Euler qu'en Navier-Stokes, il est difficile de conclure quant à nos simulations sur l'importance de prendre en compte la viscosité et la conductivité thermique. Cette prise en compte de la viscosité et de la conductivité thermique change bien l'écoulement mais il est difficile de dire que le cas Navier-Stokes est plus contraignant que le cas Euler. En effet, d'un côté, avec une pression supérieure dans le volume d'expansion, le cas Euler réinjecte plus de particules entre les deux électrodes à l'entrée de la cheminée, au zéro du courant. Mais d'un autre côté, comme le cas Navier-Stokes conduit et donc évacue plus facilement la chaleur que le cas Euler, le profil de température dans le cas Euler est donc moins bon pour la coupure que celui obtenu dans le cas Navier-Stokes.

Cette étude montre que selon que l'on simule en Euler ou en Navier-Stokes, l'écoulement et les échanges thermiques dans la chambre de coupure se font différemment.

#### V.4. Étude de l'influence de la nature du gaz.

Dans cette troisième étude, nous voulons étudier l'influence de la nature du gaz sur les écoulements présents à l'intérieur des disjoncteurs électriques haute tension. Pour réaliser cette étude, nous avons repris la géométrie d'un disjoncteur électrique complet avec une électrode mobile arrondie, se déplaçant avec une vitesse de 15 m/s. Trois gaz ont été testés : le SF<sub>6</sub>, le CO<sub>2</sub> et le N<sub>2</sub>.

Les propriétés des simulations sont les suivantes :

- $I_{\max} = 70715 \text{ A}$ ,  $f = 50 \text{ Hz}$ ,  $T_a = 15 \text{ ms}$ .
- $T_{\text{Gauss-SF}} = 5000 \text{ K}$ ,  $\text{Marge}_{T_{\text{SF6}}} = 10000 \text{ K}$ .
- $T_{\text{Gauss-N2}} = 5000 \text{ K}$ ,  $\text{Marge}_{T_{\text{N2}}} = 7000 \text{ K}$ .
- $T_{\text{Gauss-CO2}} = 5000 \text{ K}$ ,  $\text{Marge}_{T_{\text{CO2}}} = 10000 \text{ K}$ .
- $Y_{\text{Gauss}} = 0 \text{ m}$ ,  $E_{\text{Gauss}} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ ,  $A_{\text{Gauss}} = 5 \cdot 10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ .
- Euler,  $\text{CFL} = 10^{-1}$ .
- Solveur HLLC.
- Pas de décomposition chimique, ni de déséquilibre thermique.

Entre ces différentes simulations, seulement les propriétés du gaz changent. Ainsi, les changements portent sur les données expérimentales de la conductivité électrique nécessaire au calcul du terme source d'effet Joule et des coefficients d'émission nette, ainsi que sur les rapports  $\gamma$  des capacités calorifiques et sur les masses molaires. Les conductivités électriques et les coefficients d'émission nette sont tirés des tables de Gleizes et donnés sur la figure suivante.

## Partie V : Résultats.

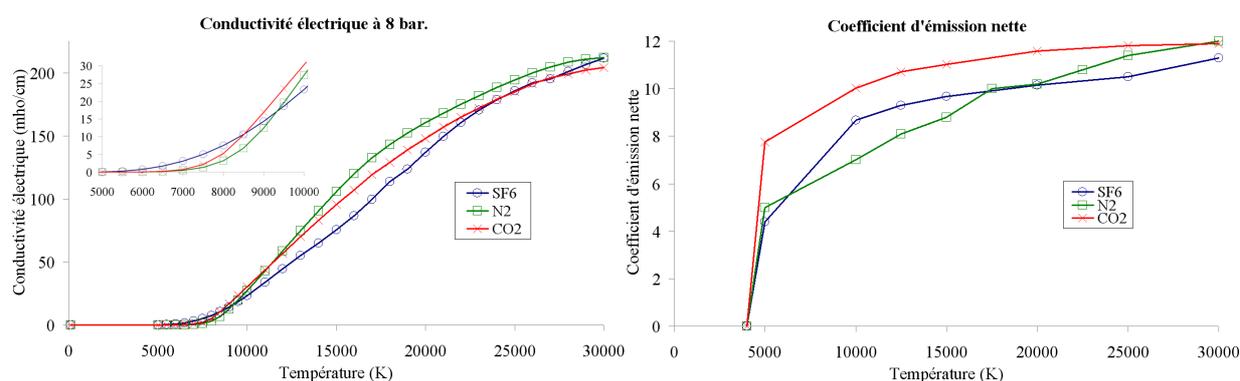


Figure 95 : Conductivité électrique à 8 bar et coefficient d'émission nette pour le SF<sub>6</sub>, le N<sub>2</sub> et le CO<sub>2</sub> (Source : tables de Gleizes).

À 8 bar, nous pouvons observer sur la figure 95 que N<sub>2</sub> a une conductivité électrique plus faible que le CO<sub>2</sub>, elle-même plus faible que celle du SF<sub>6</sub>, pour des températures inférieures à 9000 K. Ainsi, en dessous de cette température de 9000 K, le terme source d'effet Joule du N<sub>2</sub> est plus important que celui du CO<sub>2</sub>, lui-même supérieur à celui du SF<sub>6</sub>. Au-delà de cette température, c'est l'inverse qui se produit. En ce qui concerne le coefficient d'émission nette, nous pouvons constater que l'arc électrique au N<sub>2</sub> perd moins par rayonnement que le SF<sub>6</sub> et que le CO<sub>2</sub>. Ainsi, on voit qu'en dessous de 9000K, le N<sub>2</sub> est le milieu qui a le plus de mal à évacuer l'énergie présente dans sa zone d'arc puisque c'est le milieu qui gagne le plus par effet Joule et qui perd le moins par rayonnement (figure 99). Enfin, pour le rapport des capacités calorifiques  $\gamma$ , ainsi que les masses molaires, nous avons utilisé les valeurs présentées dans le tableau 4. Le N<sub>2</sub> est une molécule diatomique de masse molaire plus faible que le CO<sub>2</sub> qui est une molécule linéaire, elle-même de masse molaire inférieure à celle de la molécule symétrique qu'est le SF<sub>6</sub>.

	SF6	N2	CO2
$\gamma$	17/15	7/5	9/7
Masse molaire (kg/mol)	1.4605E-01	2.80134E-02	4.401E-02

Tableau 4 : Gammas et masses molaires utilisées pour les simulations.

### V.4.1. Influence sur les propriétés thermodynamiques entre les électrodes aux zéros du courant.

Sur la figure 96, en ce qui concerne le profil de température entre les deux électrodes à 5 et 15 ms, nous pouvons observer que le CO<sub>2</sub> donne des meilleurs résultats (de températures) pour la coupure que le SF<sub>6</sub> et que le N<sub>2</sub>. En revanche, en raison d'une masse molaire beaucoup plus faible, son profil de densité est beaucoup moins bon que celui du SF<sub>6</sub>. En effet, le cas au SF<sub>6</sub> possède une densité plus importante entre ses deux électrodes, mais également un gaz légèrement plus chaud entre les deux électrodes que le cas au CO<sub>2</sub>. Ce résultat est également observable sur la figure 97. Enfin, comme nous nous y attendions, le cas au N<sub>2</sub> donne les moins bons résultats pour la coupure.

Partie V : Résultats.

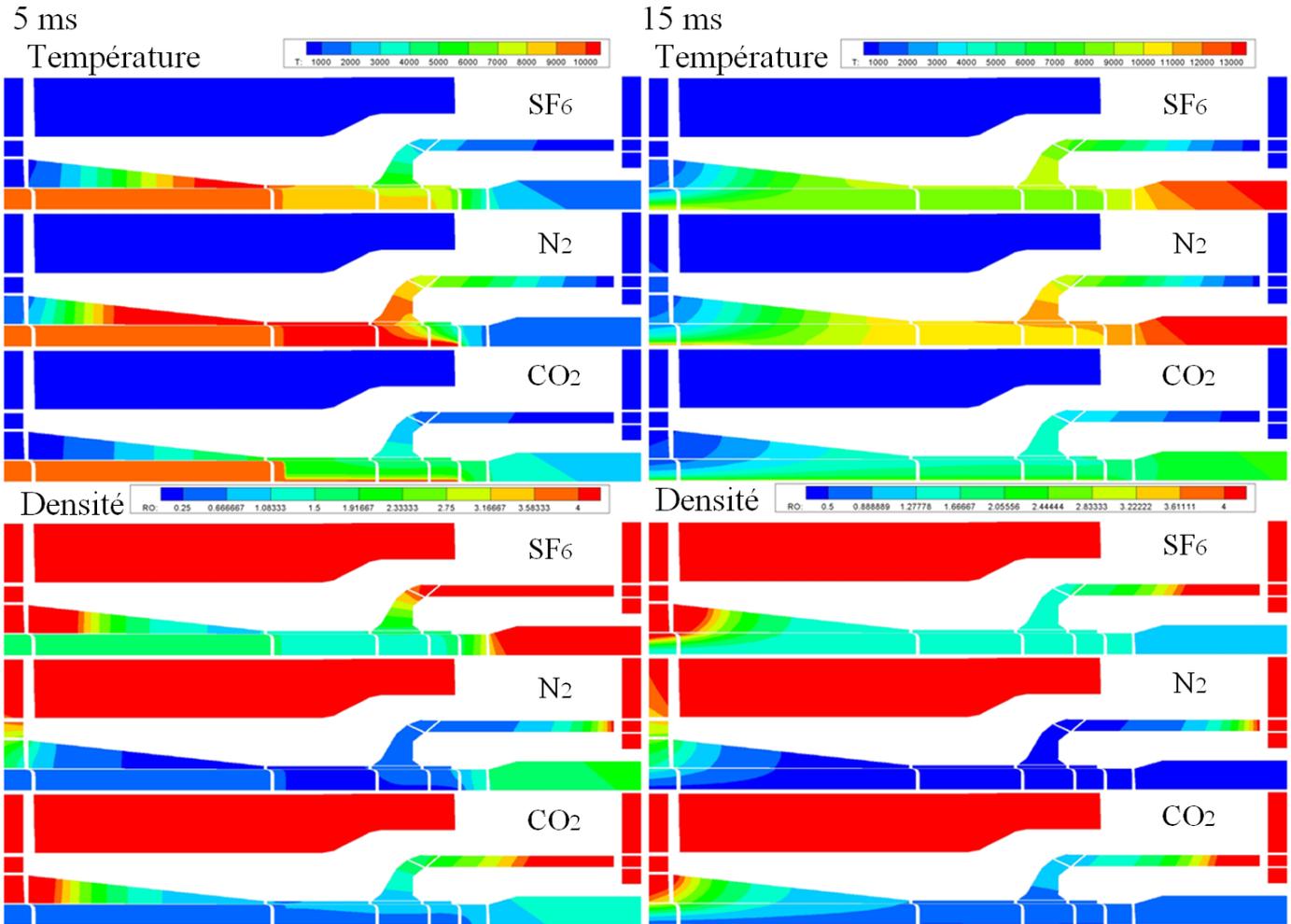


Figure 96 : Cartes de température et de densité, à 5 et 15 ms.

Sur la figure 97, nous pouvons observer ce qui vient d'être dit. Nous pouvons ajouter que dans tous les cas, à 15 ms, la température entre les deux électrodes est la plus importante dans la région confinée par la tuyère. Cette remarque est une conséquence du confinement du gaz entre des parois adiabatiques, celles de la tuyère.

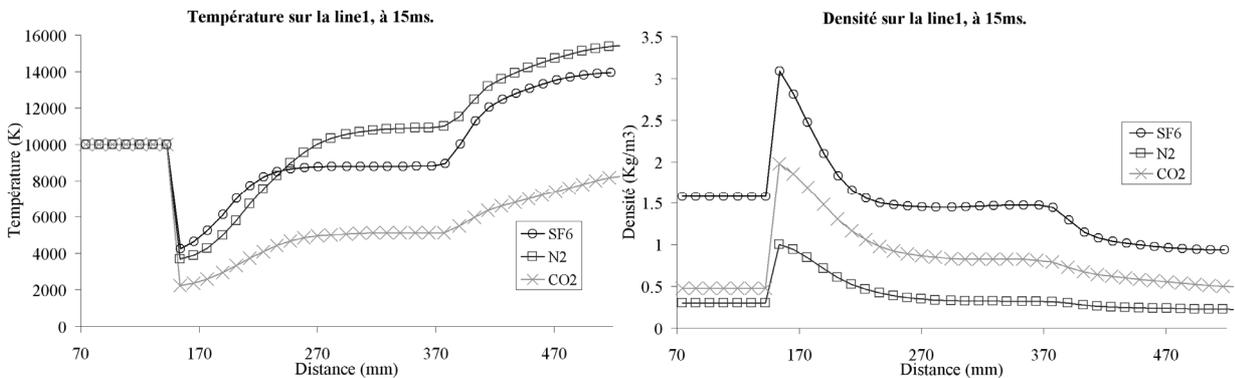


Figure 97 : Profils de température et de densité dans la zone d'arc (ligne 1), à 15 ms.

Sur les figures 96 et 97, nous pouvons observer que dans le cas du  $N_2$  il est plus difficile d'obtenir des valeurs de densité correctes entre les deux électrodes que dans les autres cas, aux zéros du courant électrique, lors de la réinjection des particules provenant du volume d'expansion. Pourtant comme nous pouvons le voir sur la figure 98, c'est le cas dans lequel la pression du volume d'expansion augmente le plus. Une des raisons de cette observation est sa masse molaire très faible par rapport à celle du  $SF_6$ .

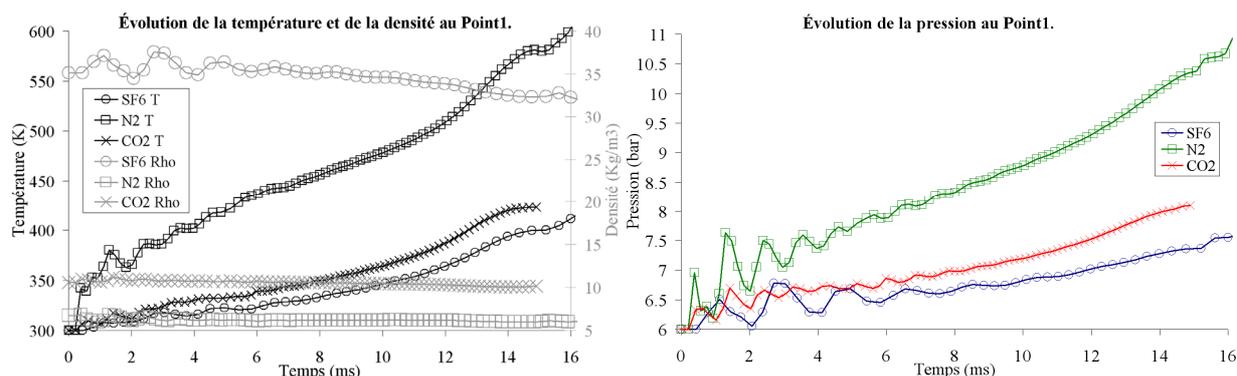


Figure 98 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 1 (volume d'expansion).

#### V.4.2. Influence sur l'écoulement des gaz.

Dans la zone d'arc (figure 99), la température du  $N_2$  et celle du  $SF_6$  augmentent beaucoup. Elles peuvent atteindre 21000 K. Cette augmentation importante de la température provoque une fuite importante des particules de la zone d'arc au profit du volume d'expansion et du tube d'échappement, faisant ainsi augmenter la pression et aussi la température dans le volume d'expansion. Le retour des particules aux zéros du courant dans la zone d'arc est plus faible dans le cas du  $N_2$  que dans les autres cas car, en plus d'avoir une masse molaire plus faible, la zone d'arc au  $N_2$  a également des températures plus importantes que les autres zones d'arc. Dans ce cas, la pression y est également plus importante (figure 99). Au final, la différence de pression entre la zone d'arc et le volume d'expansion étant faible, l'écoulement inverse pour venir souffler l'arc électrique a du mal à se faire. Enfin, nous pouvons observer que les ondes de compression qui se réfléchissent contre les parois du volume d'expansion (figure 98) sont plus lentes dans le cas du  $SF_6$  que dans les cas du  $CO_2$  et du  $N_2$  qui sont des particules moins lourdes.

Sur la figure 99, une différence de température importante existe entre le  $CO_2$  et le  $SF_6$  au point 3, dans la zone d'arc. En effet, le  $SF_6$  atteint des températures de l'ordre de 21000 K alors que le  $CO_2$  s'élève jusqu'à environ 12500 K. La raison d'une telle différence est le rayonnement important du  $CO_2$  par rapport au  $SF_6$  pour la gamme de températures de l'étude. L'arc électrique au  $CO_2$  perd énormément par rayonnement empêchant ainsi sa zone d'arc de monter en température.

## Partie V : Résultats.

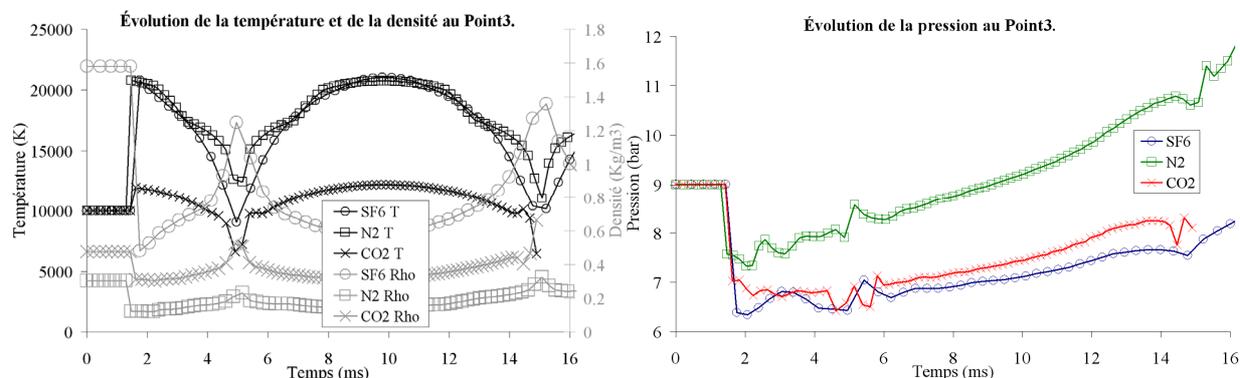


Figure 99 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 3 (zone d'arc).

D'une manière générale, en raison de la forte montée en température présente dans le cas au  $N_2$ , c'est dans ce cas que la pression est la plus importante dans tout le domaine d'étude (figures 100, 101 et 102). En raison de la taille des particules de  $N_2$  plus petites que celles de  $CO_2$  et de  $SF_6$ , ces particules de  $N_2$  semblent s'écouler plus facilement dans les petits canaux (entre l'électrode et les cols de fourreau et de tuyère). Ainsi, au capteur numérique 4 (figure 100), dans la cheminée, la densité et la température sont plus rapidement modifiées par la zone d'arc dans le cas du  $N_2$  que dans le cas du  $SF_6$  et du  $CO_2$ .

De même, au capteur 5 (figure 101), dans le divergent de la tuyère, on peut faire la même remarque mais avec des écarts amplifiés dans le temps puisque ce capteur numérique est plus éloigné de la zone d'arc que ne l'est le capteur 4.

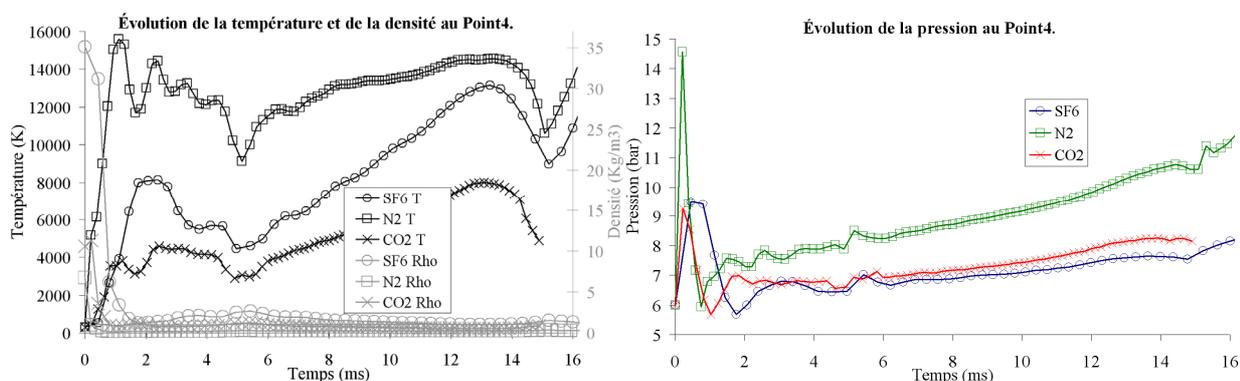


Figure 100 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 4 (cheminée).

L'onde de compression générée par l'arc électrique dans le cas du  $SF_6$  passe au point 5 après celles générées par les arcs électriques du  $N_2$  et du  $CO_2$ . De plus, étant donné que l'arc électrique au  $CO_2$  monte moins en température que ceux au  $SF_6$  et au  $N_2$ , il est donc logique de voir que les températures, ainsi que l'onde de compression aux points 4 et 5 dans le cas du  $CO_2$  soient également plus faibles que celles du  $N_2$  et du  $SF_6$ .

## Partie V : Résultats.

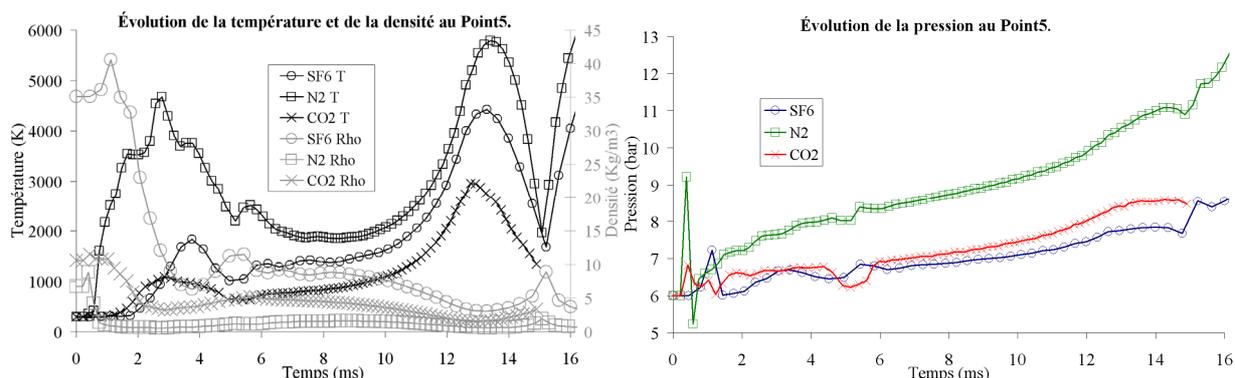


Figure 101 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 5 (divergent).

Étant bloqué par l'électrode et le col de tuyère, l'arc électrique au CO<sub>2</sub> semble dans un premier temps échanger plus avec le gaz présent dans le tube d'échappement que ceux au SF<sub>6</sub> et au N<sub>2</sub>. Cet échange provoque la montée en température du CO<sub>2</sub> précédant celles du SF<sub>6</sub> et du N<sub>2</sub>, au point 2 (figure 102). Cette montée est finalement plus faible que celle du SF<sub>6</sub> et du N<sub>2</sub> en raison de ses températures dans la zone d'arc également plus faibles.

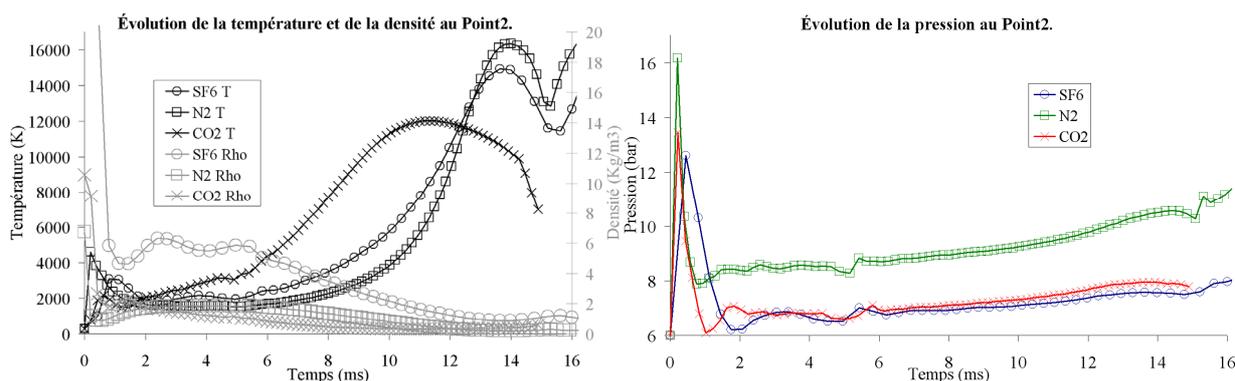


Figure 102 : Évolution de la température, de la densité et de la pression au point 2 (tube d'échappement).

### V.4.3. Conclusion.

En conclusion, nous voyons donc que la nature du gaz a une vraie influence sur l'écoulement à l'intérieur des chambres de coupure des disjoncteurs électriques haute tension. Dans cette configuration et sans la montée en pression dans le volume d'expansion normalement générée par la vaporisation de la tuyère en PTFE, nous pouvons constater que le SF<sub>6</sub>, à 15 ms (au zéro du courant électrique), permet d'obtenir le meilleur environnement entre les électrodes afin d'éviter un re-claquage intempestif. C'est le cas dans lequel les densités sont les plus importantes entre les deux électrodes au moment de la coupure. Dans le cas du CO<sub>2</sub>, les températures sont plus faibles tout au long de l'ouverture des contacts, mais les densités entre les électrodes sont trop faibles. Enfin, comme on s'y attendait, le cas simulé avec du N<sub>2</sub> est le cas le plus défavorable des trois testés pour couper le courant électrique, dans cette configuration donnée.

## V.5. Déséquilibre thermique.

Nous allons maintenant nous intéresser plus particulièrement au déséquilibre thermique. Pour cela, deux séries de simulations ont été réalisées. Une première étudie le déséquilibre thermique dans le cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques. La seconde traite d'un cas disjoncteur électrique complet.

### V.5.1. Configuration de l'arc électrique entre deux électrodes.

Une première partie de l'étude sur le déséquilibre thermique est réalisée avec la configuration de l'arc électrique alternatif au  $N_2$  entre deux électrodes adiabatiques fixes. Le maillage utilisé pour cette étude est celui qui a été présenté dans la partie précédente (figure 55, paragraphe IV.3.3). Rappelons que ce maillage est constitué de trois blocs (figure 103). Le bloc 1 correspond au bloc de l'arc électrique et les deux autres sont des blocs de fluides. Deux conditions aux limites différentes ont été simulées. Dans un premier temps, seules les électrodes sont des parois adiabatiques. Le domaine d'étude est ouvert et l'arc est libre. Ensuite, nous avons fermé le domaine d'étude à l'aide de parois adiabatiques. Dans ce cas, l'arc devient confiné. Nous observons alors l'évolution des propriétés thermodynamiques en différents points et pour différents temps de simulation.

Le courant électrique est une sinusoïdale de fréquence 50 Hz. Au début des simulations, l'intensité est maximale et vaut 90 kA. De plus, l'ensemble des termes sources d'effet Joule et de rayonnement est distribué dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique. Dans les deux cas (ouvert et fermé), la phase d'initialisation dure environ 47  $\mu s$  et elles sont équivalentes. Enfin, précisons qu'au début, la température est égale à 1100 K et que la pression est homogène à 6 bar dans tout le maillage.

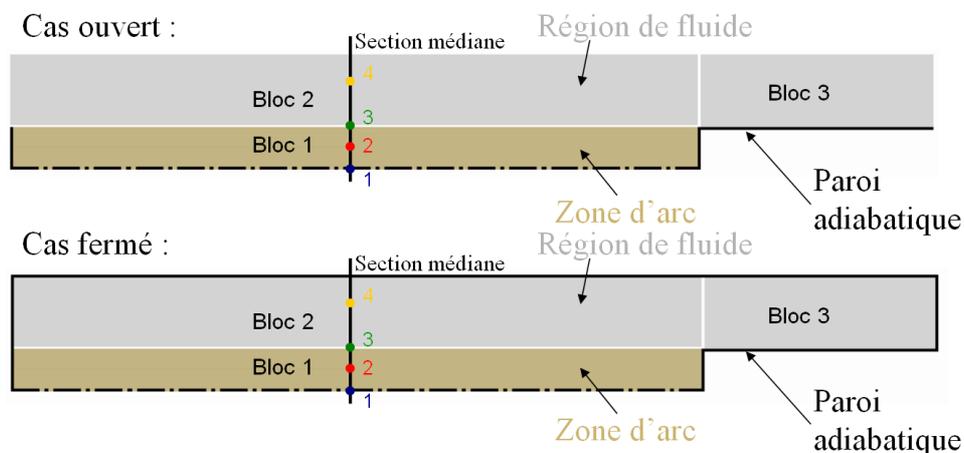


Figure 103 : Géométrie de 2 électrodes adiabatiques fixes.

### V.5.1.1. Écoulement et valeurs des températures.

Comme nous l'avons déjà vu, dans les deux cas, une onde de compression se déplace du centre de l'arc vers la périphérie du maillage. Cette onde de compression est due à l'augmentation très importante et brusque de la température dans la zone d'arc au cours de la phase d'initialisation. Les particules quittent la zone d'arc avec l'onde et à partir de ce moment, les deux cas ont des comportements complètement différents.

Dans le cas ouvert, les particules quittent la géométrie. Cette perte des particules fait chuter basses la densité et la pression dans le domaine d'étude. Dans notre cas précis, à 15 ms (au zéro du courant), la densité est égale à environ  $0.053 \text{ kg/m}^3$  dans toute la zone d'arc et à environ  $0.256 \text{ kg/m}^3$  au point 4 (figure 104). À ce temps, la pression est relativement homogène dans tout le maillage et elle est faible. Il vaut 0.68 bar. De fortes températures (environ 15000 K) sont atteintes vers 10 ms, au maximum du courant électrique, générant ainsi de forts gradients de température sur chacune des sections du maillage. Dans ce cas, nous allons voir que du déséquilibre thermique est observable.

Dans le cas fermé, l'onde de compression se réfléchit à plusieurs reprises contre les parois et les particules sont donc coincées dans le domaine d'étude. Les densités sont élevées et avec l'augmentation de la température, la pression augmente dans le domaine d'étude au cours du temps. Tout s'homogénéise et ainsi les niveaux d'énergie s'équilibrent les uns avec les autres. Sur la figure 104, nous pouvons observer qu'à 15 ms, la température et la densité sont quasiment homogènes dans tout le domaine d'étude (environ  $7900 \text{ K}$  et  $1.824 \text{ kg/m}^3$ ).

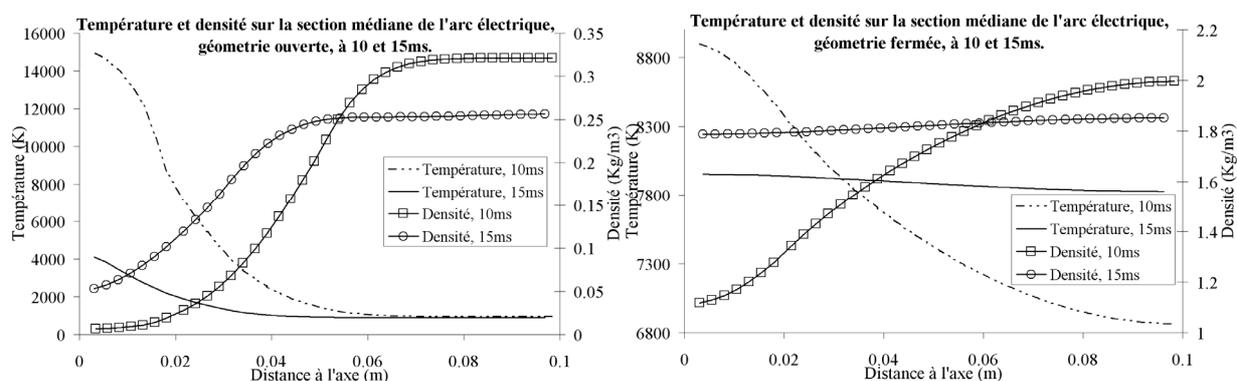


Figure 104 : Profils de température et de densité sur la section médiane dans les cas ouvert et fermé, à 10 et 15 ms.

Après avoir atteint son maximum, l'intensité chute provoquant alors le déclin de l'effet Joule. Au bout d'un certain temps, l'arc électrique peut même perdre plus d'énergie par rayonnement qu'il n'en gagne par effet Joule. La température de la zone d'arc chute donc à son tour (figure 105). Ce déclin de température est beaucoup plus prononcé dans le cas ouvert puisque les particules ne parviennent pas à rester dans le domaine d'étude pour tout homogénéiser. Dans ce cas, les gradients y sont donc plus forts. Dans le cas ouvert, cette chute de

température devient importante vers 14 ms. Sur la figure 105, nous pouvons observer les comportements différents du gaz selon que l'on soit en géométrie ouverte ou dans une géométrie fermée. Dans le cas fermé, les particules sont confinées. Derrière l'onde de compression initiale, lorsque celle-ci se réfléchit sur la paroi adiabatique du domaine d'étude, les particules sont stoppées et un certain nombre revient en arrière, en direction de la zone d'arc. Ces particules emmagasinent de l'énergie et donc la température dans tout le maillage augmente de 1100 K (à 0 ms) à environ 7900 K (à 15 ms). La zone d'arc chauffe dans ce cas tout son voisinage. L'énergie est confinée dans l'ensemble du domaine d'étude. Dans le cas ouvert, le comportement de la température est différent. Dans la zone d'arc, il existe un gradient de température bien plus important sur chaque section du maillage. Ces gradients augmentent lorsque l'on se rapproche de la bordure de la zone d'arc : à 10 ms, la température sur l'axe (point 1) vaut environ 15000 K ; elle est égale à 14350 K au point 2 et à 11360 K au point 3. Enfin, dans le cas fermé, les températures sont plus faibles que dans le cas ouvert en raison de cette homogénéisation.

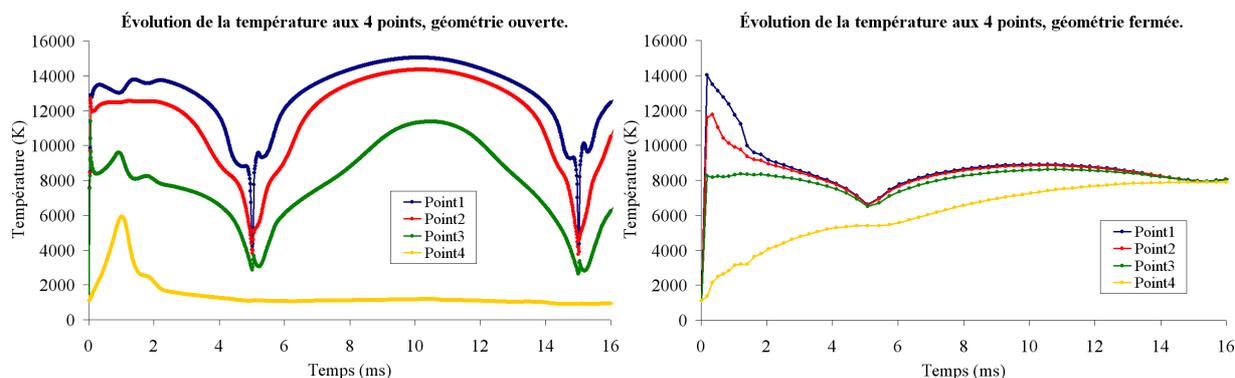


Figure 105 : Évolution de la température au cours du temps pour les géométries ouverte et fermée.

### V.5.1.2. Déséquilibre thermique.

Du déséquilibre thermique est observé dans le cas ouvert. Il apparaît dans les régions où la température chute, principalement dans le voisinage de l'arc électrique. Ce déséquilibre commence autour de 2 ms au point 4, comme il est montré sur la figure 106. Rajoutons qu'un léger déséquilibre thermique est également observable vers l'axe de l'arc électrique (environ 296 K, soit près de 4.2 %, à 5 ms et 30 K ou 0.8 %, à 15 ms, au point 1). De plus, il apparaît aussi légèrement au point 3, en bordure de l'arc, vers 10 ms, pour des températures supérieures à 10000 K. Enfin, il est surtout présent en périphérie de l'arc électrique, au point 4. Les différents modes de stockage de l'énergie n'ont pas le temps de s'homogénéiser à cet endroit.

## Partie V : Résultats.

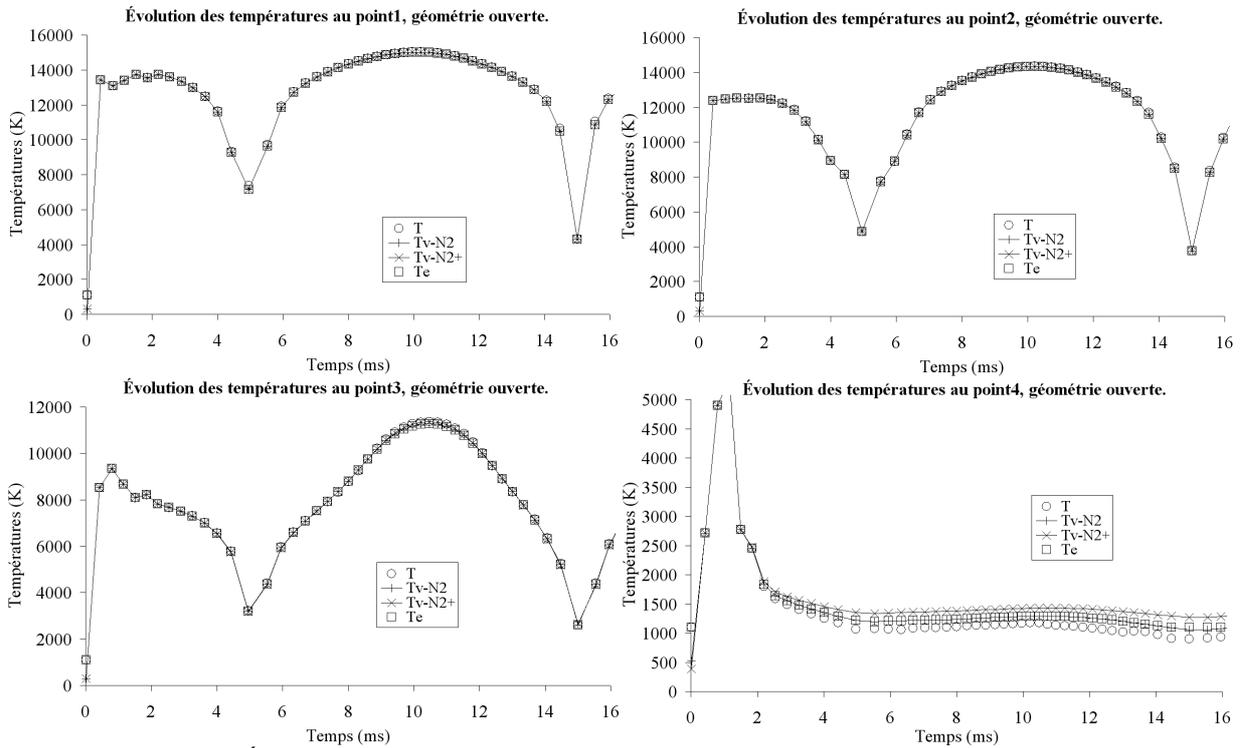


Figure 106 : Évolution des températures en fonction du temps, pour la géométrie ouverte.

Dans la région voisine de l'arc électrique (figure 107), aussi bien au maximal du courant électrique (vers 10 ms) qu'en son zéro (15 ms), la température de translation/rotation T est légèrement plus faible que les autres. Les valeurs de ces différentes températures sont données dans le tableau suivant.

	10 ms	15 ms
T	959	894
Tvib-N2	1100	1047
Tvib-N2+	1100	1258
Te	1100	1100

Tableau 5 : Températures au point 4, dans le cas ouvert, à 10 et 15 ms.

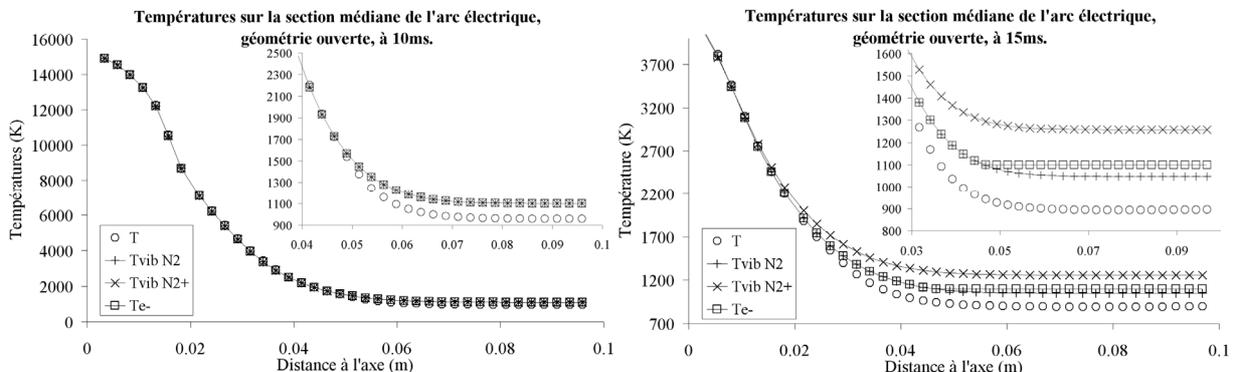


Figure 107 : Profils des températures sur le plan médian à 10 et 15 ms, pour la géométrie ouverte.

Dans ce cas, un fort gradient de température existe en bordure de l'arc électrique (figure 107, de 14900 K à 960 K, à 10 ms et de 4100 K à 890 K à 15 ms). Les températures de vibration de  $N_2$  et de  $N_2^+$ , ainsi que du mode électronique ( $T_{Vib-N_2}$ ,  $T_{Vib-N_2^+}$ ,  $T_e$ ) ne semblent pas avoir le temps de s'équilibrer. Comme nous le verrons dans la suite, le déséquilibre thermique semble être moins important lorsque les termes sources de l'arc électrique (effet Joule et rayonnement) ne sont pas distribués directement dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique.

Comme nous l'avons déjà remarqué, dans le cas fermé, le déséquilibre disparaît. En effet, après le passage de l'onde de compression, la pression devient homogène dans tout le domaine d'étude. En raison de l'augmentation de l'énergie dans la géométrie, accompagnée de celle de la température, la pression augmente également. À 15 ms, la pression est environ égale à 9.5 bar dans tout le domaine d'étude. À 10 ms, comme la température est plus grande à l'intérieur de la zone d'arc que dans son voisinage, la densité y est donc plus faible (figure 108). De nombreuses particules quittent cette région pour se diriger vers son voisinage. Mais dans le cas fermé, ces particules sont confinées par une enceinte adiabatique et donc un plus grand nombre de particules restent dans cette région (figure 108). Ayant plus de particules avec une pression plus importante, les particules réussissent donc mieux à homogénéiser leurs différents niveaux d'énergie par collision. Les différences de température et de densité entre la zone d'arc et son voisinage diminuent encore lorsque l'on est à 15 ms. On passe d'un écart de températures de près de 2000 K (à 10 ms) à 120 K (à 15 ms).

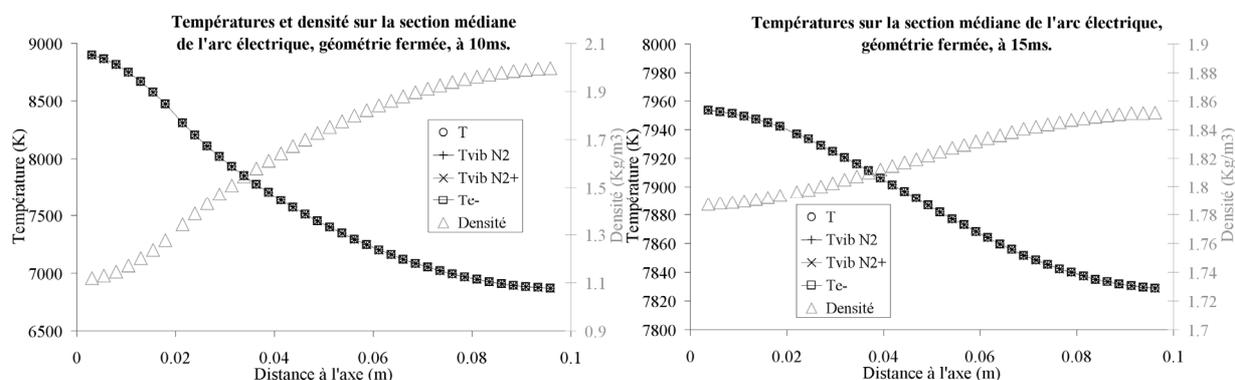


Figure 108 : Profils des températures et de la densité sur le plan médian à 10 et 15 ms, pour la géométrie fermée.

### V.5.1.3. Décomposition chimique.

Comme les seuils de température et de pression sont différents entre les cas ouvert et fermé, la composition chimique du milieu est donc aussi différente. De manière générale, lorsque la température augmente, on retrouve bien une décomposition du  $N_2$  au profit de ses produits de décomposition : d'abord N, puis  $N^+$  et les électrons, et enfin  $N_2^+$  (figures 109 et 110).

## Partie V : Résultats.

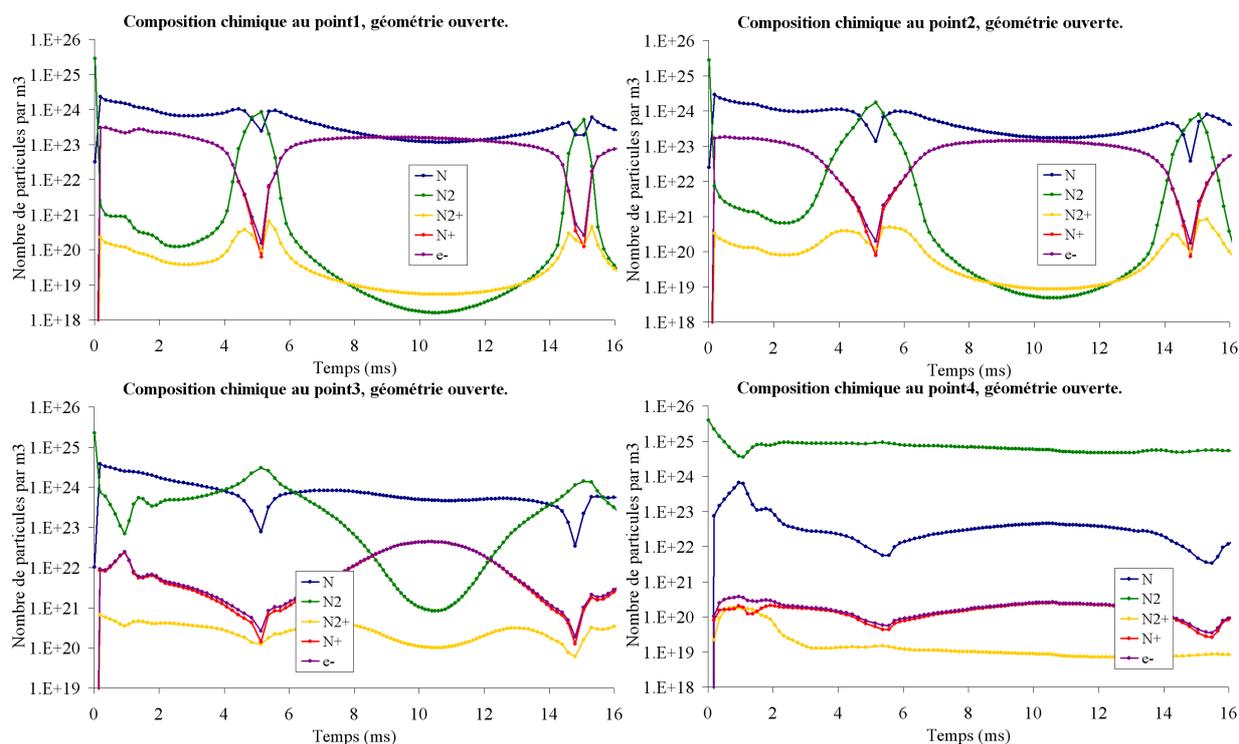


Figure 109 : Évolution de la composition chimique, pour la géométrie ouverte.

Quasiment dans tous les cas,  $N_2^+$  est en quantité négligeable par rapport aux autres espèces chimiques. Cette remarque n'est pas valable au point 4 dans le cas fermé jusqu'à 10 ms (figure 110). La raison en est que dans cette configuration, pour les températures et densités présentes au point 4, on est dans le cas où  $N_2^+$  est généré en plus grande quantité que  $N^+$ . Il faut encore monter en température et en pression pour voir apparaître plus de  $N^+$  au détriment de  $N_2^+$ . C'est bien ce qui se produit à partir de 10 ms. En raison de l'hypothèse d'électroneutralité et d'une quantité de  $N_2^+$  négligeable, les électrons et  $N^+$  ont un comportement similaire et sont confondus la plupart du temps.

Entre le cas ouvert et le cas fermé, la plus grande différence que l'on peut observer est la présence ou non de  $N_2$  au détriment de  $N^+$  et des électrons lors des phases de fortes intensités. En effet, dans le cas ouvert, il arrive que  $N^+$  et les électrons soient les espèces prédominantes au centre de l'arc électrique. Dans le cas fermé, les particules chargées restent minoritaires.

Dans la zone d'arc du cas ouvert (figure 109), après une première décomposition du  $N_2$ , l'espèce  $N$  est majoritaire. Puis,  $N^+$  et les électrons apparaissent en très grande quantité également pour les périodes de grande intensité électrique. Lors de ces phases, des températures importantes sont atteintes et il est donc normal de voir une décomposition du  $N_2$ . Plus on s'éloigne de l'axe, plus la température est faible et ainsi moins le  $N_2$  est décomposé. On retrouve donc bien des quantités de  $N_2$  plus importantes en bordure de l'arc électrique. Autour des zéros du courant électrique, l'effet Joule accompagné de la température chutent permettant également la recombinaison du  $N_2$  et une augmentation légère de la

## Partie V : Résultats.

concentration de  $N_2^+$ . Au voisinage de la zone d'arc, au point 4, on retrouve principalement du  $N_2$  avec quelques particules de  $N$ . À cet endroit,  $N_2^+$ ,  $N^+$  et les électrons restent à l'état de trace en raison des températures faibles en ce point.

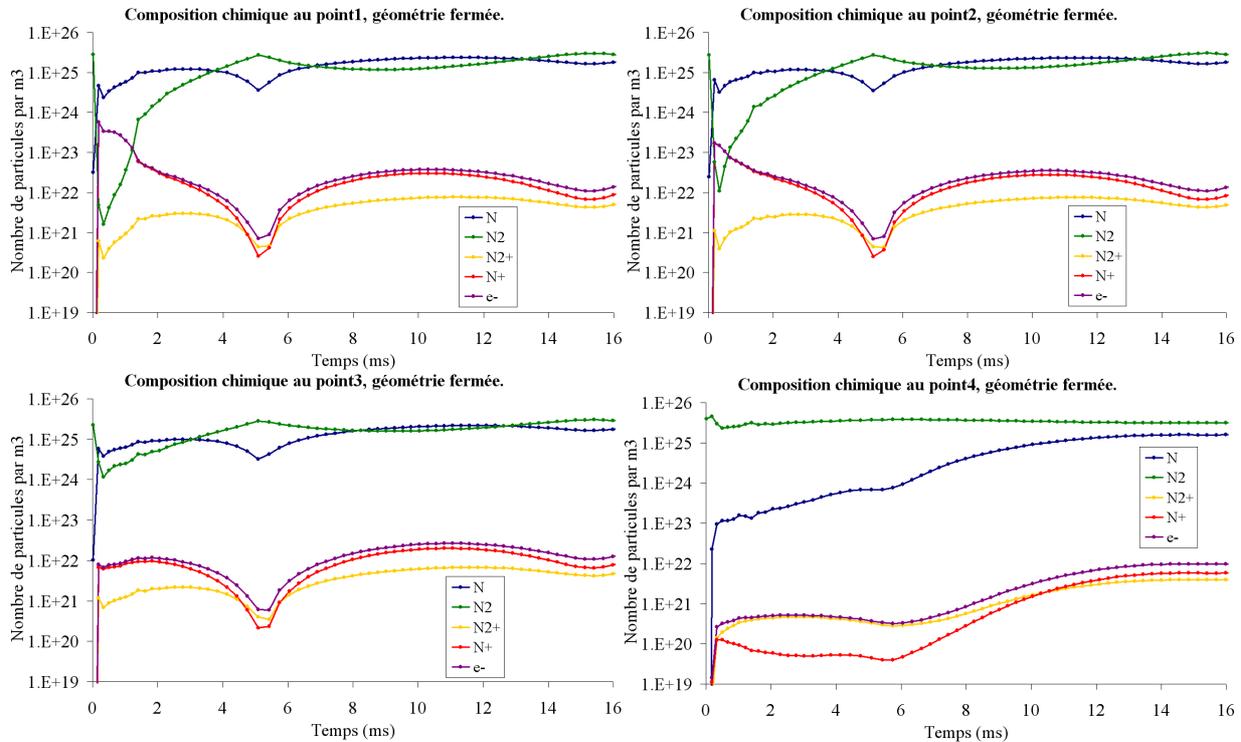


Figure 110 : Évolution de la composition chimique, pour la géométrie fermée.

Dans le cas fermé (figure 110), le comportement est une nouvelle fois différent. Comme les températures sont plus faibles, on retrouve alors cette fois-ci principalement du  $N$  et du  $N_2$ . Les particules chargées restent en faible quantité. Comme la température, la densité et la pression, la composition chimique à la fin des simulations tend à s'homogénéiser dans tout le domaine d'étude.

### V.5.2. Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension.

Dans cette seconde partie sur l'étude du déséquilibre thermique, les simulations ont été réalisées avec une géométrie complète de disjoncteur électrique haute tension. Dans cette étude, les propriétés des simulations sont :

- Gaz :  $N_2$ .
- $I_{max} = 90000$  A,  $f = 50$  Hz,  $T_a = 15$  ms.
- $T_{Gauss} = 2000$  K,  $Marge\_T = 10000$  K,  $Y_{Gauss} = 0$  m,  $E_{Gauss} = 3.10^{-2}$  m,  $A_{Gauss} = 5.10^{11}$  W.m<sup>-3</sup>.
- Vitesse de l'électrode :  $15$  m.s<sup>-1</sup>.
- Euler, CFL =  $10^{-1}$ , Solveur HLLC.
- Prise en compte de la décomposition chimique et du déséquilibre thermique (4 températures).

### V.5.2.1. Écoulement et valeurs des températures.

Après la phase d'initialisation qui dure environ 150  $\mu$ s, nous n'intervenons plus sur l'écoulement. Les électrodes se séparent et nous laissons l'arc électrique et le fluide qui l'entoure s'écouler d'eux-mêmes. Comme il a déjà été remarqué, la température et la pression augmentent très rapidement dans la zone d'arc (figure 111), générant une onde de compression et un départ d'un grand nombre de particules de cette région pour des régions voisines de l'arc électrique (figure 112). Comme l'arc électrique entre les deux électrodes est confiné dans une tuyère, on se retrouve alors dans une configuration similaire au cas de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes entourés d'une enceinte adiabatique : les particules sont suffisamment nombreuses pour pouvoir équilibrer leurs différents niveaux d'énergie.

Au maximum d'intensité (vers 10 ms), la température peut atteindre environ 19000 K dans la zone d'arc (figure 111, point 3). Les régions voisines de cet arc sont également affectées par cette montée de température : au point 2, dans l'entrée du tube d'échappement, après une période où la température est beaucoup plus faible, cette température augmente et atteint un maximum de 17000 K. La température diminue ensuite et finit par se confondre avec celle que l'on trouve à l'intérieur de l'arc, sur la fin de la deuxième phase de l'intensité (vers 13 ms). Au point 4 (figure 111), dans la cheminée, cette température peut atteindre 10000 K. Dans le divergent de la tuyère, au point 5, comme le capteur numérique est positionné plus loin de l'arc électrique, les températures atteintes sont plus faibles. Mais, on peut observer une première hausse de la température vers 0.75 ms jusqu'à environ 6000 K (figure 111, point 5), après le passage de l'onde de compression et des particules provenant de la zone d'arc (figure 112, point 5). Puis cette température décroît en raison du zéro du courant. Enfin, dans le volume d'expansion, seule la température monte très légèrement.

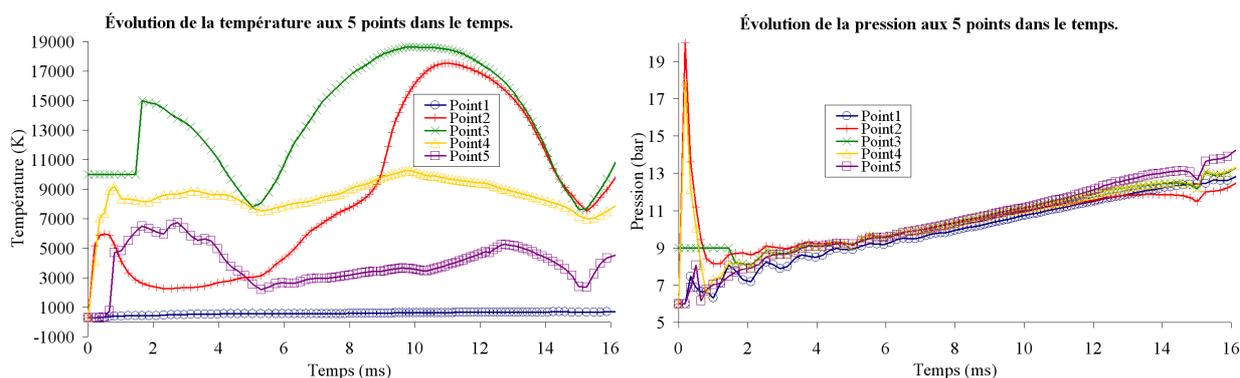


Figure 111 : Évolution des températures et des pressions aux différents capteurs numériques.

En ce qui concerne la pression (figure 111), nous pouvons observer qu'après le passage de l'onde de compression très prononcée aux points 2 et 4, dans l'entrée du tube d'échappement et dans la cheminée, elle augmente de manière homogène aux cinq capteurs numériques. Précisons que ces pressions sont bien plus faibles que dans la réalité en raison de la non prise en compte de la

vaporisation de la tuyère qui génère une très forte augmentation de la pression dans le volume d'expansion. Enfin, nous pouvons observer au point 1 (figure 111) des « vaguelettes » qui sont, comme nous l'avons déjà dit précédemment, le reflet d'une onde de compression qui se réfléchit contre les parois du volume d'expansion.

Sur la figure 112, nous pouvons observer que dans les régions proches de l'arc électrique, les densités chutent énormément, après le passage de l'onde de compression. La densité reste élevée seulement dans les volumes éloignés de l'arc électrique : volume d'expansion (point 1) ou encore volume fixe (les densités dans le divergent de la tuyère, au point 5, sont plus importantes que dans les autres régions).

En ce qui concerne les capteurs numériques 2 (entrée du tube d'échappement), 3 (zone d'arc) et 4 (cheminée), nous pouvons observer le retour des particules aux zéros du courant, à 5 ms et 15 ms. Les densités sont les plus faibles dans l'arc électrique.

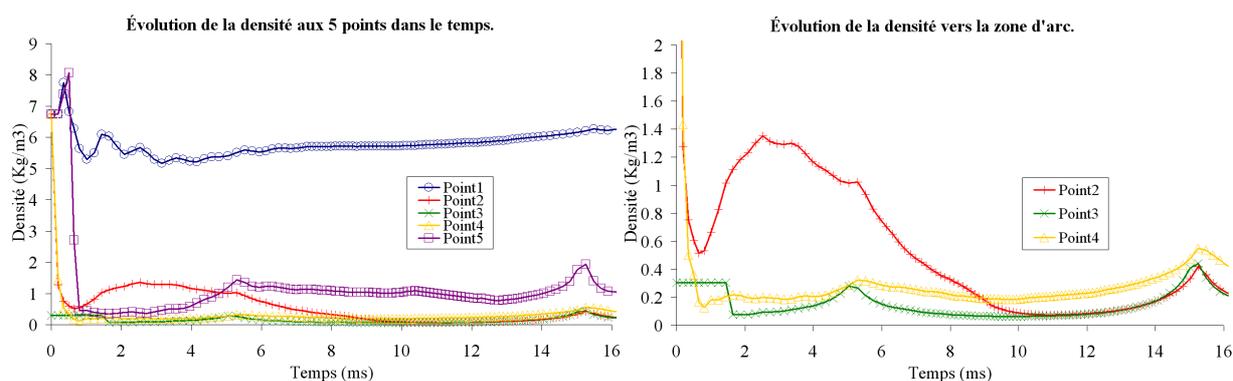


Figure 112 : Évolution des densités aux différents capteurs numériques et zoom sur les régions proches de l'axe de symétrie du domaine d'étude.

L'écoulement est donc bien conforme à ce que l'on retrouve habituellement dans les simulations précédentes.

### V.5.2.2. Déséquilibre thermique.

Venons-en maintenant à ce qui nous intéresse plus particulièrement : le déséquilibre thermique. Dans les régions chaudes et confinées proches de la zone d'arc (points 2 et 4), le déséquilibre thermique n'existe pas : les 4 températures ( $T$ ,  $T_{\text{Vib-N}_2}$ ,  $T_{\text{Vib-N}_2^+}$ ,  $T_e$ ) sont approximativement égales. En revanche, dans les régions éloignées de l'espace inter électrodes (figure 114, figure 116 et figure 117), nous pouvons observer du déséquilibre thermique. Dans la zone d'arc (figure 113), aucun déséquilibre thermique n'est également observable dans le temps. Cette constatation peut être expliquée par le fait que cette région est toujours « chaude » et surtout que les particules considérées et qui y sont présentes sont toujours les mêmes. Dans le cas d'une réentrée atmosphérique où on observe du déséquilibre thermique, les particules

présentes dans la région qui est en déséquilibre thermique devant le nez d'une navette spatiale arrivent et quittent immédiatement (et définitivement) cette zone. Ainsi, elles n'ont pas le temps d'équilibrer leurs différents modes d'énergie. En effet, dans l'onde de choc qui se détache devant une navette, les particules étudiées sont « froides » avant d'arriver dans la région en amont du véhicule. Ces particules arrivent très vite dans la zone à forte enthalpie avant de franchir la région hors équilibre puis de s'éloigner très loin et de ne jamais revenir. Dans le cas présent, l'écoulement étudié est confiné. Les particules présentes sont les mêmes du début à la fin : elles restent dans la région durant toute la simulation. Ainsi, dans les zones qui sont proches de la zone d'arc « chaude » (zone de forte enthalpie), les particules étudiées semblent avoir suffisamment de temps pour équilibrer toutes leurs températures à une même température, même lors des périodes de forts gradients, vers les zéros du courant.

Sur la figure suivante, nous ne pouvons donc observer aucun déséquilibre thermique au cours du temps, dans toute la zone d'arc.

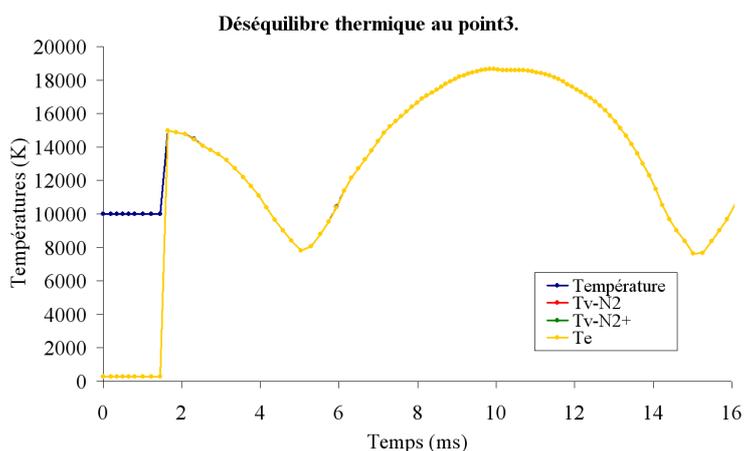


Figure 113 : Déséquilibre thermique dans la zone d'arc, au point 3.

En revanche, sur la figure 114, nous pouvons remarquer que, dans le volume d'expansion (point 1), les différents niveaux d'énergie ne sont à l'équilibre à aucun moment de l'étude. En effet, on vérifie qu'au début des simulations, les 4 températures sont égales à 300 K (température initiale dans tout le domaine d'étude). Puis, on voit que la température de translation/rotation  $T$  est inférieure à celles de vibration du  $N_2$   $T_{Vib-N_2}$  et électronique  $T_e$ , elles-mêmes inférieures à la température de vibration du  $N_2^+$   $T_{Vib-N_2^+}$ .  $N_2^+$  se relaxe plus difficilement que  $N_2$  et que les électrons ( $T_e$  et  $T_{Vib-N_2}$  sont confondues) qui se relaxent eux-mêmes après la rotation et la translation. L'écart de température tend à se réduire dans le temps. Dans cette région, le déséquilibre est important. Il est égal à environ 50%.

De même, au point 5, dans la sortie du divergent, on s'aperçoit que dans certaine phase de l'écoulement, il existe un léger déséquilibre. Nous pouvons observer qu'au début des simulations, après le passage de l'onde de compression lorsque la température passe de 300 K à 6800 K, l'énergie dans le

mode de translation/rotation est légèrement inférieure à celle des modes de vibration et électronique pendant un court instant. Puis, vers le premier zéro du courant, alors que l'arc est encore confiné et que le point 5 est encore relativement éloigné de la zone d'arc, la température de vibration du  $N_2^+$   $T_{Vib-N2+}$  est légèrement supérieure aux autres. Aux zéros du courant, nous avons déjà dit que les gradients des propriétés thermodynamiques sont importants. Ainsi, les particules ne parviennent plus à s'équilibrer. Cette différence est égale à environ 4%. Au deuxième zéro du courant, vers 15 ms, ce déséquilibre n'est plus observable car, dans ce cas, le capteur 5 se trouve en bordure de l'arc électrique chaud.

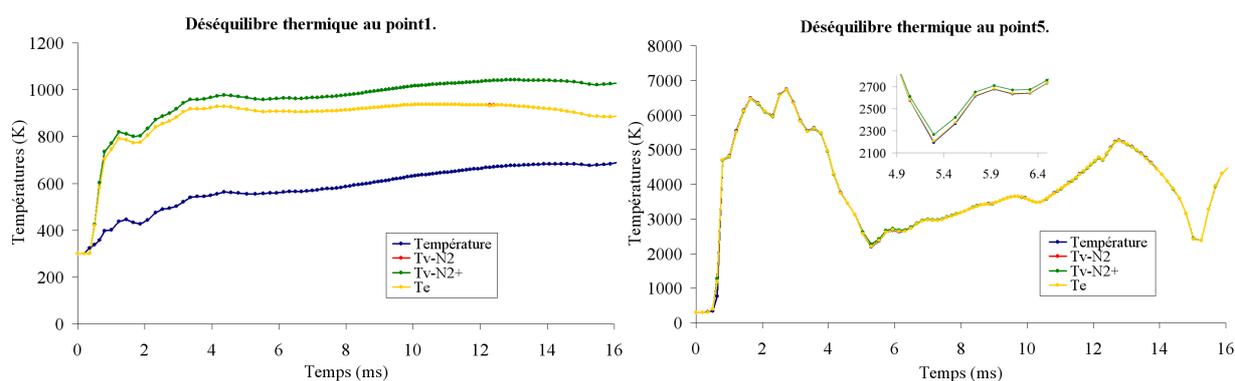


Figure 114 : Déséquilibre thermique dans le volume d'expansion (point 1) et dans le divergent de la tuyère (point 5).

Nous avons également relevé les différentes températures sur 4 lignes, à 10 ms et à 15 ms : 10 ms correspond au maximum de l'intensité lorsque les températures sont au plus haut dans le domaine d'étude ; 15 ms correspond au zéro du courant, le moment où l'arc électrique doit être éteint. C'est également à ce moment que peuvent apparaître les re-claquages non désirés. C'est une phase de forts gradients. De plus, nous nous sommes intéressés à la bordure de l'arc (lignes 2, 3 et 4) dans les endroits à forts gradients de températures et dans la zone d'arc (ligne 1) où les températures sont les plus élevées.

Le déséquilibre thermique a été observé uniquement du côté du volume fixe (ligne 4) et du volume d'expansion (ligne 3), en bordure de l'arc électrique, aussi bien à 10 ms qu'à 15 ms. Les régions à très faibles densités électroniques (figure 118) sont des régions où l'on observe généralement du déséquilibre thermique. En effet, dans ces régions, il n'y a plus suffisamment de collisions avec les électrons pour pouvoir équilibrer tous les niveaux d'énergie. En revanche, aucun déséquilibre n'a été observé sur les lignes 1 et 2, dans la zone confinée par la tuyère (figure 115).

Sur la ligne 3 (figure 116), dans le volume d'expansion, la température de translation/rotation  $T$  est plus faible que les autres. La différence diminue avec le temps (environ de 400 K à 10 ms à environ 300 K vers 15 ms). Comme l'écoulement vient de la zone d'arc, les énergies et donc les températures augmentent avec le temps. À 15 ms, la température de vibration du  $N_2^+$   $T_{Vib-N2+}$  augmente plus que les autres températures.

## Partie V : Résultats.

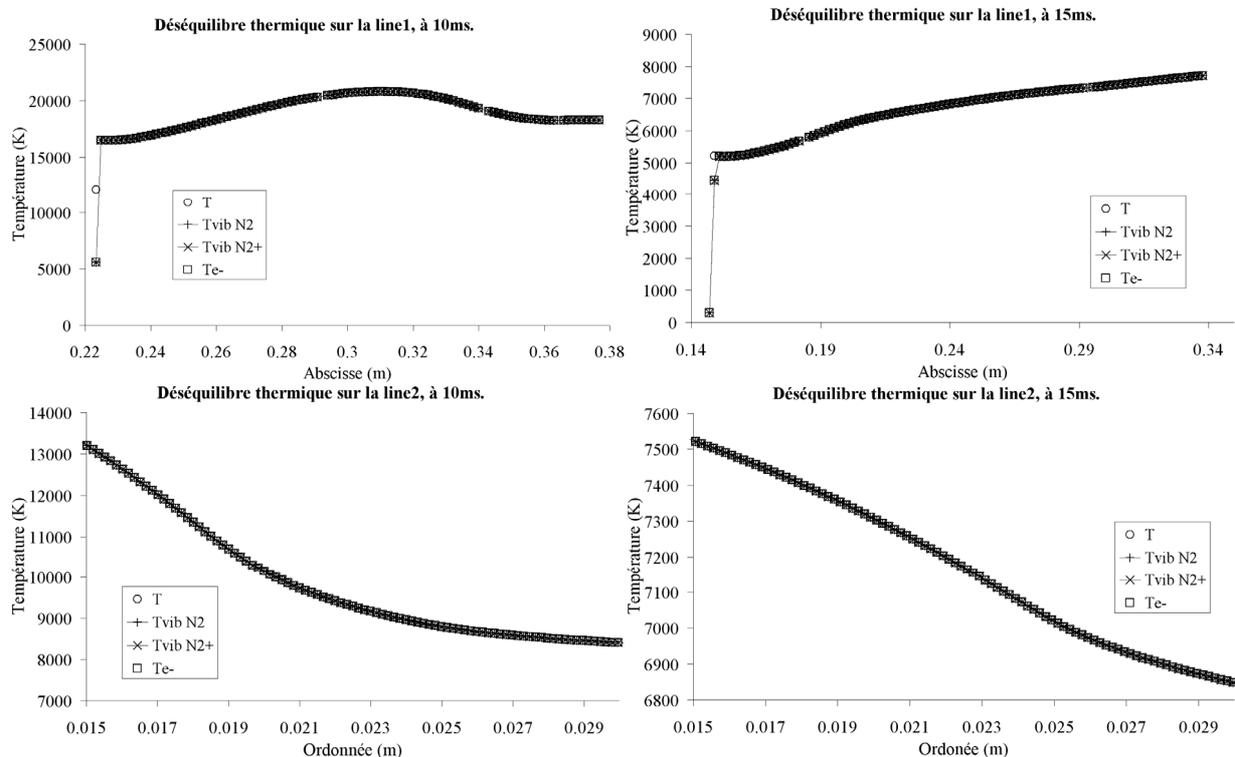


Figure 115 : Déséquilibre thermique sur la ligne 1 (zone d'arc) et sur la ligne 2 (cheminée), à 10 et 15 ms.

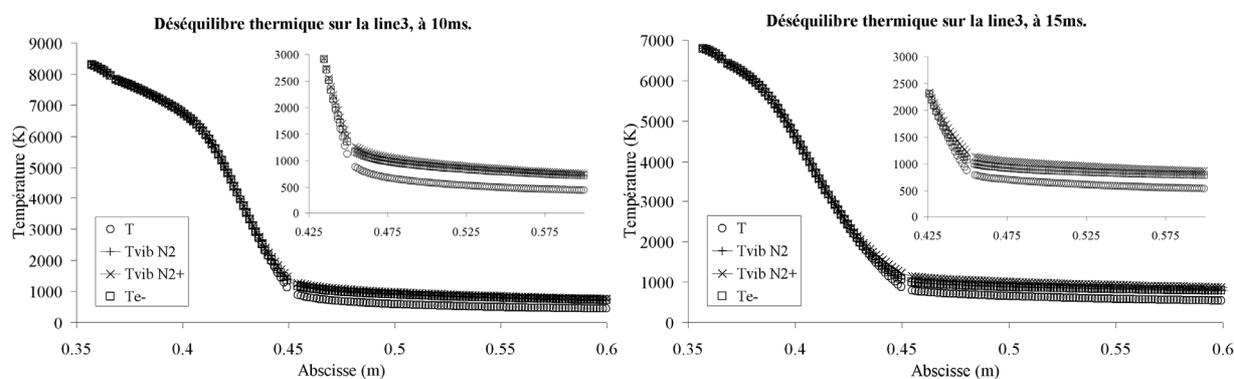


Figure 116 : Déséquilibre thermique sur la ligne 3 (volume d'expansion), à 10 et 15 ms.

Sur la ligne 4 (figure 117), dans le volume fixe et le divergent de la tuyère, au dessus de l'arc électrique, nous pouvons observer un déséquilibre thermique important de 30% à 10 ms. La température de vibration du  $N_2^+$   $T_{vib-N2+}$  est bien plus importante dans le volume fixe que celle électronique  $T_e$  et de vibration du  $N_2$   $T_{vib-N2}$ . La température de translation/rotation  $T$  est toujours plus faible que les autres. Ce déséquilibre thermique diminue également avec le temps. Les différents niveaux ont commencé à s'homogénéiser et l'équilibre commence à être approché.

## Partie V : Résultats.

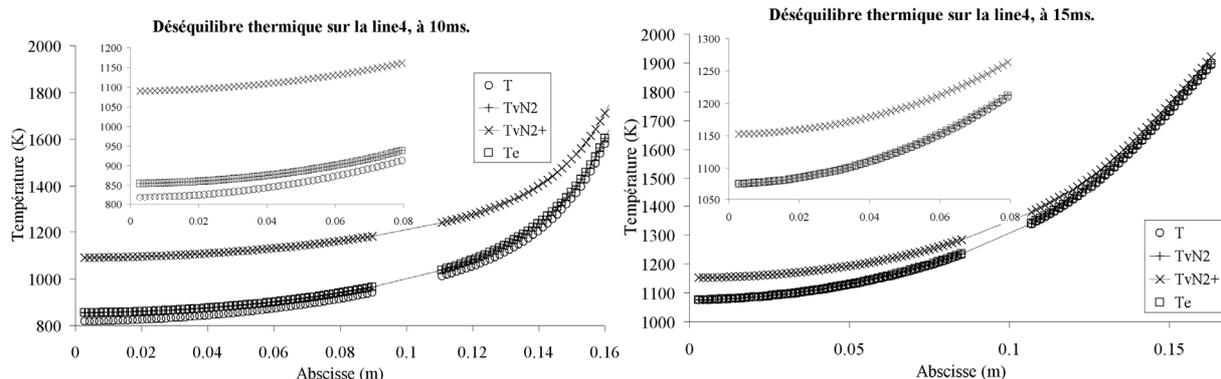


Figure 117 : Déséquilibre thermique sur la ligne 4 (volume fixe et divergent), à 10 et 15 ms.

### V.5.2.3. Décomposition chimique.

Comme attendu, nous pouvons observer que dans les régions chaudes, le  $N_2$  a été décomposé en  $N$ ,  $N^+$  et en électrons principalement et que dans les régions froides, les particules chimiques chargées restent en minorité.

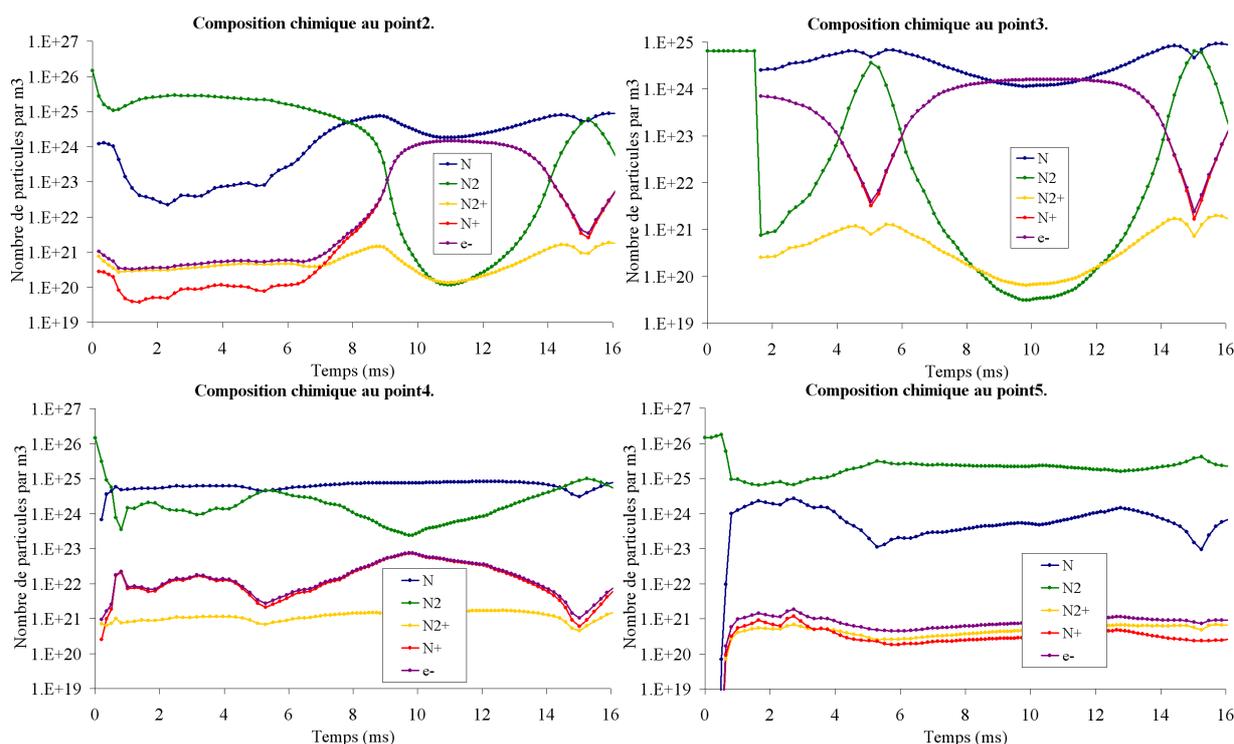


Figure 118 : Composition chimique aux points 2 (tube d'échappement), 3 (zone d'arc), 4 (cheminée) et 5 (sortie du divergent).

Ainsi, comme nous avons pu l'observer sur la figure 111, dans les régions « chaudes » telles que la zone d'arc (point 3) ou l'entrée du tube d'échappement à partir de 10 ms (point 2), nous trouvons en majorité du  $N$ , du  $N^+$  et des électrons (figure 118). Dans des régions plus « froides » telles que la cheminée (point 4) ou la sortie du divergent de la tuyère, les particules chargées restent minoritaires, voire très minoritaires. Il existe bien une décomposition du  $N_2$  en  $N$ ,

mais pas d'ionisation. Au point 4 (cheminée), nous retrouvons principalement du N et un peu de N<sub>2</sub>. En ce point, les particules chargées sont un peu plus nombreuses vers 10 ms, au maximum du courant, lorsque les températures sont maximales. Au point 5 (divergent de la tuyère), comme la température reste faible, le N<sub>2</sub> reste prédominant. On retrouve également un peu de N.

Dans la zone d'arc (point 3), N<sup>+</sup> et les électrons sont les espèces dominantes de 9 ms à 11.5 ms. Elles sont en quantité importante également au point 2 (entrée de la cheminée), à partir de 9 ms. Aux zéros du courant, lorsque la température chute, N<sup>+</sup> et les électrons disparaissent au profit d'une recombinaison du N<sub>2</sub>.

### V.5.3. Conclusion.

Nous avons pu constater que le déséquilibre thermique ne semble pas se produire à l'endroit qui nous intéresse dans les disjoncteurs électriques, là où généralement les re-claquages se produisent : entre les deux électrodes. En effet, l'arc électrique étant confiné dans la tuyère, la pression est importante et les densités sont « élevées ». De plus, tout au long des simulations, les particules présentes restent les mêmes du début jusqu'à la fin des simulations. Ainsi, ces particules semblent avoir le temps d'homogénéiser l'ensemble de leurs modes de stockage des énergies. En raison des densités encore plus élevées dans le cas du SF<sub>6</sub> (étude précédente sur l'influence de la nature du gaz), nous pouvons donc imaginer que nous ne trouverons pas plus de déséquilibre thermique avec du SF<sub>6</sub>.

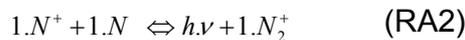
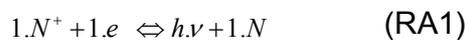
En revanche, précisons que nous avons quand même trouvé du déséquilibre thermique loin de la zone d'arc ou lorsque l'arc électrique est libre. Dans le cas disjoncteur, il semble être important dans le volume d'expansion et dans le volume fixe. Mais, encore une fois, avec une prise en compte de la vaporisation de la tuyère, on aurait une augmentation de la pression importante dans le volume d'expansion et donc certainement une disparition de ce déséquilibre.

## V.6. Influence du positionnement des termes sources de l'arc électrique.

Comme nous l'avons déjà dit, lorsque l'équilibre thermique est considéré, seule l'équation d'évolution de l'énergie totale est résolue. Dans ce cas, la globalité des termes sources de l'arc électrique (Joule et rayonnement) intervient dans cette seule équation d'évolution de l'énergie totale. Mais lorsque le déséquilibre thermique est pris en compte, la question de l'affectation de ces deux termes sources dans les équations d'évolution des énergies se pose. En effet, nous avons déjà expliqué que nous avons dans notre cas quatre équations d'évolution d'énergie différentes à résoudre : 1 pour l'énergie totale, 2 pour les énergies de vibration et 1 pour l'énergie électron/électronique. Dans la plupart des problèmes de réentrées atmosphériques, les auteurs négligent le rayonnement. Ceux qui le considèrent l'affectent aux électrons. Gnoffo [Gno1], par exemple, positionne son terme de rayonnement dans l'équation d'évolution

de l'énergie globale et celle de l'énergie électrons/électroniques. De même, dans la plupart des travaux traitant du déséquilibre thermique dans des problèmes d'arc électrique, les termes sources de l'arc électrique (effet Joule et rayonnement) sont complètement affectés au mode électron/électronique. Kuchi-ishi [Kuc1], dans son étude d'arcjet (propulseur) à l'azote, néglige le rayonnement, mais prend en compte l'effet Joule qu'il fait supporter complètement aux électrons. Tanaka [Tan1] qui travaille avec un arc électrique dans de l'air applique également ses termes sources de l'arc électrique uniquement aux électrons.

La plupart des études sont donc réalisées en considérant que ce sont uniquement les électrons et les modes électroniques qui sont affectés directement par l'effet Joule et le rayonnement. Puis, par échanges entre particules et par couplage entre les différents modes de stockage de l'énergie, une partie de cette énergie est transmise aux particules lourdes et à leurs différents autres modes de stockage de l'énergie. On peut se demander si cette représentation est correcte. Pourquoi est-ce qu'une partie de cette énergie gagnée par effet Joule et perdue par rayonnement ne pourrait-elle pas être également applicable directement aux particules lourdes ? Nous voulons observer dans cette partie l'influence que peut avoir une distribution directe d'une partie plus ou moins importante de l'énergie de l'arc électrique aux autres modes de stockages de l'énergie. Andre [And1] a réalisé une étude cinétique sur un plasma d'azote. Il considère 13 réactions chimiques dans lesquelles seulement deux génèrent des photons et donc du rayonnement. Ces deux réactions chimiques sont les suivantes :



Nous pouvons observer qu'une seule réaction chimique sur les deux proposées fait intervenir des électrons. De plus, parmi les espèces chimiques présentes dans ces deux réactions, seule  $N_2^+$  est polyatomique. Or, sur la figure 31 de la partie III et dans les premières études prenant en compte du déséquilibre, nous avons pu constater que cette espèce chimique est minoritaire par rapport aux autres. Ainsi, nous considérons que le mode vibrationnel a un rôle négligeable sur le rayonnement. Nous faisons la même hypothèse pour le terme d'effet Joule.

Dans la partie III, nous avons expliqué que la température de translation/rotation  $T$  était déterminée à partir du calcul de l'énergie interne de translation et de rotation. L'équation (103) donnait la formulation permettant de calculer cette énergie à partir de l'énergie totale :

$$E_{\text{int}}^{tr+rot} = \rho \cdot e_{\text{Tot}} - \left( E_{\text{int}}^{vib} + E_{\text{int}}^{el} + E_c + H_0 \right) \quad (202)$$

Avec cette équation, nous comprenons donc bien que la quantité des termes sources de l'arc électrique que l'on apporte dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique est retranchée à celle fournie dans l'équation d'évolution de l'énergie totale. Ainsi pour appliquer toute l'énergie Joule et de rayonnement

de l'arc électrique aux particules lourdes, dans leur mode de translation/rotation, il suffit uniquement d'affecter ces deux termes sources dans l'équation d'évolution de l'énergie totale. Dès que l'on désire en affecter une quantité au mode électronique, il faut donc en affecter une partie dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique. Pour pouvoir faire varier plus ou moins cette quantité des termes sources de l'arc électrique dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique au détriment de l'énergie de translation/rotation, nous avons défini deux coefficients J et R. Le coefficient J représente le pourcentage de l'effet Joule que l'on affecte au mode électronique au détriment de la translation et de la rotation. De la même façon, R représente le pourcentage du rayonnement que l'on affecte au mode électronique. J et R sont donc compris entre 0 et 1. Lorsqu'ils valent 1, la globalité de ces deux termes est donc affectée à l'équation d'évolution de l'énergie électronique. Lorsqu'ils valent 0, ces termes sont alors entièrement distribués au mode translation/rotation.

Pour réaliser cette étude, nous avons repris nos géométries précédentes : celles de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes dans une enceinte ouverte ou fermée adiabatiquement, ainsi que celle de l'arc électrique dans une configuration disjoncteur électrique haute tension, en phase d'ouverture. Nous avons d'abord voulu observer l'influence de la quantité des termes sources de l'arc électrique (effet Joule et rayonnement) affectée dans le mode électronique, avec  $J=R$ , au détriment des modes de translation et de rotation. Puis, nous avons étudié l'influence individuelle du rayonnement et de l'effet Joule sur les résultats, en faisant varier individuellement R et J.

#### V.6.1. Influence de la distribution des termes sources de l'arc électrique dans les différentes équations d'évolution des énergies, cas $R=J$ .

Dans un premier temps, nous avons considéré que les termes sources d'effet Joule et de rayonnement ont la même contribution sur le mode électronique au détriment du mode translation/rotation. Nous avons donc considéré que les pourcentages de l'effet Joule J et du rayonnement R affectés au mode électronique sont égaux :

$$R = J \quad ( 203 )$$

##### V.6.1.1. Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.

D'une manière générale, le fait d'affecter plus ou moins les termes sources de l'arc électrique au mode électronique au détriment des modes de translation et de rotation a un effet similaire dans les deux cas de l'arc électrique présent entre deux électrodes fixes adiabatiques. Que la géométrie soit ouverte ou qu'elle soit fermée adiabatiquement, l'effet de R et de J (avec  $R=J$ ) est similaire. Les différences existantes dans le comportement de la température au sein de l'arc électrique sont dues principalement à la présence plus ou moins importante de particules (seuil de densité) et à la composition chimique du

## Partie V : Résultats.

milieu. Comme nous l'avons déjà dit, en fermant le domaine d'étude par des parois adiabatiques, on emprisonne les particules faisant ainsi augmenter la pression dans le domaine en présence de l'arc électrique. On tend également à homogénéiser tout le domaine d'étude, perdant alors le déséquilibre thermique observable dans le cas de l'arc libre. Comme nous allons le voir, cette différence de comportement introduit également des différences sur l'influence plus ou moins prononcée de la quantité des termes sources de l'arc électrique injectée directement au mode électronique, ou autrement dit sur l'influence des valeurs de R et de J. Précisons que dans le cas d'une géométrie fermée, nous avons arrêté les simulations dès que la pression dépassait 100 bar. C'est le cas des simulations où  $R=J=0.1$  et où  $R=J=0.5$ .

La première constatation que l'on peut faire est qu'aussi bien dans le cas ouvert que dans le cas fermé, le fait d'augmenter R et J fait chuter la température de translation/rotation T dans le domaine d'étude (figures 119 et 120). En effet, généralement, l'effet Joule (gain d'énergie pour le milieu) est supérieur au rayonnement (perte d'énergie pour le milieu). Au bilan, la somme des termes sources de l'arc électrique est donc positive (gain d'énergie pour le milieu). La différence entre l'effet Joule et le rayonnement tend à diminuer, voir quasiment à s'annuler pour des températures importantes. On comprend bien que plus on affecte une quantité importante de ces termes sources au mode électronique (R et J proches de 1), plus on donne de l'énergie directement au mode électronique au détriment de la translation et de la rotation et donc plus la température de translation/rotation T est basse. C'est ce qui est observé dans le tableau suivant et sur les figures 119 et 120.

R=J	T minimale vers 5 ms (K)	T maximale vers 10 ms (K)	T minimale vers 15 ms (K)
0.99	4347 (5.04 ms)	15042	4327 (15.01 ms)
0.95	5710 (5.014 ms)	22227	5460 (15.01 ms)
0.9	6152 (5.005 ms)	22232	9864 (15.104 ms)
0.8	6670 (5.001 ms)	22754	7390 (15.00 ms)
0.5	7075 (5.001 ms)	23267	8017 (15.008 ms)
0.1	7238 (5.006 ms)	23672	9388 (15.016 ms)

Tableau 6 : Températures minimales et maximales au point 1, dans le cas ouvert de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes.

Nous pouvons également observer sur ces figures que les gradients de température dans le temps, très accentués vers les zéros du courant électrique, deviennent plus importants en augmentant R et J. Cette deuxième constatation est de moindre importance pour le cas fermé que pour le cas ouvert. Les températures étant plus faibles, les variations de la température sont alors également moins importantes.

## V.6.1.1.1. Influence générale sur la température.

Sur la figure 119, nous pouvons de plus observer une grande différence de températures entre les cas où  $R=J=0.99$  et où  $R=J=0.95$  (différence de 32.3 %). Ensuite, les différences sur les températures pour des  $R$  et des  $J$  diminuant deviennent moins importantes. Cette remarque est d'autant plus vraie que l'on se trouve près de l'axe de l'arc électrique. Au point 1, les différences de températures sont grandes entre les cas 0.99 et 0.95. Au point 4, la transition du cas 0.99 vers les autres cas est moins prononcée, mais existe toujours. Dans une étude précédente avec une cinétique chimique différente, les mêmes remarques avaient été faites. Les températures chutaient de 19000 K à 12000 K au point 1 simplement en augmentant  $R$  et  $J$  de 0.97 à 0.99. Enfin, nous pouvons également voir que pour les cas où  $R$  et  $J$  sont importants, la température  $T$  au point 1 met plus de temps pour atteindre sa température maximale : il faut un certain temps pour qu'une partie de l'énergie se transmette du mode électronique aux autres modes.

Ainsi, plus on donne une part importante de l'énergie de l'arc électrique directement aux modes de translation et de rotation, plus vite les niveaux d'énergie s'équilibrent à leurs seuils maximaux.

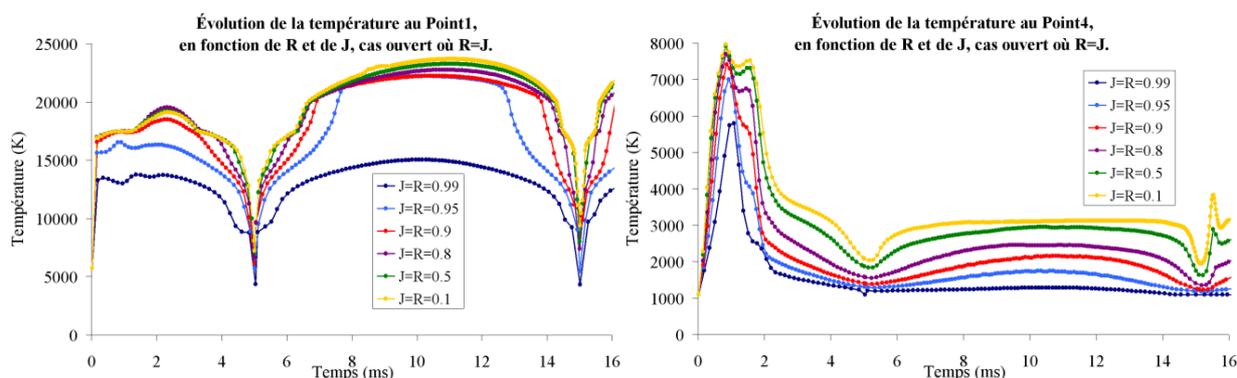


Figure 119 : Évolution de la température de translation/rotation  $T$  en fonction de  $R$  et de  $J$ , avec  $R=J$ , aux points 1 et 4, cas ouvert.

Sur la figure 120, nous pouvons observer qu'avec l'enceinte fermée, l'influence de  $R$  et  $J$  sur la température de translation/rotation  $T$  aux points 1 et 4 est identique au cas ouvert. Comme les températures sont plus faibles dans le cas fermé que dans le cas ouvert, les écarts de températures sont moins importants. Cette augmentation de la température est également plus prononcée pour des  $R$  et  $J$  compris entre 0.95 et 0.99, mais dans ce cas, c'est plus visible au point 4, dans le voisinage de l'arc électrique lorsque tout tend à s'homogénéiser.

## Partie V : Résultats.

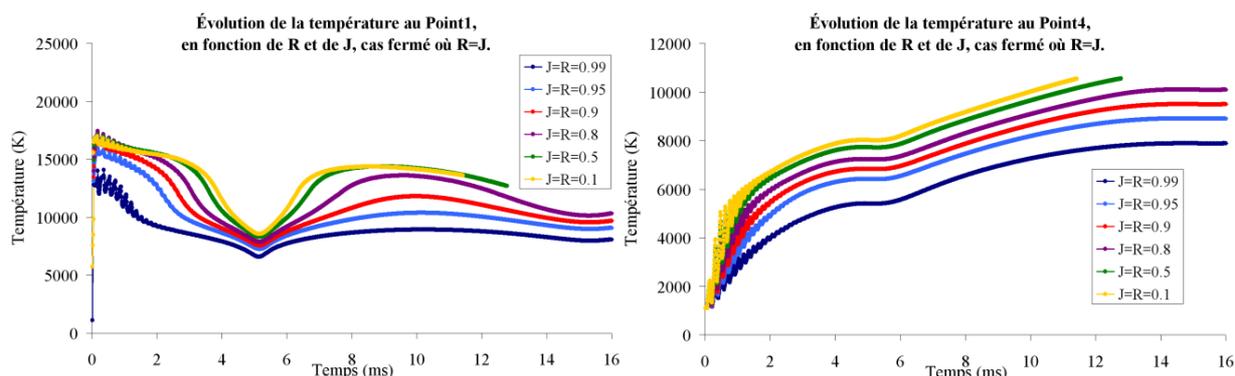


Figure 120 : Température  $T$  en fonction de  $R$  et de  $J$ , avec  $R=J$ , aux points 1 et 4, cas fermé.

### V.6.1.1.2. Influence sur les gradients de température au sein de la colonne d'arc.

Sur les figures 121 et 122, les profils de températures aux points 1, 2, 3 et 4 sont présentés en fonction du temps pour le cas ouvert et le cas fermé. Une différence de l'influence de  $R$  et de  $J$  sur les gradients de température au sein de l'arc électrique est alors à noter. Sur la figure 121, dans le cas ouvert, nous pouvons constater qu'en diminuant  $R$  et  $J$ , c'est-à-dire en diminuant la quantité des termes sources de l'arc électrique dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique, on obtient une colonne d'arc de plus en plus homogène en température. On s'aperçoit qu'en diminuant  $R$  et  $J$ , les températures aux points 1, 2 et 3 s'égalisent plus rapidement.

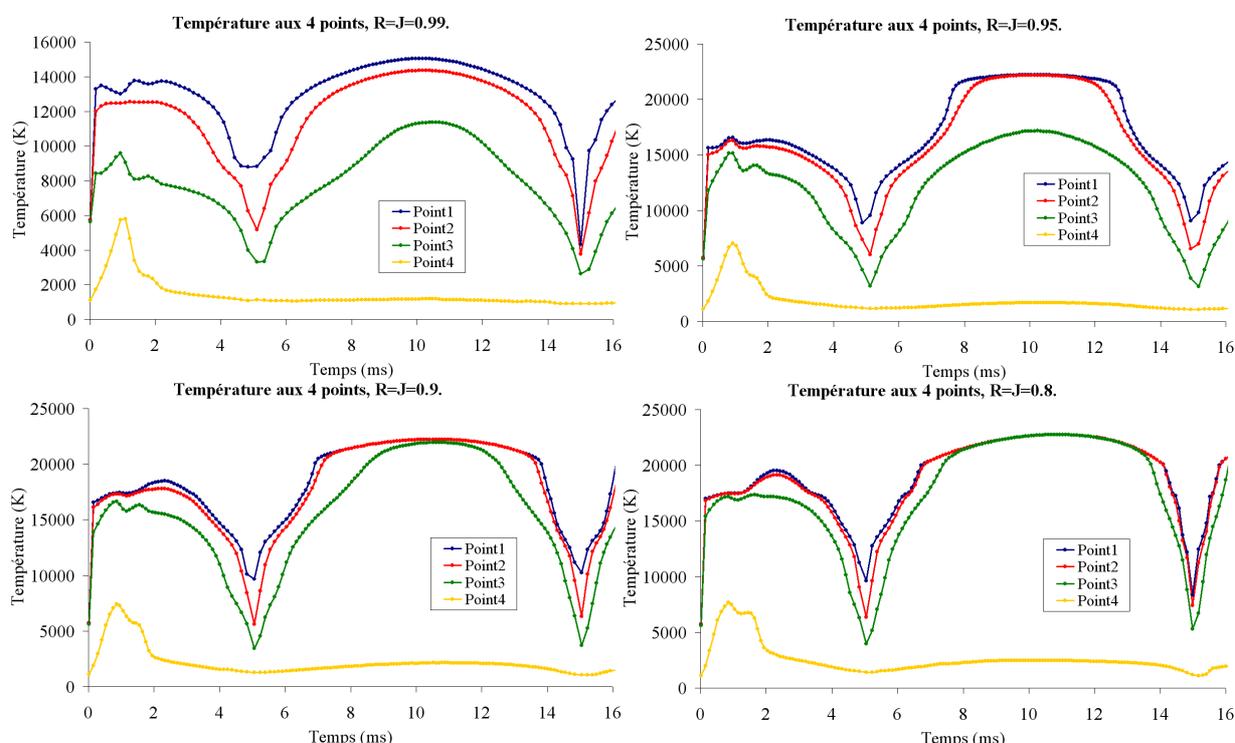


Figure 121 : Évolution de la température de translation/rotation  $T$  aux 4 points en fonction de  $R$  et de  $J$ , avec  $R=J$ , cas ouvert.

## Partie V : Résultats.

C'est l'inverse qui se produit avec le cas fermé (figure 122). En effet, cette fois-ci, on peut voir qu'en diminuant  $R$  et  $J$ , on diminue alors la quantité des termes sources de l'arc électrique dans le mode électronique et que dans ce cas, le bord de l'arc électrique n'a plus la même température qu'au centre. Cette différence de température entre le bord et le centre semble augmenter en diminuant  $R$  et  $J$ .

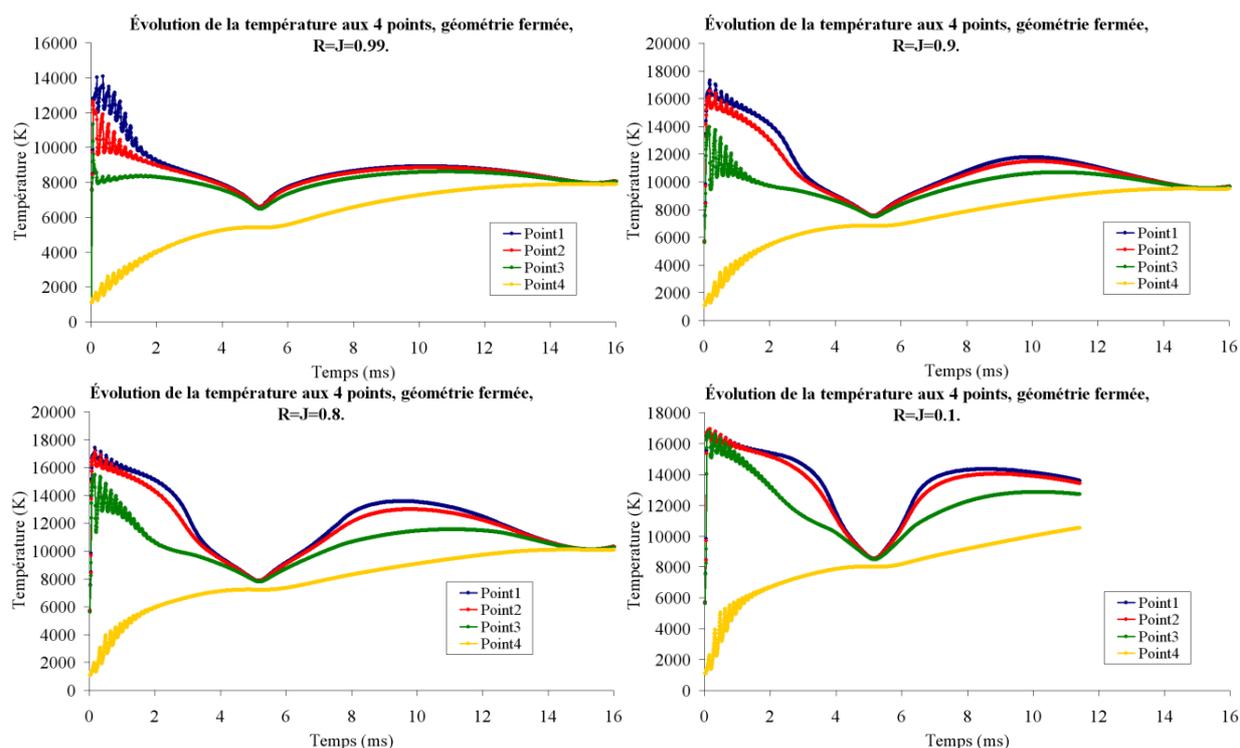


Figure 122 : Évolution de la température de translation/rotation  $T$  aux 4 points en fonction de  $R$  et de  $J$ , avec  $R=J$ , cas fermé.

Cette différence de comportement entre le cas ouvert et le cas fermé peut s'expliquer par la différence de composition chimique présente entre les deux électrodes. Sur la figure 123 sont représentées les compositions chimiques au cours du temps au point 1 des cas où  $R=J=0.99$  et où  $R=J=0.1$ , dans les géométries ouverte et fermée. On s'aperçoit alors que cette composition est très influencée par les conditions aux limites. Ainsi, dans les cas ouverts, nous pouvons constater qu'en raison des températures atteintes dans ces cas, les électrons et  $N^+$  sont prédominants. C'est d'autant plus vrai que les températures sont élevées, c'est-à-dire que  $R$  et  $J$  sont petits. Ayant une majorité d'électrons, il devient alors plus facile d'homogénéiser la température au sein de la zone d'arc. En revanche, pour le cas fermé, en raison de températures plus faibles, les électrons et  $N^+$  ne sont pas majoritaires. Il est donc plus difficile d'homogénéiser la température. Dans ce cas, plus on donne de l'énergie directement au mode électronique ( $R$  et  $J$  grand), moins on en donne aux modes de translation et de rotation, donc moins la température dans l'arc électrique est importante et donc moins le gradient de température entre l'arc électrique et son voisinage est important.

## Partie V : Résultats.

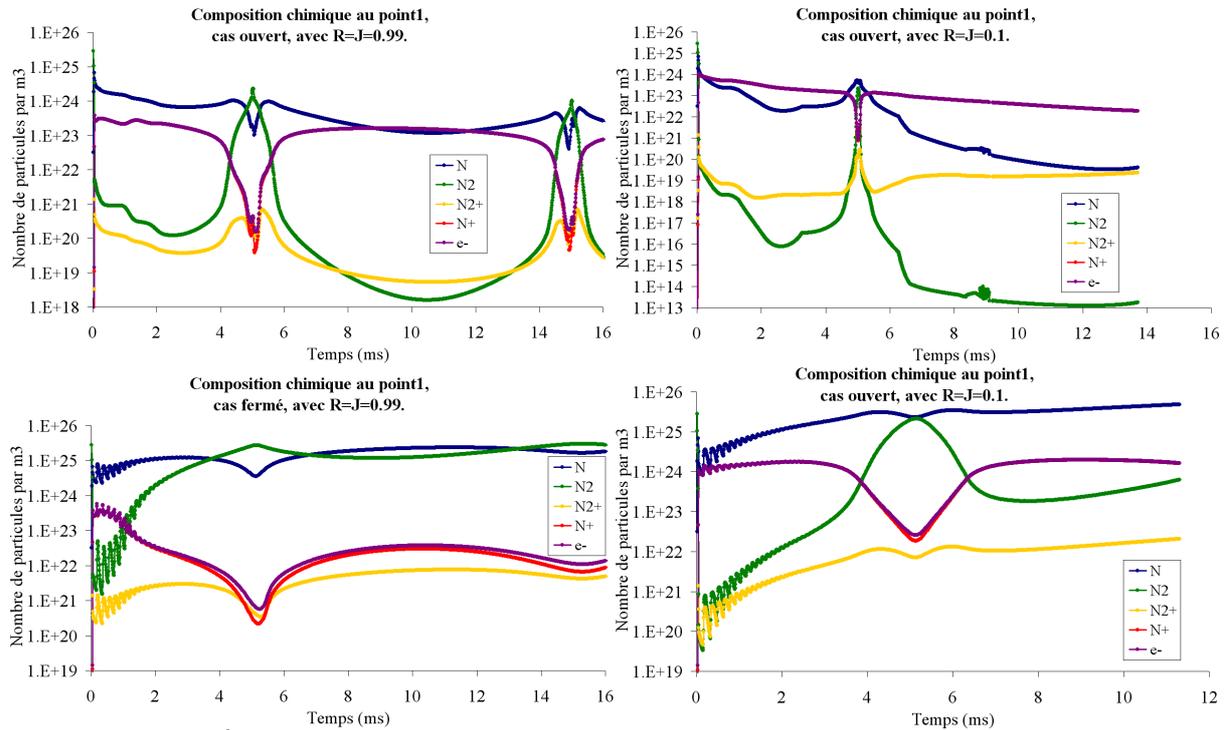


Figure 123 : Évolution de la composition chimique au point 1 au cours du temps dans les cas ouvert (première ligne) et fermé (seconde ligne) lorsque  $R=J=0.99$  et  $R=J=0.1$ .

### V.6.1.1.3. Influence sur la densité du $N_2$ et sur la densité.

Sur la figure 124, nous présentons les différences de densité du  $N_2$  au cours du temps aux points 1 et 4, dans le cas ouvert. Comme il est prévisible, les températures étant moins importantes dans les cas où  $R$  et  $J$  sont élevés,  $N_2$  se décompose donc moins bien et est alors présent en plus grande quantité. De plus, comme pour la température, plus  $R$  et  $J$  sont faibles, c'est-à-dire moins les termes sources sont affectés directement au mode électronique, plus vite le  $N_2$  se décompose et disparaît après le zéro du courant électrique. La décomposition chimique du  $N_2$  suit donc très rapidement l'évolution de la température.

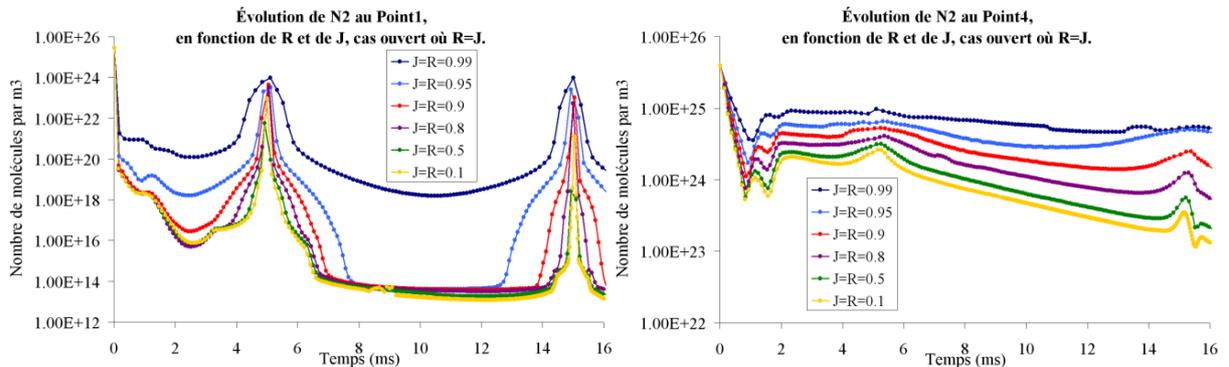


Figure 124 : Évolution de  $N_2$  en fonction de  $R$  et de  $J$ , avec  $R=J$ , aux points 1 et 4, cas ouvert.

En ce qui concerne la densité dans le cas ouvert, nous pouvons remarquer sur la figure 125 que comme le fait de diminuer  $R$  et  $J$  fait augmenter les températures,

## Partie V : Résultats.

la fuite des particules de la zone d'arc vers l'extérieur s'en voit donc également amplifiée. Dans tous les cas, les seuils de densité dans la zone d'arc, au point 1, sont faibles. En revanche, en ce qui concerne le voisinage de l'arc électrique, ayant des températures plus faibles, on voit bien que les particules sont plus nombreuses au point 4 dans le cas où  $R=J=0.99$ . Enfin, précisons que le retour en arrière des particules vers la zone d'arc, un peu avant les zéros du courant, est plus important dans le cas où l'on injecte le maximum des termes sources de l'arc électrique directement dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique.

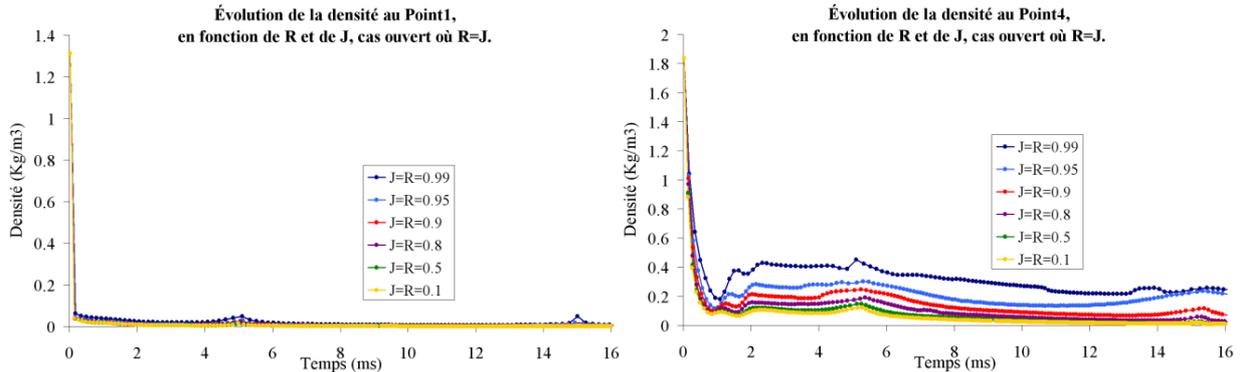


Figure 125 : Évolution de la densité en fonction de  $R$  et de  $J$  ( $R=J$ ), aux points 1 et 4, cas ouvert.

### V.6.1.1.4. Influence sur le déséquilibre thermique.

En ce qui concerne le déséquilibre thermique, les coefficients  $R$  et  $J$  ont un rôle peu important. En effet, sur les figures 126 et 127, les évolutions au cours du temps des quatre températures au point 4 sont présentées pour différentes valeurs de  $R$  et de  $J$ . D'une manière générale, nous pouvons observer que dans le cas fermé dans lequel la pression augmente et où tout tend à s'homogénéiser (figure 126),  $R$  et  $J$  n'ont pas de grosse influence sur le déséquilibre thermique. La pression et la densité étant importantes, toutes les particules ont le temps de s'homogénéiser rapidement que l'on affecte plus ou moins les termes sources de l'arc électrique directement au mode électronique ou aux modes de translation et de rotation. Dans ce cas (géométrie fermée),  $R$  et  $J$  n'ont pas d'influence sur le déséquilibre thermique.

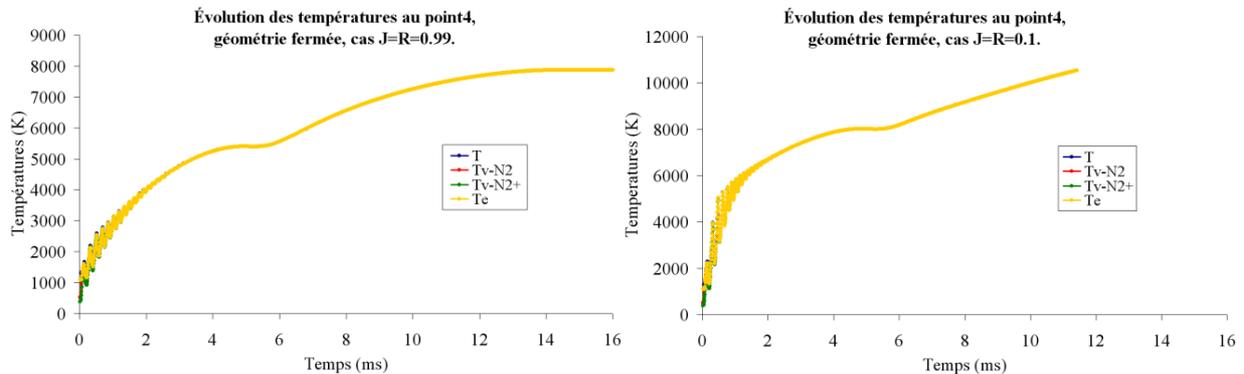


Figure 126 : Déséquilibre thermique au point 4 en fonction du temps et de  $R$  et  $J$  dans le cas fermé de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes.

## Partie V : Résultats.

En revanche, dans le cas d'une géométrie ouverte (figure 127 et tableaux 7, 8 et 9 de l'annexe 1), nous pouvons observer une disparition du déséquilibre lorsque R et J diminuent, c'est-à-dire lorsque l'on fait diminuer la contribution des termes sources dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique au profit de la translation et de la rotation. Nous avons déjà dit que dans le cas ouvert, les électrons et  $N^+$  sont les espèces prédominantes en raison des températures élevées atteintes (figure 123). En réalité, ces deux espèces le sont d'autant plus que R et J sont faibles. Ayant une majorité d'électrons, il est alors plus facile d'homogénéiser ses différents modes d'énergie et donc d'équilibrer ses températures. Ainsi sur la figure 127, nous pouvons observer qu'au point 4 (voisinage de l'arc électrique et position où nous avons trouvé le déséquilibre maximal dans l'étude précédente), les différences entre les températures s'amoindrissent en diminuant R et J. Avec  $R=J=0.99$ , on peut observer jusqu'à 3 niveaux de températures différents, vers 16 ms (déséquilibre d'environ 18.6 %). Pour  $R=J=0.1$ , on n'observe plus qu'un léger déséquilibre au point 4 autour de 5 ms, vers le zéro du courant (déséquilibre d'environ 1.4 %).

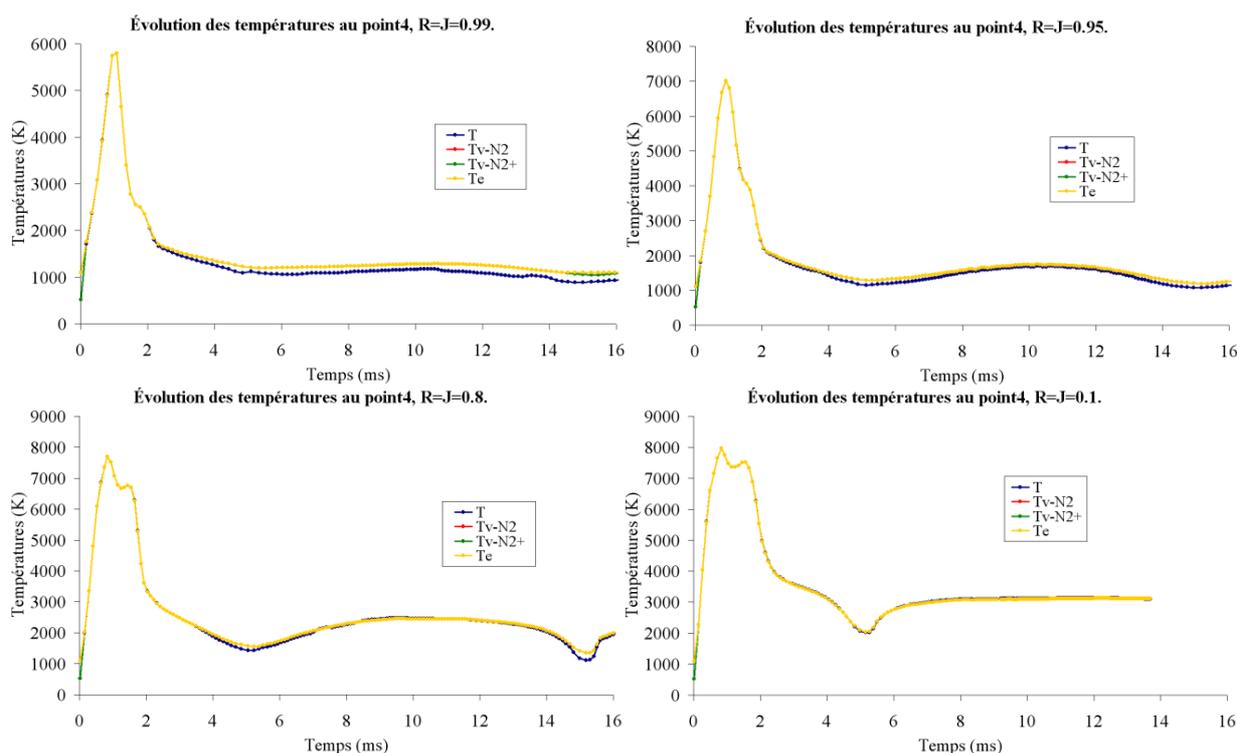


Figure 127 : Déséquilibre thermique au point 4 en fonction du temps et de R et J dans le cas ouvert de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes.

Néanmoins, sur les trois tableaux 7, 8 et 9 de l'annexe 1, nous pouvons observer que vers les zéros du courant électrique, le déséquilibre thermique est important dans le cas où  $R=J=0.8$ . De même, nous pouvons observer un déséquilibre thermique au point 1 (à l'intérieur de l'arc électrique), aux zéros du courant. Ce déséquilibre thermique disparaît pour des valeurs de R et J inférieures à 0.5.

### V.6.1.2. Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension.

Nous voulons maintenant observer l'influence qu'a une affectation directe des termes sources au mode électronique au détriment de la translation et de la rotation, plus ou moins grande, dans un cas disjoncteur électrique haute tension complet. Étant donné que nous pouvons faire les mêmes remarques que dans les cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques, nous allons simplement présenter les résultats.

D'une manière très générale, augmenter R et J (avec  $R=J$ ) revient toujours à augmenter dans la zone d'arc le pourcentage des termes sources de l'arc électrique affecté directement au mode électronique au détriment des modes de translation et de rotation T. De ce fait, il est donc normal que la température de translation et de rotation T diminue dans la zone d'arc (figure 128, point 3). La différence plus importante entre les cas où  $R=J=0.99$  et où  $R=J=0.9$ , qu'entre les cas pour lesquels R et J sont inférieurs à 0.9, est toujours observable.

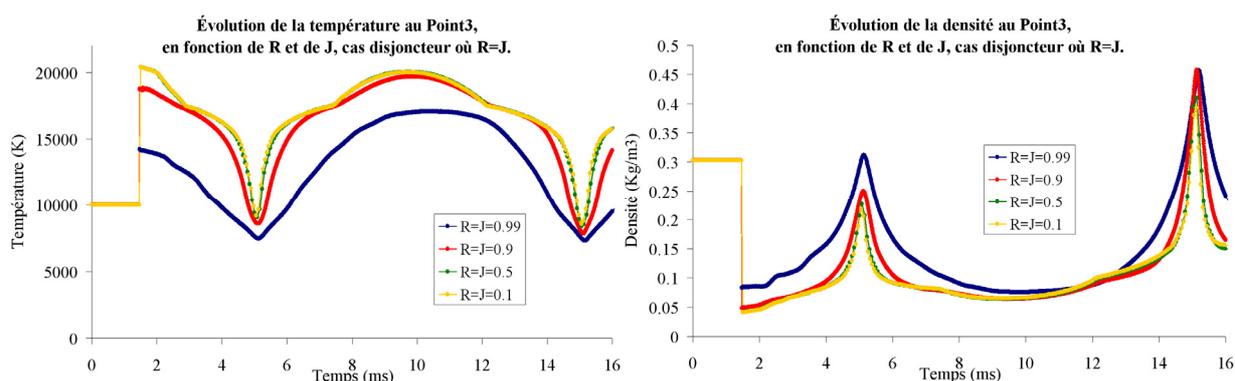


Figure 128 : Évolution de la température et de la densité dans le volume d'expansion (point 3) au cours du temps, en fonction de R et de J (avec  $R=J$ ).

La température de translation et de rotation T conditionne le calcul de l'effet Joule et du rayonnement. Cette température étant plus basse, le milieu voisinant l'arc électrique est donc également moins impacté par ce dernier : sa température chute donc également. C'est ce qui est observable sur la figure 129, aux points 1, 2, 4 et 5.

À 15 ms (figure 130), au zéro du courant électrique qui nous intéresse, nous pouvons toujours observer ce comportement dans la cheminée (ligne 2) et dans le volume fixe, au prolongement du divergent de la tuyère (ligne 4). Sur cette même figure, nous pouvons remarquer que la différence de températures dans la zone d'arc entre le bord et l'axe augmente légèrement en diminuant R et J. Nous avons bien vérifié (figure 131) qu'à 15 ms, les électrons sont minoritaires au point 3, dans la zone d'arc. Nous pouvons donc faire la même constatation que celle réalisée dans le cas de l'arc confiné.

## Partie V : Résultats.

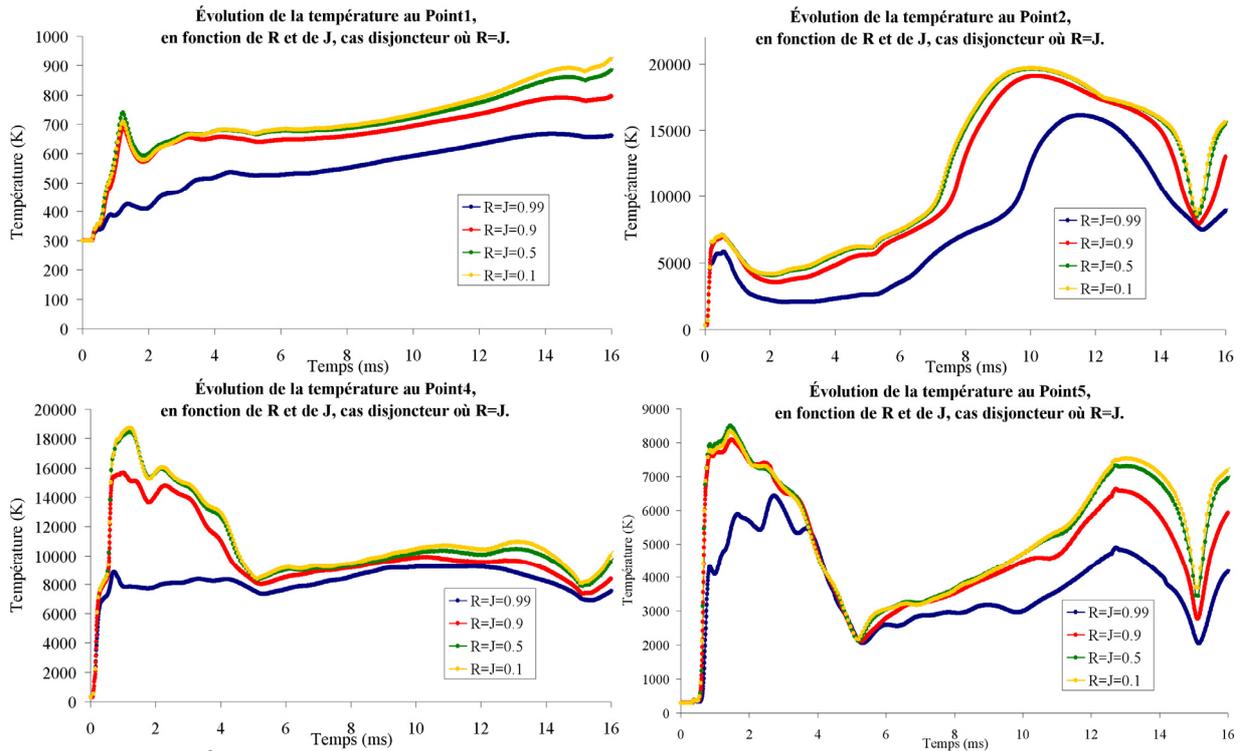


Figure 129 : Évolution de la température aux points 1, 2, 4 et 5 au cours du temps, en fonction de  $R$  et de  $J$  (avec  $R=J$ ).

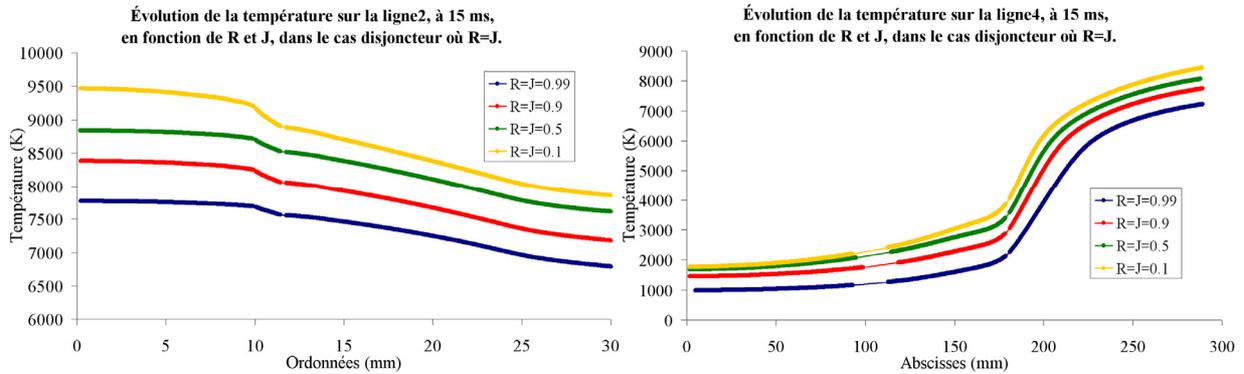


Figure 130 : Température sur les lignes 2 et 4, à 15 ms, en fonction de  $R$  et de  $J$  (avec  $R=J$ ).

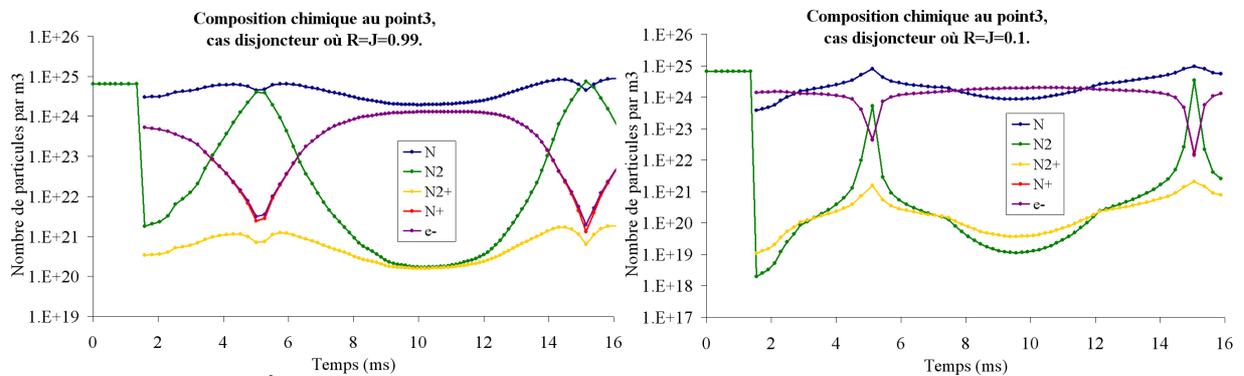


Figure 131 : Évolution de la composition chimique au point 3 (zone d'arc), dans les cas disjoncteur où  $R=J=0.99$  et où  $R=J=0.1$ .

## Partie V : Résultats.

De plus, les températures étant plus faibles, les cas où R et J sont importants sont des cas dans lesquels la fuite des particules de la zone d'arc vers son voisinage est plus faible. Dans ces cas, la densité dans la zone d'arc et dans son environnement est supérieure (figure 128).

Lorsque l'on observe le comportement de la densité dans le temps (figure 128), nous pouvons constater que dans le cas où  $R=J=0.99$ , la densité est également nettement supérieure aux autres cas dans le volume d'expansion et dans le tube d'échappement jusqu'à 8.3 ms. Elle est légèrement plus grande dans la tuyère et dans la cheminée.

La pression augmente également dans l'ensemble du domaine d'étude lorsque l'on diminue R et J. Cette augmentation de pression est quasiment similaire dans toutes les parties du domaine d'étude. Ainsi, en modifiant R et J, on ne crée pas d'écoulement privilégié du volume d'expansion vers la zone d'arc par exemple, au moment des zéros du courant.

En revanche, comme la température diminue et que la densité augmente dans la zone d'arc, lorsque l'on augmente R et J (avec  $R=J$ ), on peut alors dire que diminuer R et J revient à se mettre dans des configurations plus sévères pour la coupure.

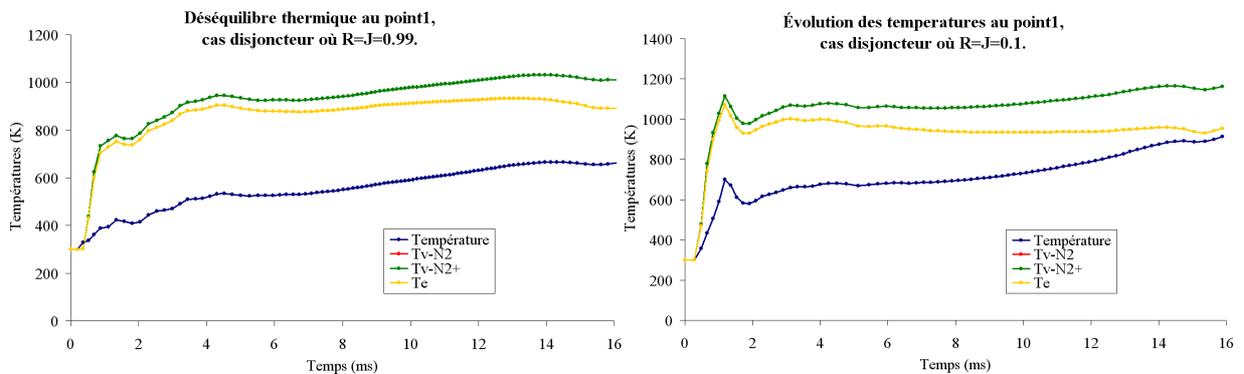


Figure 132 : Déséquilibre thermique au point 1 (volume d'expansion), dans les cas disjoncteur où  $R=J=0.99$  et où  $R=J=0.1$ .

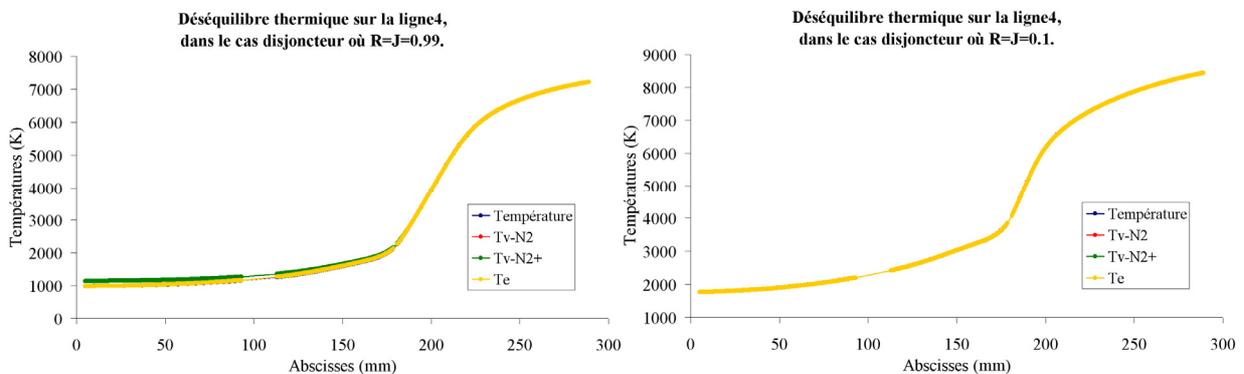


Figure 133 : Déséquilibre thermique sur la ligne 4 (volume fixe et divergent de la tuyère), à 15 ms, dans les cas disjoncteur où  $R=J=0.99$  et où  $R=J=0.1$ .

## Partie V : Résultats.

En ce qui concerne le déséquilibre thermique, les régions où nous avons trouvé du déséquilibre thermique précédemment (volume fixe et volume d'expansion) se comportent comme la région de déséquilibre thermique observée dans le cas de l'arc électrique libre (figures 132 et 133) : diminuer R et J tend à minimiser le déséquilibre thermique.

De même, comme dans le cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques enfermés dans une enceinte adiabatique, R et J ne permettent pas de faire apparaître du déséquilibre thermique dans les endroits où il n'avait pas été observé (zone d'arc, figure 134, et cheminée, figure 135).

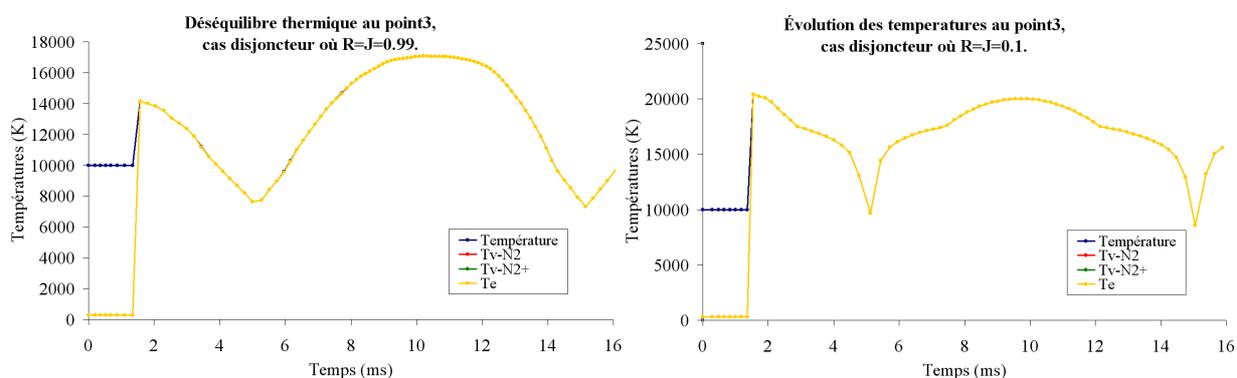


Figure 134 : Déséquilibre thermique au point 3 (zone d'arc), dans les cas disjoncteur où  $R=J=0.99$  et où  $R=J=0.1$ .

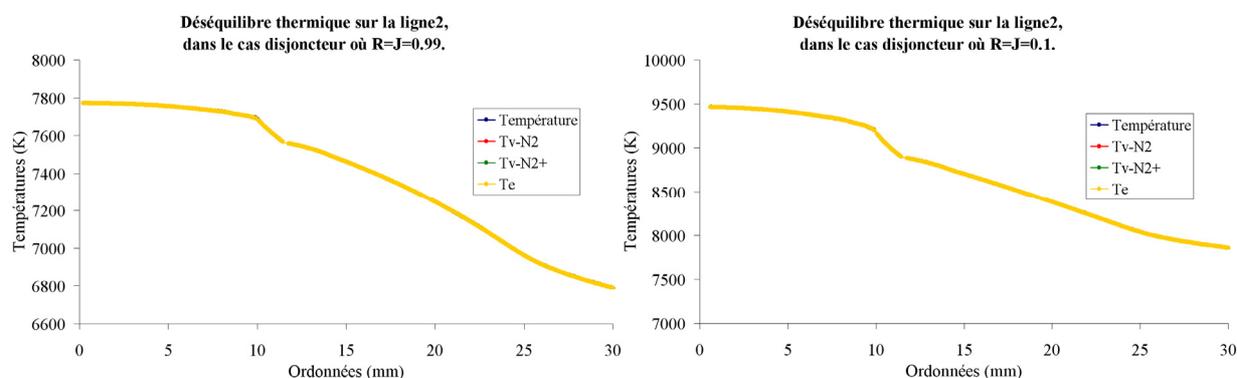


Figure 135 : Déséquilibre thermique sur la ligne 2 (cheminée), dans les cas disjoncteur où  $R=J=0.99$  et où  $R=J=0.1$ .

Enfin, pour ce qui est de la composition chimique, elle suit également les variations de la température. Ainsi, dans les régions « chaudes » telles que la zone d'arc ou encore le tube d'échappement, les particules chargées sont présentes en grand nombre. En s'éloignant de l'arc électrique, la température diminue et donc  $N_2$  et  $N$  deviennent les espèces prédominantes.

### V.6.1.3. Conclusion.

Diminuer R et J (avec  $R=J$ ) revient à diminuer la quantité des termes sources que l'on attribue directement au mode électronique en faveur des modes

de translation et de rotation. En procédant de la sorte, on augmente la quantité d'énergie donnée aux modes de translation et de rotation, impliquant ainsi une augmentation de la température de translation et de rotation  $T$ . Cette température conditionne le calcul de l'effet Joule, du rayonnement et de la composition chimique. En augmentant cette température, on décompose donc plus le  $N_2$  en  $N$ , puis en  $N^+$  et en électrons.  $N_2^+$  reste généralement en minorité. Cette augmentation des électrons permet une homogénéisation des différents modes de stockage des énergies plus facile et donc une diminution du déséquilibre thermique. Diminuer  $R$  et  $J$  au maximum revient donc à simuler le cas le plus contraignant pour la coupure, ainsi que le cas où l'on trouvera le moins facilement de déséquilibre thermique. Dans l'étude précédente sur le déséquilibre thermique, bien que nous soyons déjà dans un cas favorable au déséquilibre thermique ( $R$  et  $J$  élevés), nous avons vu qu'il était faible dans une application disjoncteur électrique haute tension. Avec notre modèle actuel, il ne semble donc pas nécessaire de considérer le déséquilibre thermique pour simuler correctement l'écoulement dans la chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension.

#### V.6.2. Influence de la distribution du terme source d'effet Joule ( $J$ ) dans les différentes équations d'évolution des énergies.

Nous avons voulu observer l'influence du positionnement de l'effet Joule seul dans les équations d'évolution des énergies. Pour cela, nous avons simulé avec chaque géométrie précédente, quatre cas différents dans lesquels  $R$  (pourcentage du terme source de rayonnement attribué au mode électronique) est égal à 0.9 et où on a fait varier  $J$  (pourcentage du terme source d'effet Joule attribué au mode électronique) de 0.1 à 0.99, en passant par 0.5 et 0.9.

##### V.6.2.1. Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.

Nous avons donc, de nouveau, débuté cette étude sur l'influence de  $J$  avec la configuration de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques, dans les cas ouvert et fermé par une enceinte adiabatique. Comme nous pouvions nous y attendre, dans cette configuration, l'influence de  $J$  seul a la même influence sur les résultats que celle de  $J$  et de  $R$  lorsque  $J=R$ . En effet, comme nous l'avons déjà dit, le bilan des termes sources de l'arc électrique (effet Joule – rayonnement) est généralement positif car l'effet Joule est généralement supérieur au rayonnement en valeur absolue. Ainsi, comme l'effet Joule est également positif, modifier  $J$  en fixant  $R$  a la même influence que modifier  $R$  et  $J$  en même temps. En diminuant  $J$ , c'est-à-dire en réduisant la quantité du terme d'effet Joule distribuée directement au mode électronique, on augmente la quantité d'énergie distribuée aux modes de translation et de rotation. La température de translation et de rotation  $T$  augmente donc à son tour. C'est ce que nous pouvons observer au centre de l'arc électrique (figure 136), aussi bien dans le cas ouvert que dans le cas fermé. Sur cette

même figure 136, nous pouvons toujours remarquer dans le cas ouvert, l'écart important de température entre le cas où  $J=0.9$  et celui où  $J=0.99$ .

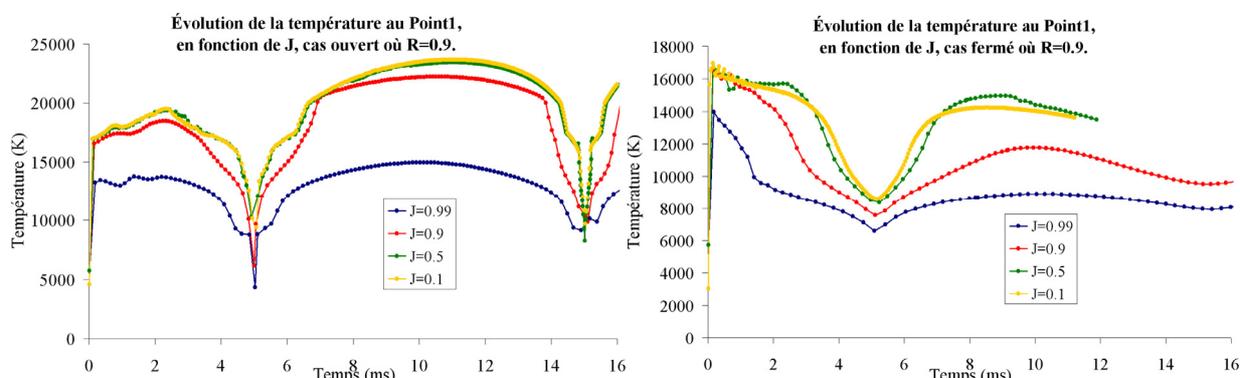


Figure 136 : Évolution de la température de translation/rotation  $T$  en fonction de  $J$ , avec  $R=0.9$ , au point 1, dans les cas ouvert et fermé.

Les températures dans l'arc étant plus élevées dans les cas où  $J$  est important, il est donc normal d'obtenir des températures au voisinage de l'arc plus importantes (figure 137, point 4).

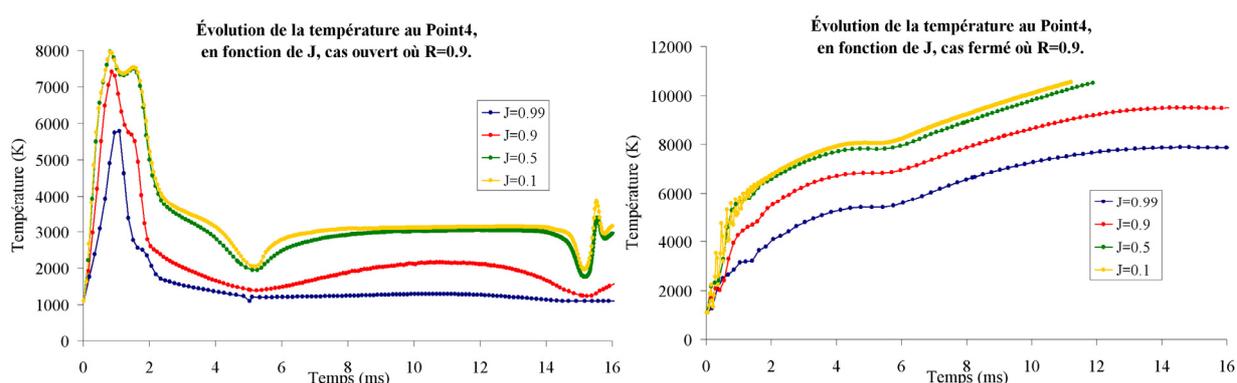


Figure 137 : Évolution de la température de translation/rotation  $T$  en fonction de  $J$ , avec  $R=0.9$ , au point 4, dans les cas ouvert et fermé.

En ce qui concerne les gradients de température au sein de la colonne d'arc, le comportement en fonction de  $J$  avec  $R=0.9$  est similaire au comportement en fonction de  $J$  et de  $R$  lorsque  $J=R$ . Ainsi, dans le cas ouvert, en diminuant  $J$ , les températures de translation/rotation  $T$  présentes dans l'arc électrique s'homogénéisent aux points 1, 2 et 3. En revanche, dans le cas fermé, c'est l'inverse qui se produit : en diminuant  $J$ , les gradients de température entre l'intérieur de l'arc électrique et son bord augmentent. Nous avons vérifié que les raisons de ce comportement sont identiques à celles déjà énoncées précédemment. Dans le cas ouvert, en raison des températures atteintes, nous observons une prédominance de  $N^+$  et des électrons, dans les phases de forts courants électriques. Ces espèces deviennent de plus en plus prédominantes en augmentant la température de translation/rotation  $T$ , donc en diminuant  $J$ . Dans le cas fermé, les températures atteintes ne sont toujours pas suffisantes pour que les électrons et  $N^+$  deviennent prédominants dans la zone d'arc.

Partie V : Résultats.

Enfin, en ce qui concerne le déséquilibre thermique, nous avons vérifié que, dans le cas fermé, modifier J ne permettait pas de le faire apparaître dans le domaine d'étude. Dans le cas ouvert, nous retrouvons encore une fois la même influence de J que celle de R et J trouvée dans le cas où  $R=J$ . Nous avons même augmenté légèrement ce déséquilibre au point 4 dans le cas où  $R=0.9$  et  $J=0.99$  (figure 138).

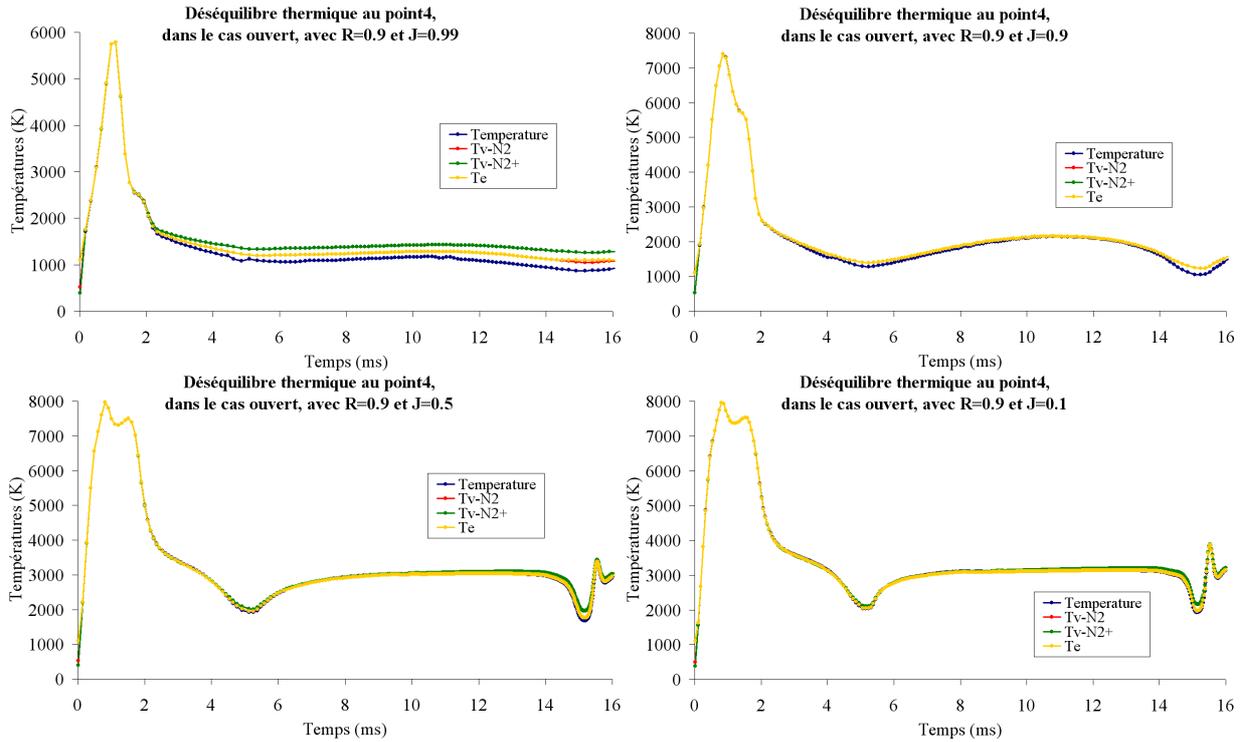


Figure 138 : Déséquilibre thermique en fonction de J, au point 4, dans le cas ouvert, avec  $R=0.9$ .

Sur les figures 139 et 140, nous avons tracé les profils des différentes températures sur l'axe médian, à 15 ms, pour les cas ouvert (figure 139) et fermé (figure 140), avec des valeurs de J extrêmes (0.1 et 0.99).

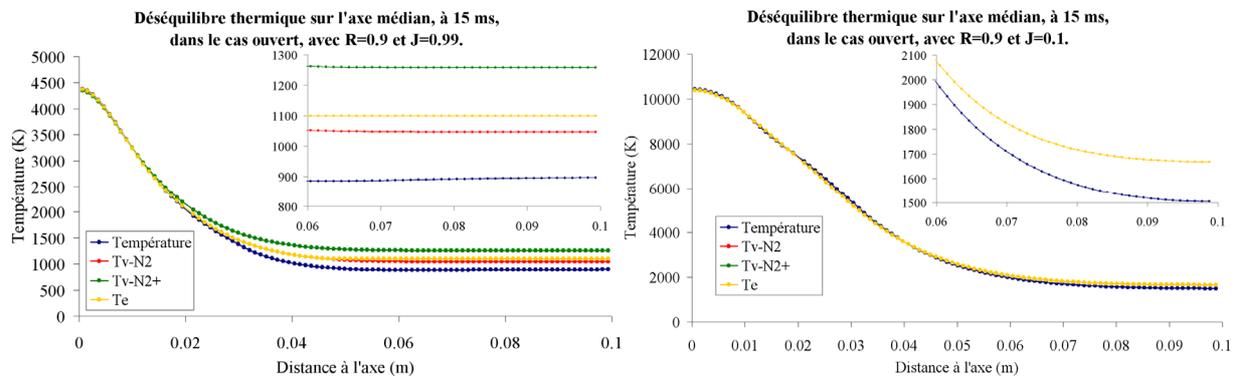


Figure 139 : Déséquilibre thermique en fonction de R, sur l'axe médian de l'arc électrique, dans le cas ouvert, avec  $J=0.9$ , à 15 ms.

Dans le cas ouvert (figure 139), à 15 ms, nous pouvons observer un très léger déséquilibre dans la zone d'arc et un autre dans le voisinage de l'arc électrique. Bien que l'on ait dit qu'en diminuant  $J$ , on diminuait également le déséquilibre dans le temps, on s'aperçoit qu'au zéro du courant, ce déséquilibre se fait important aussi bien dans le cas où  $J=0.99$  que dans celui où  $J=0.1$ . Avec la chute de température, la densité électronique chute également au profit des recombinaisons de  $N_2$ . Comme les variations sont très fortes et brusques, il devient alors difficile de tout homogénéiser dans le domaine d'étude, en raison de la quantité d'électrons présents plus faible.

Enfin, sur la figure 140, nous vérifions bien qu'aucun déséquilibre thermique n'est apparent dans le cas fermé sur la section médiane de l'arc électrique, à 15 ms. Il reste trop de particules dans le domaine d'étude qui parviennent à s'homogénéiser rapidement.

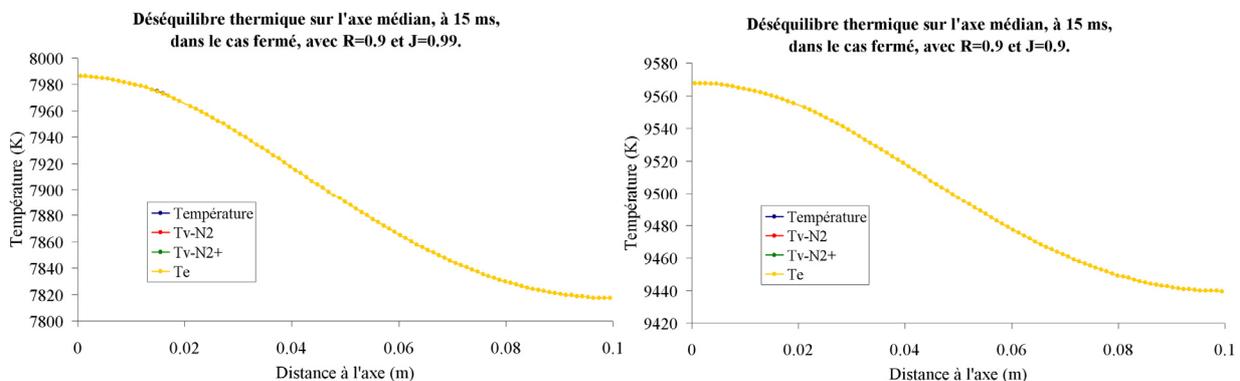


Figure 140 : Déséquilibre thermique en fonction de  $R$ , sur l'axe médian de l'arc électrique, dans le cas fermé, avec  $J=0.9$ , à 15 ms.

### V.6.2.2. Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension.

Comme nous obtenons quasiment les mêmes courbes que celles obtenues précédemment dans l'étude en disjoncteur complet sur l'étude de l'influence de  $R$  et de  $J$ , lorsque  $R=J$ , nous n'allons pas rajouter de courbes qui n'apportent rien à l'étude. Précisons simplement que comme le terme source d'effet Joule est généralement plus important que le terme de rayonnement, les influences de  $J$  vont donc dans le même sens que celles de  $R$  et de  $J$ , lorsque  $R=J$ .

### V.6.3. Influence de la distribution du terme source de rayonnement ( $R$ ) dans les différentes équations d'évolution des énergies.

Maintenant que nous avons étudié l'influence de  $J$ , nous allons également très rapidement vérifier l'influence de  $R$  seul. Nous ne rentrerons pas dans les détails puisque finalement les résultats sont cohérents avec ce qui a été dit précédemment. Lorsque l'on augmente  $R$ , on augmente en réalité la quantité de rayonnement subit directement par le mode électronique au détriment des

modes de translation et de rotation. Autrement dit, on augmente la quantité d'énergie perdue par rayonnement dans le mode électronique et on la diminue dans les modes de translation et de rotation. Dans ce cas, la température de translation/rotation  $T$  augmente. C'est ce qui est observable dans les zones d'arc et dans leurs voisinages.

### V.6.3.1. Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.

Dans le cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques, la remarque précédente sur le comportement des températures est moins visible dans le cas fermé que dans le cas ouvert car en dessous de 13000 K, le rayonnement est faible par rapport à l'effet Joule (figure 141). Ainsi, avec les températures atteintes, dans le cas fermé, le rayonnement reste faible dans tous les cas et donc l'influence de  $R$  sur les résultats est faible. Pour les mêmes raisons, dans le cas ouvert, nous pouvons observer que les différences de températures générées par les différentes valeurs de  $R$  sont plus faibles que dans les études précédentes.

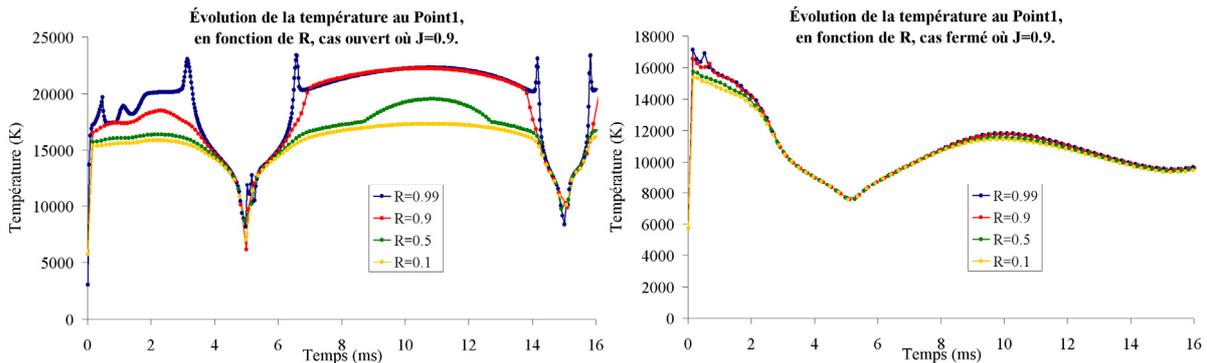


Figure 141 : Évolution de la température de translation/rotation  $T$  en fonction de  $R$ , avec  $J=0.9$ , au point 1, dans les cas ouvert et fermé.

En ce qui concerne le déséquilibre thermique (figure 142), nous vérifions que  $R$  n'a qu'une très faible influence. Ce résultat est cohérent étant donné que  $R$  a une influence plus faible que  $J$  qui, comme nous l'avons vu précédemment, a une influence faible sur le déséquilibre thermique.

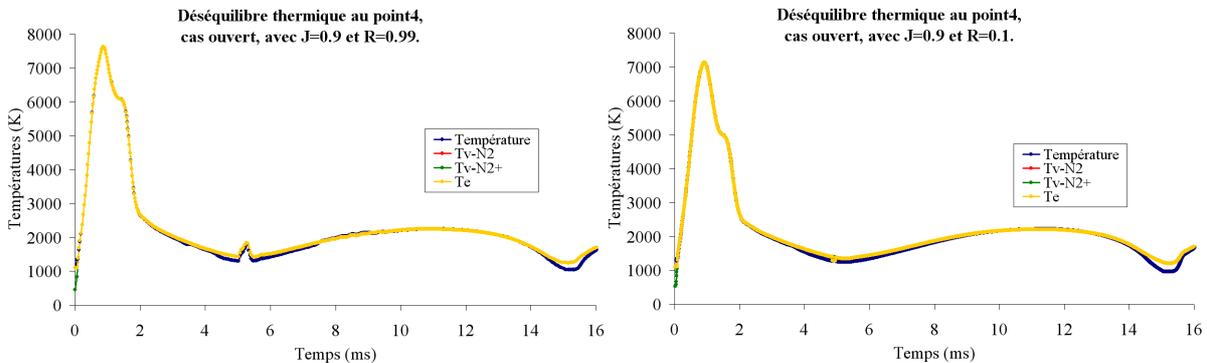


Figure 142 : Déséquilibre thermique en fonction de  $R$ , au point 4, dans le cas ouvert, avec  $J=0.9$ .

### V.6.3.2. Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension.

Enfin considérons le cas qui nous intéresse le plus : l'arc électrique dans la chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. L'influence de R sur le comportement des propriétés thermodynamiques est plus importante que dans le cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques enfermés dans une enceinte adiabatique et légèrement moins importante que dans le cas où on enlève l'enceinte adiabatique. La raison est simplement que les valeurs de densité, température et pression dans la zone d'arc (figure 143, point 3) sont toujours comprises entre ces deux cas un peu extrêmes.

Le cas ouvert est un cas qui a des densités et des pressions basses : environ  $0.0026 \text{ kg/m}^3$  et 0.6 bar, à 9 ms, au point 1. Au contraire, le cas fermé a une densité et une pression très importantes : environ  $0.87 \text{ kg/m}^3$  et 58 bar, lorsque  $R=J=0.9$ , à 9 ms, au point 1. Dans le cas présent, la densité vaut environ  $0.75 \text{ kg/m}^3$  dans la zone d'arc, au point 3. La pression se situe autour de 12 bar.

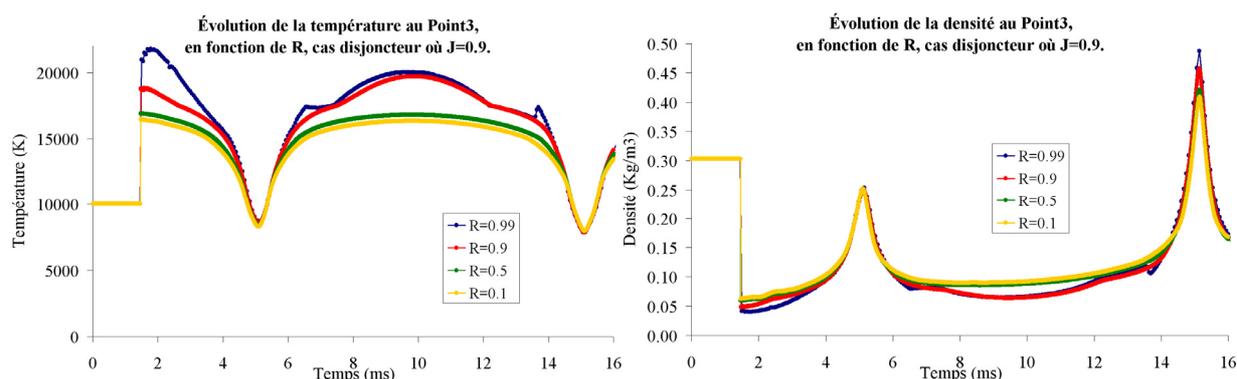


Figure 143 : Évolution de la température et de la densité au point 3 (zone d'arc) dans le cas disjoncteur, avec  $J=0.9$ .

Ainsi, sur les figures 143 et 144, nous observons bien une augmentation de la température de translation/rotation T avec une augmentation de R. Nous pouvons observer que cette augmentation de la température est valable dans tout le domaine d'étude. Comme la température de l'arc électrique augmente, celle de son voisinage augmente alors aussi. De même, nous pouvons observer que dans la zone d'arc (figure 143), cette température de translation/rotation T augmente uniquement dans les phases de forts courants électriques. Vers les zéros du courant, la température chute et devient inférieure à 12000 K, diminuant ainsi le rayonnement. Dans ce cas, on comprend bien qu'appliquer directement au mode électronique plus ou moins de rayonnement qui est en très faible quantité n'a quasiment pas d'influence sur les résultats.

## Partie V : Résultats.

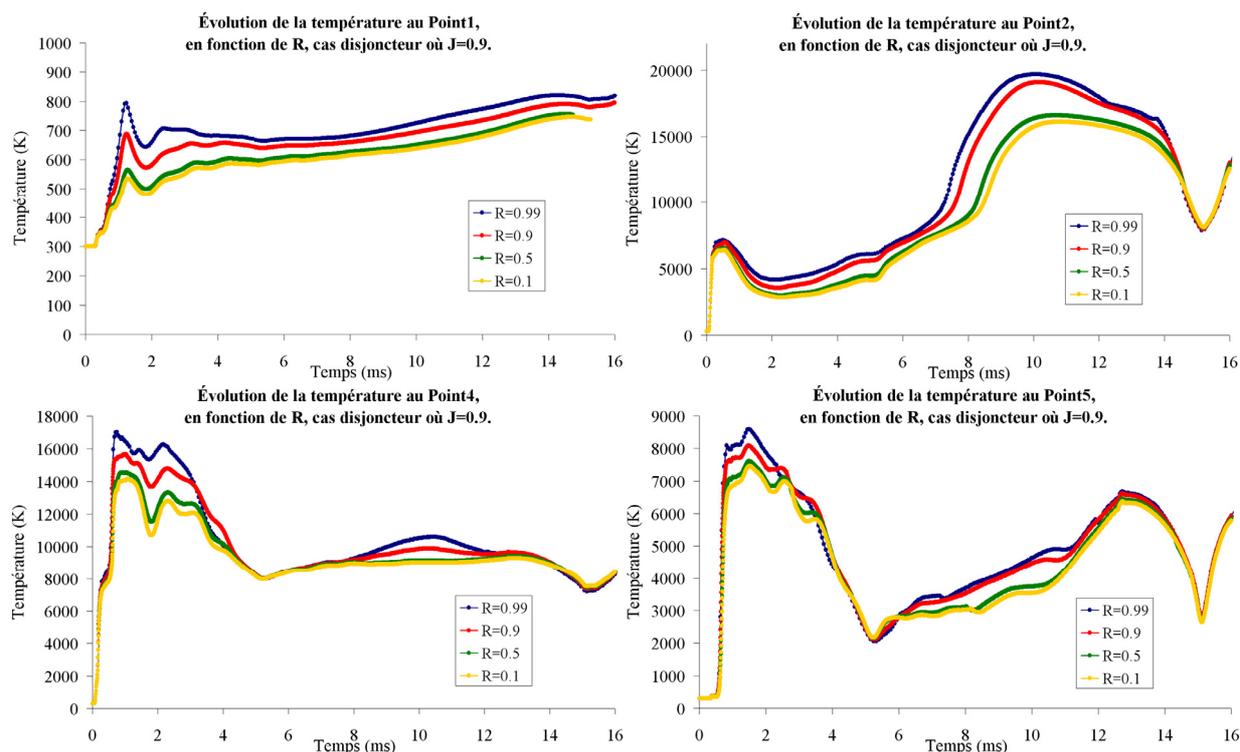


Figure 144 : Évolution de la température en fonction de  $R$  dans le cas disjoncteur avec  $J=0.9$ , dans le volume d'expansion (point 1), dans le tube d'échappement (point 2), dans la cheminée (point 4) et dans le divergent de la tuyère (point 5).

En ce qui concerne enfin le déséquilibre thermique, nous en avons trouvé principalement dans le volume d'expansion et dans le volume fixe. Nous avons donc regardé ce qui se passait aux points 1 (volume d'expansion, figure 146) et 5 (divergent de la tuyère, figure 145).

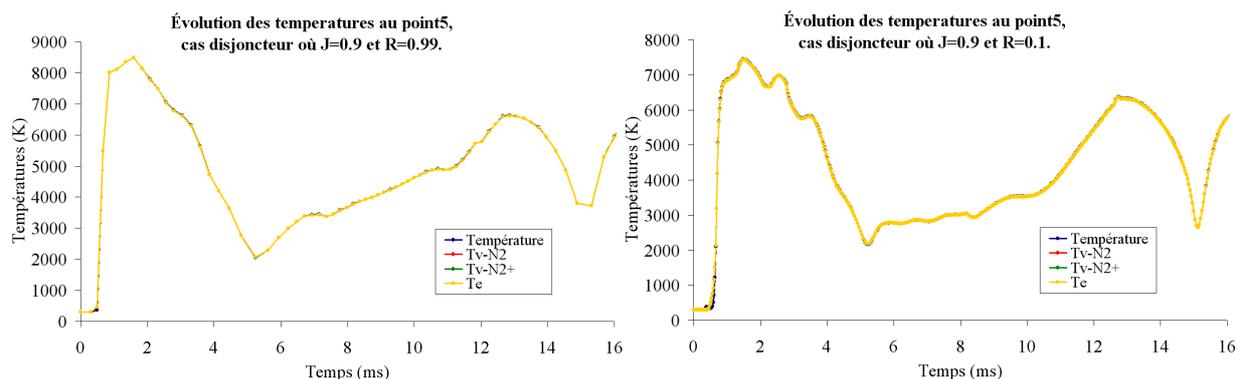


Figure 145 : Déséquilibre thermique au point 5 (divergent de la tuyère) dans le cas disjoncteur, avec  $J=0.9$ .

Nous ne pouvons pas vraiment conclure quand à l'évolution du déséquilibre thermique au point 5 (figure 145). En revanche, dans le volume d'expansion (figure 146, point 1 et figure 147), nous pouvons voir une augmentation du déséquilibre thermique avec une chute de  $R$ . En effet, à 16 ms, dans le cas où  $R=0.99$ , la température de translation/rotation  $T$  vaut 818 K et celle de vibration

du  $N_2^+$   $T_{Vib-N_2^+}$  est égale à 1090 K. Le déséquilibre thermique vaut donc environ 25%. Dans le cas où  $R=0.1$ , toujours à 16 ms, la température  $T$  vaut 754 K alors que la température de vibration du  $N_2^+$   $T_{Vib-N_2^+}$  est égale à 1076 K. Dans ce cas, le déséquilibre thermique vaut donc environ 30%.

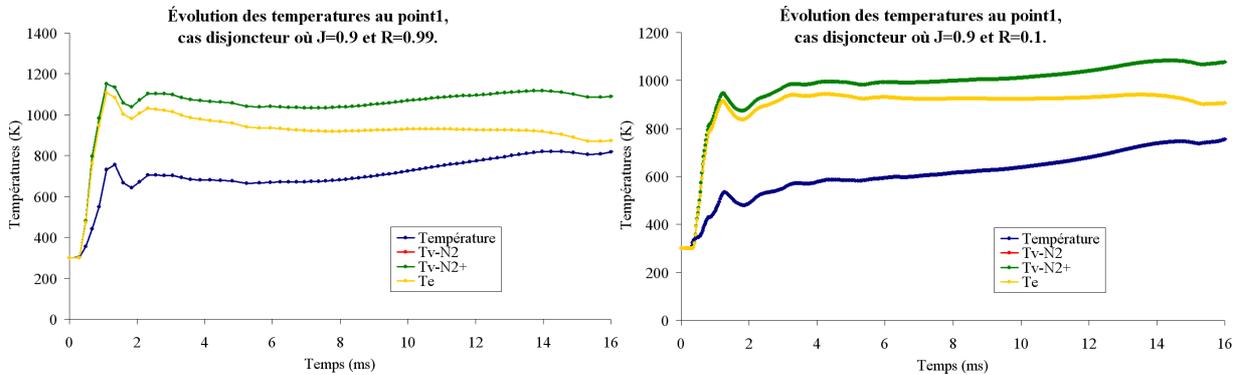


Figure 146 : Déséquilibre thermique au point 1 (volume d'expansion) dans le cas disjoncteur, avec  $J=0.9$ .

Cette dernière constatation va bien dans le même sens que ce qui a été dit sur l'influence de  $J$ . En augmentant  $R$ , on augmente la température  $T$  qui gère la cinétique chimique. De ce fait, les particules de  $N_2$  se décomposent et s'ionisent donc plus et les électrons générés sont alors plus nombreux dans le milieu. Ayant des quantités d'électrons plus importants, une meilleure homogénéisation des particules s'effectue et donc une diminution du déséquilibre thermique est opérée.

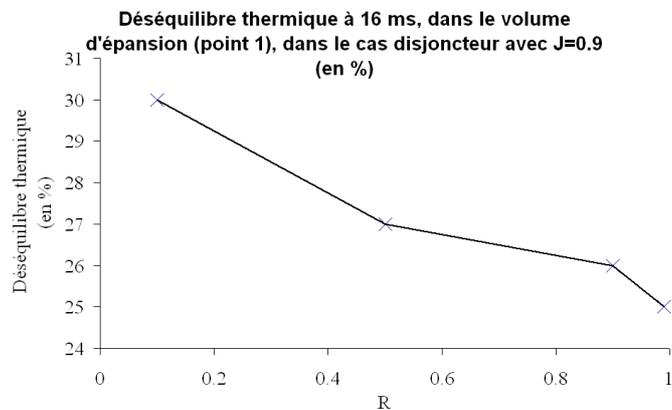


Figure 147 : Déséquilibre thermique en fonction de  $R$  dans le cas disjoncteur.

## V.7. Influence des densités électroniques sur le déséquilibre thermique.

Nous voulons enfin observer l'influence que peut avoir le nombre d'électrons dans l'écoulement présents dans une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension, au moment de la coupure, sur l'écoulement lui-même et sur le déséquilibre thermique. En effet, comme nous l'avons déjà dit, il existe de nombreux modèles cinétiques chimiques du  $N_2$  dans la littérature et ces modèles cinétiques ont une influence importante sur les résultats. Nous voulons

## Partie V : Résultats.

simplement vérifier que ce qui a été dit en utilisant notre modèle cinétique chimique est vérifié avec d'autres cinétiques chimiques.

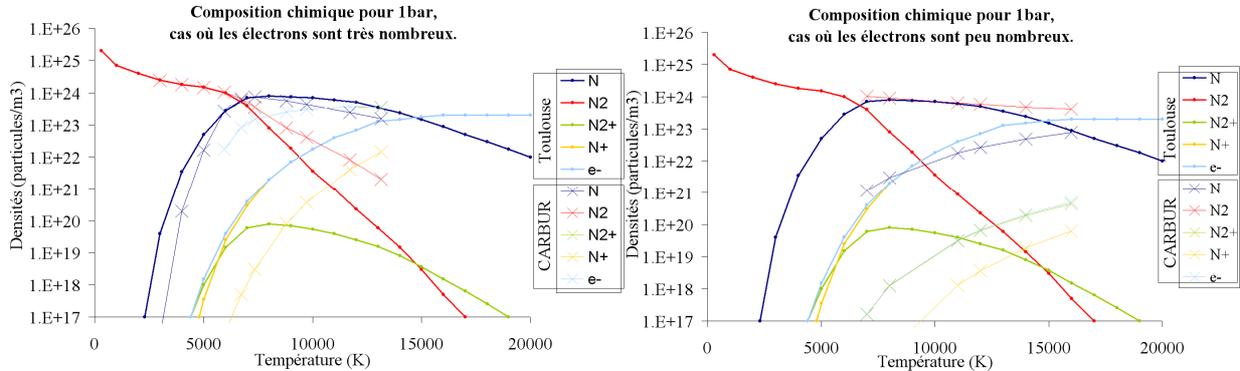


Figure 148 : Composition chimique à l'équilibre à 1 bar, obtenue avec les deux modèles cinétiques chimiques, pour l'étude de l'influence de la présence plus ou moins importante des électrons sur l'écoulement et le déséquilibre thermique (source : courbe du laboratoire Laplace).

Pour cela, nous avons pris deux cas extrêmes. Avec un premier modèle cinétique chimique, nous avons obtenu beaucoup d'électrons à l'équilibre, pour une pression de 1 bar. Avec un second, c'est l'inverse. La quantité des particules chargées et donc des électrons dans le milieu est très basse à l'équilibre, pour une pression de 1 bar (figure 148). Nous avons repris les cas d'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes, entouré d'une enceinte adiabatique ou libre, et d'arc électrique dans une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension.

### V.7.1. Cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques.

Nous vérifions bien sur la figure 149 qu'aussi bien dans le cas d'une géométrie ouverte que dans le cas d'une géométrie fermée, la hiérarchie des seuils d'électrons est respectée : bien que la température soit quasiment identique au point 1 dans les trois simulations réalisées (figure 150), le cas où les électrons sont nombreux et celui utilisé dans cette thèse génèrent plus d'électrons que le cas qui en crée normalement peu.

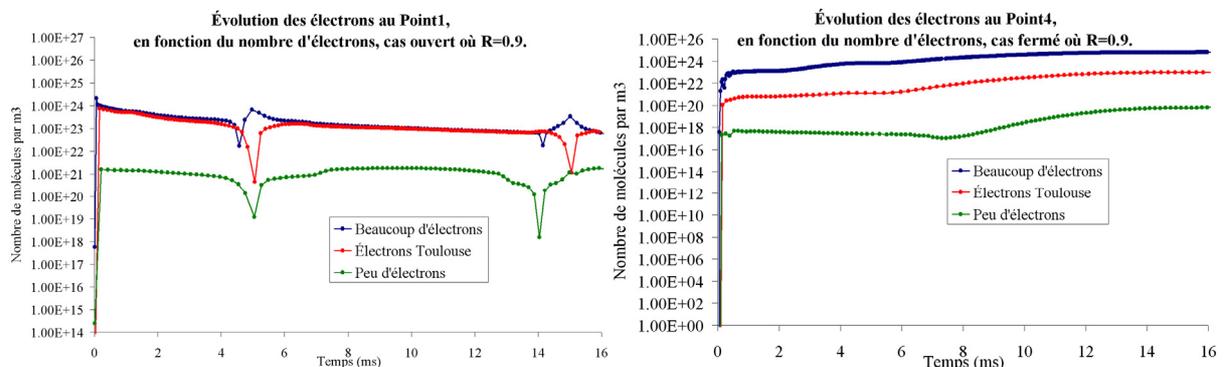


Figure 149 : Évolution de la quantité des électrons dans la zone d'arc (point 1) et dans son voisinage (point 4), dans les cas ouvert et fermé, selon la cinétique chimique utilisée.

Partie V : Résultats.

Sur la figure 150, nous pouvons remarquer qu'au voisinage de la colonne positive, au point 4, moins les électrons sont présents, moins la température augmente. Plus les électrons sont générés, plus le milieu est constitué de particules légères qui se déplacent facilement et qui parviennent donc à quitter la zone d'arc, puis le domaine d'étude. Les densités restent légèrement supérieures dans le cas avec peu d'électrons (figure 151). Ces électrons emportent avec eux une quantité d'énergie et font donc augmenter les températures dans les endroits où ils passent.

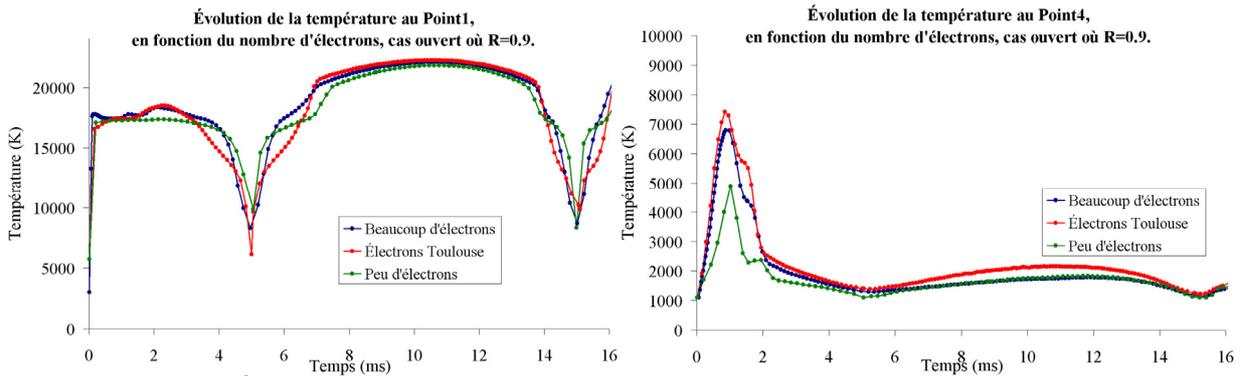


Figure 150 : Évolution de la température dans la zone d'arc (point 1) et dans son voisinage (point 4), dans les cas ouvert, selon la cinétique chimique utilisée.

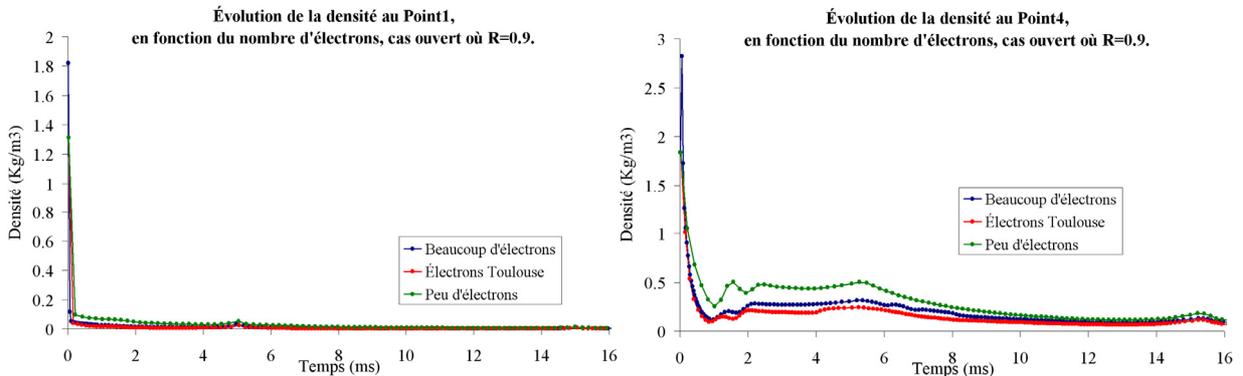


Figure 151 : Évolution de la densité dans la zone d'arc (point 1) et dans son voisinage (point 4), dans les cas ouvert, selon la cinétique chimique utilisée.

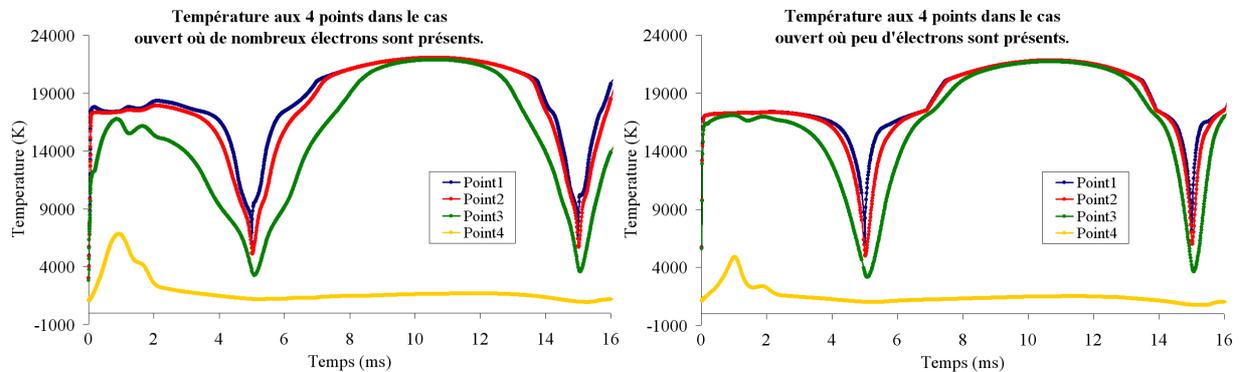


Figure 152 : Évolution de la température de translation/rotation  $T$  aux 4 points en fonction des densités électroniques présentes dans le domaine d'étude, dans le cas ouvert.

## Partie V : Résultats.

En ce qui concerne les gradients de température dans la zone d'arc, ils semblent légèrement se réduire en diminuant le nombre d'électrons. Dans le cas où beaucoup d'électrons sont présents, comme plus d'électrons s'écoulent vers l'extérieur de la zone d'arc et viennent chauffer le voisinage de l'arc, une partie de la bordure de l'arc électrique fournit cette énergie et donc se refroidit légèrement (figure 152).

Enfin, pour ce qui est du déséquilibre thermique, nous pouvons observer que la quantité d'électrons générés par le modèle cinétique a une influence sur le déséquilibre, mais elle ne le crée, ni ne le fait disparaître totalement. En effet, dans le cas ouvert (figure 153), le déséquilibre est toujours présent dans le voisinage de l'arc à partir de 2 ms comme nous l'avons déjà vu précédemment. Il est également observable au point 1, dans l'arc électrique, au moment des zéros du courant. Ce déséquilibre thermique croît lorsque la quantité des électrons diminue. Plus les électrons sont présents dans le domaine d'étude, plus les particules qui le constituent parviennent à équilibrer leurs différents niveaux d'énergie : à 15 ms, ce déséquilibre est d'environ 16.6 % lorsque les électrons sont nombreux contre environ 39.9 % lorsque les densités électroniques sont beaucoup plus basses.

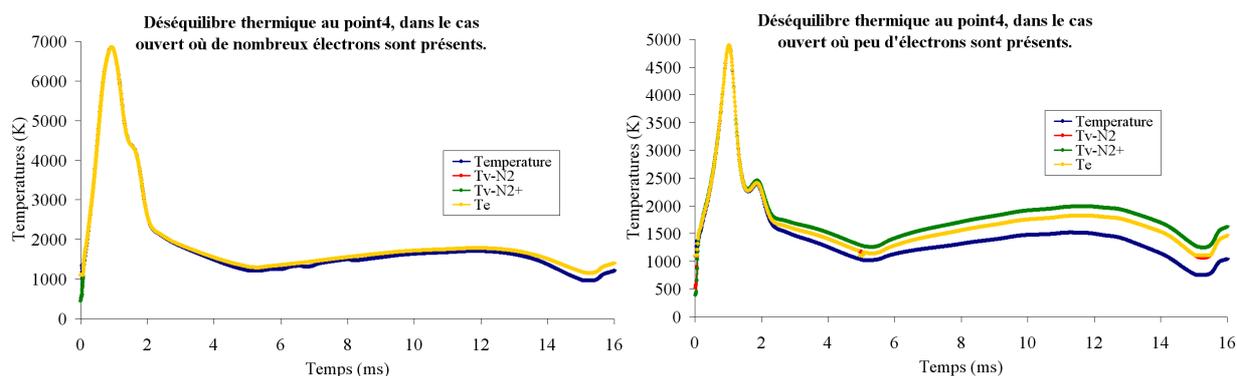


Figure 153 : Déséquilibre thermique au point 4 en fonction du temps et de la quantité d'électrons présents dans le domaine d'étude, dans le cas ouvert de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes.

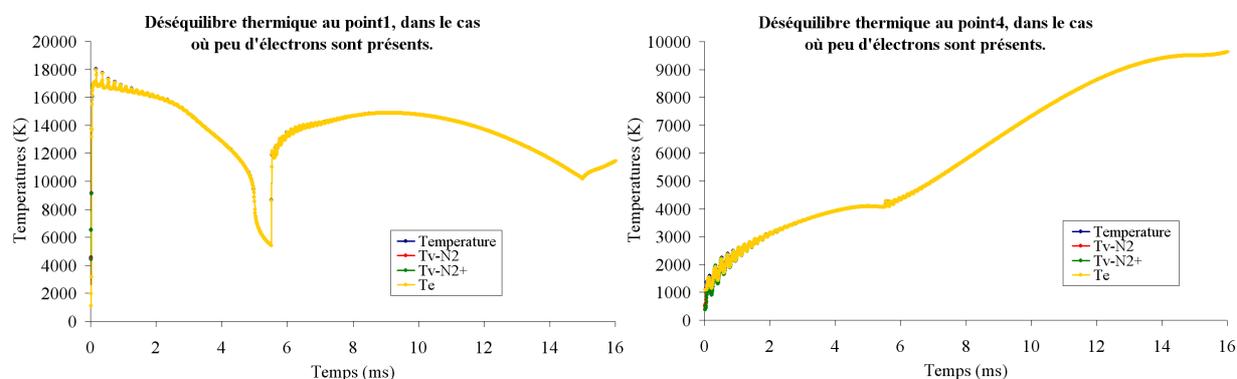


Figure 154 : Déséquilibre thermique au point 4 en fonction du temps et de la quantité d'électrons présents dans le domaine d'étude, dans le cas fermé de l'arc électrique entre deux électrodes adiabatiques fixes.

En revanche, dans le cas fermé, qu'il y ait beaucoup ou peu d'électrons, rien ne change. Comme tout tend à s'homogénéiser, le déséquilibre thermique n'apparaît pas même en diminuant la quantité d'électrons dans le domaine d'étude (figure 154).

Nous pouvons donc en conclure que dans les cas de l'arc électrique entre deux électrodes fixes, les valeurs d'énergie ont une faible influence sur l'écoulement et sur le déséquilibre thermique. Cette influence ne change pas radicalement tout ce qui a été dit tout au long de cette cinquième partie. Pour vérifier ce qui vient d'être dit dans l'application qui nous intéresse, nous allons maintenant étudier l'influence des électrons dans le cas d'un disjoncteur électrique haute tension.

### V.7.2. Configuration d'une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension.

Le cas disjoncteur électrique est une nouvelle fois un cas intermédiaire aux deux cas d'arcs électriques entre des électrodes adiabatiques fixes simulés précédemment. En effet, dans la zone d'arc, nous avons bien vérifié que nous avons des températures similaires et que la hiérarchie des densités électroniques était respectée : dans le cas avec une cinétique chimique générant de nombreux électrons, le capteur numérique 3 mesure plus d'électrons que celui du cas simulé avec la cinétique ayant de faibles densités électroniques (figure 155). Ainsi, nous vérifions bien que la cinétique chimique influence beaucoup les résultats, mais qu'elle ne change pas les conclusions et les remarques que nous avons faites précédemment.

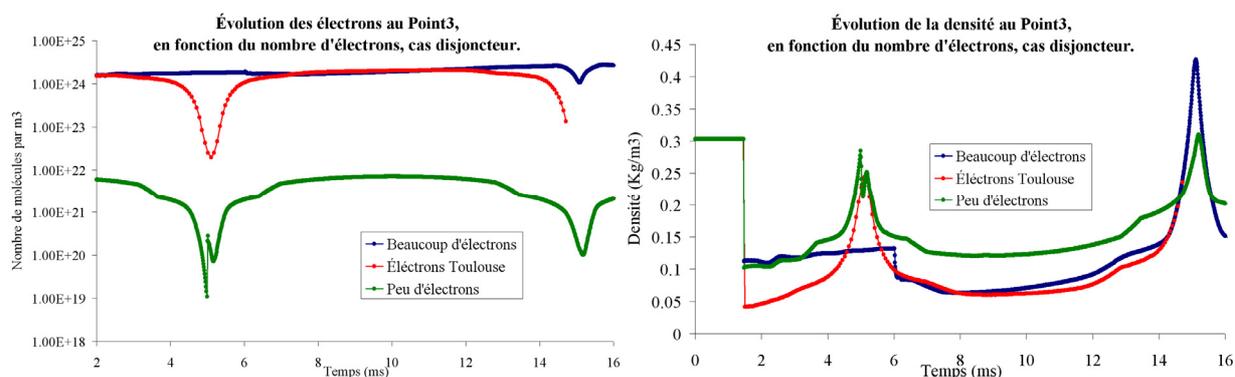


Figure 155 : Évolution de la densité et de la quantité d'électrons au point 3 (zone d'arc), dans le cas disjoncteur.

Sur cette même figure, nous pouvons observer que dans les cas où nous avons plus d'électrons, les particules présentes sont plus mobiles et légères : la densité est alors plus faible dans les phases où les particules fuient la zone d'arc. En revanche, vers 15 ms, au zéro du courant, nous pouvons observer que plus de particules parviennent à revenir dans la zone d'arc lorsque les densités électroniques sont plus élevées.

Enfin en ce qui concerne le déséquilibre thermique, nous en trouvons toujours en grande quantité dans le volume d'expansion (figure 156). Bien qu'il soit en quantité moins importante, on en trouve également dans tous les cas dans le divergent de la tuyère, au point 5. En augmentant les densités électroniques, on diminue toujours le déséquilibre thermique dans le volume d'expansion.

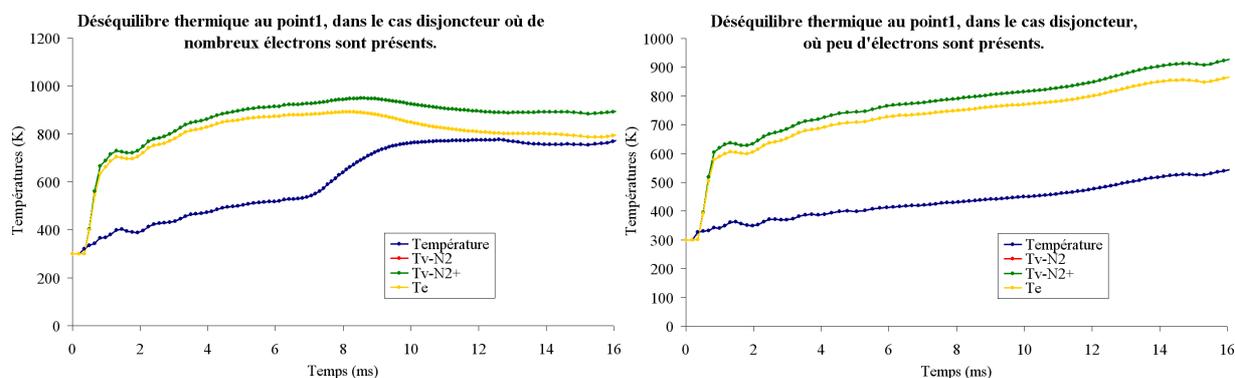


Figure 156 : Déséquilibre thermique dans le volume d'expansion (point 1).

## V.8. Conclusion.

Au cours de cette dernière partie, nous avons présenté les résultats que nous avons obtenus avec CARBUR sur les écoulements du gaz présent dans la chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension, au moment de l'ouverture des contacts. Les simulations ont été réalisées avec du  $N_2$  et du  $SF_6$  pour un courant électrique sinusoïdal de fréquence 50 Hz et d'une valeur maximale de 90 kA. Trois géométries ont été simulées selon les études : un arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques dans une enceinte adiabatique ou libre et un arc électrique dans une chambre de coupure de disjoncteur électrique haute tension.

Au total, six études différentes ont été réalisées. Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence de la forme du bout des électrodes rondes ou carrées. Il ressort de ces simulations qu'avec ces quantités d'énergie injectée dans la zone d'arc, les différences sur l'écoulement générées par la forme de l'électrode sont faibles. Elles sont principalement observables au début des simulations, lorsque l'électrode obstrue encore le col de la tuyère. L'électrode arrondie facilite l'écoulement : un peu plus de particules parviennent à quitter la zone d'arc pour atteindre la cheminée et le divergent de la tuyère. Quant à la conclusion sur l'intérêt de simuler avec une électrode arrondie par rapport à une électrode carrée, nous pouvons simplement dire que pour les quantités d'énergie atteintes, l'intérêt n'est pas vraiment mis en évidence.

Ensuite, dans un deuxième temps, nous avons voulu observer quelle influence avait la résolution des équations de Navier-Stokes par rapport à celles d'Euler. N'ayant pas un maillage suffisamment fin, nous n'avons pas observé de couche limite sur les bords, mais nous avons quand même pu vérifier l'influence de la viscosité et de la conductivité thermique. En considérant ces deux aspects, les

particules semblent se déplacer plus difficilement dans les petits canaux en raison de la viscosité mais la chaleur dans la zone d'arc est évacuée plus facilement grâce à la conductivité thermique. Là encore, il est difficile de conclure pour savoir quel cas correspond au cas le plus sévère pour la coupure.

Une troisième étude a été réalisée sur la nature du gaz utilisé dans la chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. Trois gaz ont été testés : le  $\text{CO}_2$ , le  $\text{N}_2$  et le  $\text{SF}_6$ . Il ressort de cette étude que la nature du gaz a une réelle influence sur l'écoulement présent à l'intérieur des chambres de coupure des disjoncteurs électriques haute tension. Le  $\text{N}_2$  est le gaz qui possède les moins bonnes propriétés thermodynamiques entre les deux électrodes au zéro du courant pour la coupure. Au contraire le  $\text{SF}_6$  est le gaz qui permettra la meilleure coupure en raison de sa densité importante.

La quatrième étude porte sur le déséquilibre thermique. À partir de là, les simulations ont été réalisées avec du  $\text{N}_2$ , en prenant en compte la cinétique chimique et le déséquilibre thermique. Nous avons pu constater que dans le cas ouvert, où les particules peuvent s'échapper, du déséquilibre thermique est observable en bordure de l'arc électrique et dans son voisinage. En revanche, en fermant l'enceinte, les particules ne peuvent plus s'enfuir et elles sont alors confinées. Dans ce cas, la densité est importante et elles ont le temps de s'homogénéiser les unes avec les autres. Avec l'énergie injectée dans la zone d'arc par effet Joule, la température augmente, ainsi que la pression dans tout le domaine d'étude. Au bout de 15 ms, les propriétés thermodynamiques tendent à être homogènes dans tout le domaine d'étude et aucun déséquilibre n'est alors observable. Le cas disjoncteur est un compromis entre ces deux cas extrêmes. Ainsi, dans les régions chaudes et confinées de l'arc électrique et dans son voisinage, aucun déséquilibre n'est vraiment observable. En revanche, dans les régions plus éloignées telles que le volume d'expansion ou encore le volume fixe du déséquilibre est constaté. Les modes de vibrations de  $\text{N}_2$ , de  $\text{N}_2^+$  et le mode électronique mettent plus de temps pour se relaxer que le mode de translation et de rotation. En conclusion de cette étude, il ressort qu'il n'est pas nécessaire de prendre en compte le déséquilibre thermique dans les simulations puisque entre les deux électrodes, aucun déséquilibre n'est observable.

Dans une cinquième partie, nous avons voulu observer l'influence du positionnement de la distribution des termes sources de l'arc électrique (effet Joule et rayonnement) dans les différentes équations d'évolution des énergies. Pour cela, nous avons défini deux variables R et J, définissant respectivement le pourcentage du terme source de rayonnement et le pourcentage du terme source d'effet Joule injecté directement dans l'équation d'évolution de l'énergie électronique, au détriment du mode translation/rotation. Comme attendu, nous avons vérifié qu'en augmentant la quantité d'énergie fournie directement au mode électronique, la température de translation/rotation T diminue. Nous avons pu également observer des différences de comportement en fonction de R et de J sur l'homogénéité de la température au sein de la zone d'arc selon que les densités électroniques soient importantes ou non. Enfin, en ce qui concerne le déséquilibre thermique, nous avons pu constater qu'en augmentant la quantité

## Partie V : Résultats.

d'énergie injectée au mode électronique au détriment de la translation et de la rotation, le déséquilibre thermique diminue. De cette étude, nous avons pu vérifier que le positionnement des termes sources dans les équations d'évolution des énergies a un rôle relativement faible sur le déséquilibre. En revanche, ajoutons que lors de notre étude sur le déséquilibre thermique, nous étions déjà dans un cas très favorable au déséquilibre et que donc nous nous sommes assurés qu'il serait difficile d'en observer plus dans le cas d'un disjoncteur électrique haute tension.

Enfin, une sixième et dernière étude a été réalisée pour vérifier et s'assurer que selon le modèle cinétique chimique, les conclusions énoncées précédemment restent valables. Pour cela, nous avons modifié les quantités d'électrons. Nous avons simulé six nouveaux cas avec deux cinétiques chimiques différentes.



# Conclusion.

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés aux simulations numériques utilisées lors de la conception des chambres de coupure de disjoncteurs électriques haute tension. Dans l'optique de concevoir des appareils de plus en plus performants, il devient nécessaire d'affiner encore un peu plus les modèles physiques implémentés dans ces outils numériques. Avec l'augmentation de la puissance de calculs, des aspects physiques jusque là non pris en compte dans la conception de ces chambres de coupures (déséquilibre thermique, turbulence, 3D) sont désormais envisageables. Dans ce travail, nous nous sommes plus particulièrement intéressés au déséquilibre thermique.

Dans une première partie, nous avons expliqué ce qu'était un disjoncteur électrique et la raison d'être d'un tel appareil. Nous avons donné quelques notions générales sur les réseaux électriques, puis nous avons expliqué le principe de fonctionnement des disjoncteurs électriques haute tension à auto-expansion, au SF<sub>6</sub>.

Au cours de la deuxième partie, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'arc électrique qui est généré dans la chambre de coupure au moment de l'ouverture des contacts. Nous avons repris ce qu'était un plasma pour ensuite s'intéresser plus particulièrement aux différentes décharges électriques et surtout aux arcs électriques, avant de discuter de la notion de retour au diélectrique d'un milieu ionisé. Sur ce point, les références [Vac2] et [Rai1] expliquent en profondeur tous ces aspects et vont plus loin.

Ensuite, dans la troisième partie, nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux aspects d'équilibre thermodynamique local et de déséquilibre chimique et thermique. Nous avons présenté CARBUR, le code numérique développé au sein du laboratoire IUSTI qui est capable de simuler des écoulements hyper-enthalpiques, tout en prenant en compte le déséquilibre thermique et la décomposition chimique du milieu. Après une implémentation d'un module d'arc électrique et d'un module d'électrode mobile, c'est avec ce code numérique que nous avons réalisé nos études en déséquilibre thermique. Au cours de cette partie, nous avons présenté les hypothèses que l'on utilise ainsi que ce que l'on peut trouver dans la littérature sur ce sujet particulier.

Dans la partie IV, nous avons présenté les modules d'arc électrique et d'électrode mobile que nous avons implémentés dans CARBUR pour pouvoir simuler un cas disjoncteur électrique haute tension. Au cours de cette partie, nous avons présenté également NS2 qui est un autre code numérique, actuellement utilisé par Siemens T&D, à Grenoble, pour concevoir leurs chambres de coupures. Puis nous avons exposé les différences observées sur des simulations réalisées avec CARBUR et NS2. Ces comparaisons ont été réalisées dans le cas d'un tube à choc, d'un arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques et d'un arc électrique dans une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. D'une manière générale, les écoulements entre NS2 et CARBUR sont similaires mais des différences importantes des valeurs atteintes par les propriétés thermodynamiques calculées sont à souligner. De plus, CARBUR semble favoriser l'écoulement et les échanges thermiques entre l'arc électrique et le gaz présent dans le divergent au détriment de la cheminée. Les principales raisons avancées sont la différence des énergies internes et des capacités calorifiques observées entre NS2 et CARBUR (présentées en partie III), la loi d'état, l'influence des solveurs utilisés, ainsi que les conditions aux limites. Malgré ces différences, nous n'observons pas de comportement aberrant : nous en avons conclu que

CARBUR était capable de simuler un écoulement dans les disjoncteurs électriques haute tension.

Enfin, dans la partie V, nous avons réalisé six études sur les écoulements de gaz dans les disjoncteurs électriques haute tension :

- Nous avons observé que la forme du bout de l'électrode n'a qu'une très faible influence sur les simulations et que donc, actuellement, il n'est pas vraiment nécessaire d'ajouter cette propriété dans NS2 qui simule uniquement des électrodes carrées. De plus, avec l'hypothèse d'électrodes poreuses, on aura toujours une modélisation erronée en bout de l'électrode.
- L'étude sur l'influence de résoudre les équations de Navier-Stokes à la place des équations d'Euler n'a pas permis de trancher définitivement sur la nécessité d'augmenter autant les temps de calcul pour obtenir de tels résultats. En effet, en raison d'une augmentation de l'évacuation de la chaleur de la zone d'arc grâce à la conductivité thermique, accompagnée d'une augmentation de la pression due à la viscosité, il est difficile de conclure quel cas (Navier-Stokes ou Euler) correspond au cas le plus sévère pour la coupure.
- La troisième étude sur la nature du gaz confirme que le  $N_2$  permet d'obtenir des profils de température et de pression entre les deux électrodes beaucoup moins bons que le  $CO_2$  et le  $SF_6$ . C'est le  $SF_6$  qui donne les meilleurs résultats pour la coupure.
- Nous nous sommes alors intéressés au déséquilibre thermique. Pour cela, trois cas au  $N_2$  ont été simulés : l'arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques enfermés dans une enceinte adiabatique, un arc électrique entre deux électrodes fixes adiabatiques libres et un arc électrique entre deux électrodes mobiles dans une chambre de coupure d'un disjoncteur électrique haute tension. Pour réaliser ces simulations, nous avons considéré 5 espèces chimiques ( $N$ ,  $N^+$ ,  $N_2$ ,  $N_2^+$  et les électrons) avec un modèle cinétique à 8 réactions chimiques. De plus, le déséquilibre thermique a été observé en découplant 4 températures différentes :  $T$ ,  $T_{Vib-N_2}$ ,  $T_{Vib-N_2^+}$  et  $T_e$ . Dans les géométries à deux électrodes fixes, nous avons mis en avant l'influence très forte des conditions aux limites du domaine d'étude. Le comportement du gaz change complètement selon que l'arc soit libre ou confiné. Cette étude a permis de montrer l'existence d'un déséquilibre thermique dans le voisinage de l'arc lorsque celui-ci est libre. Ce déséquilibre disparaît lorsque l'arc électrique est confiné. Dans le cas disjoncteur électrique haute tension, les simulations ont montré du déséquilibre thermique dans le volume d'expansion, dans le volume fixe et à la sortie du divergent de la tuyère mais aucun entre les deux électrodes. Pour cette raison, il ne semble donc pas primordial de prendre en compte le déséquilibre thermique pour concevoir les disjoncteurs électriques haute tension. En raison de son emplacement dans la chambre de coupure, le déséquilibre thermique ne semble pas être la raison principale pour expliquer les différences observables entre les résultats numériques actuels et les tests en laboratoire.
- Nous avons enfin vérifié que ni la position des termes sources de l'arc électrique dans les différentes équations d'évolution des énergies, ni la cinétique chimique ne peut changer cette conclusion. Nous avons vérifié qu'en diminuant la quantité d'électrons fournie directement au mode électronique, la température de translation/rotation  $T$  augmente. En augmentant la température, la densité électronique augmente aussi et le déséquilibre s'atténue encore un peu plus.

Au cours de ce travail, de nombreuses questions se sont posées et il serait donc maintenant intéressant d'ajouter des éléments pour pouvoir compléter cette étude. Dans un premier temps, il serait peut-être opportun d'ajouter la prise en compte de la vaporisation des éléments en PTFE (tuyère et fourreau). Pour cela, il faudrait réaliser dans chacune des mailles présentes au bord de la tuyère et du fourreau, un bilan thermique et injecter alors dans le domaine l'étude la quantité de masse de PTFE vaporisée équivalente. Une telle étude nécessiterait de prendre en compte de nouvelles espèces chimiques dans le domaine

d'étude et donc des réactions chimiques supplémentaires. L'intérêt d'une telle étude réside dans la prise en compte de la montée en pression très forte dans le volume d'expansion. Cette montée en pression brusque permet des écoulements plus forts et donc potentiellement l'apparition de déséquilibres. D'un autre côté, cette montée de pression peut avoir pour conséquence la disparition de ce déséquilibre dans le volume d'expansion.

Ensuite, une autre étude pourrait être envisagée et consisterait à ajouter un module de magnéto-hydrodynamique qui permettrait de résoudre les équations de Maxwell afin de calculer les champs électrique et magnétique. De cette façon, nous pourrions ajouter à notre modèle les forces de Laplace. La thèse de Rondot [Ron1] traite de ce type d'étude pour les disjoncteurs basse tension.

Une autre piste à approfondir serait d'utiliser un modèle de rayonnement plus précis afin de mieux déterminer ce terme important et de prendre en compte la réabsorption.

Dans cette étude, nous utilisons du  $N_2$  pour l'étude du déséquilibre. Or, dans les chambres de coupure actuelles, c'est le  $SF_6$  qui est principalement utilisé. Si on veut être plus en accord avec la réalité industrielle, il faudrait donc réaliser les simulations avec du  $SF_6$ . Cependant, deux problèmes majeurs se posent : tout d'abord, un alourdissement très important des calculs ; puis, un manque de disponibilité des données du  $SF_6$ . Enfin, d'autres phénomènes pourraient être encore ajoutés pour étayer cette question tels que la prise en compte de la turbulence ou encore de la 3D.

Ainsi, ce type d'écoulement pose-t-il encore de nombreuses questions à la communauté scientifique. De nombreuses études ont déjà été menées, de nombreuses autres restent à mener, ce qui en fait en outre un domaine riche et attrayant.



# Bibliographie.

## [ Abe1 ]

« Computation and Experiment of Nonequilibrium Nozzle Flow of Arc-Heated Air. » - K.-I. Abe, T. Kameyama, H. Kihara – Journal of thermophysics and heat transfer, Vol. 19, No. 4, ISSN 0887-8722 – Octobre-Décembre 2005.

## [ All1 ]

« Radiation from Hot Nitrogen. » - R.A. Allen, J.C. Camm, J.C. Keck – Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer, Volume 1, Numéro 3-4, ISBN 0022-4073 – Pages 269-277 – 5 Juillet 1961.

## [ All2 ]

« Nonequilibrium Shock Front Rotational, Vibrational and Electronic Temperature Measurements. » - R.A. Allen – Journal of thermophysics and heat transfer, Volume 5, Numéro 3, ISSN 0022-4073 – Pages 511-523 – 1965.

## [ All3 ]

« Écoulement d'air ionisé en hors équilibre chimique derrière une onde de choc droite. » - R. Allouche, R. Haoui – 18ième congrès Français de Mécanique, Grenoble, 27-31 Août 2007.

## [ And1 ]

« Étude de la composition et des propriétés thermodynamiques des plasmas thermiques à l'équilibre et hors d'équilibre thermodynamique. » - P. Andre – Thèse de l'université Blaise Pascal, spécialité Physique des Plasmas – 19 Décembre 1995.

## [ Ard1 ]

« Application de la méthode de Monté Carlo dans le calcul des coefficients de transport d'un gaz faiblement ionisé. » - B. Ardjani – Magister en physique des plasmas et des gaz ionisés, Université Aboubakr Belkaid de Tlemcen – Septembre 2006.

**[ Arn1 ]**

« ITER, le chemin des étoiles? » - R. Arnoux, J. Jacquinet – Livre éditions Edisud, ISBN 2-7449-0615-8 – 192 pages – 2006.

**[ Ast1 ]**

« Ré-ingénierie du code NS2 – Document de conception. » - Astek, Document interne GNB-001994 – 13 Mars 2007.

**[ Aub1 ]**

« Net Emission Coefficients in Argon Arc Plasmas. » – V. Aubrecht, M. Bartlova – Czechoslovak Journal of Physics, Vol. 52, Suppl. D – Pages 522-527 – 2002.

**[ Aub2 ]**

« Radiation Transfert in Thermal Plasmas of Air, N<sub>2</sub> and CO<sub>2</sub>. » – V. Aubrecht, M. Bartlova – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 – Pages 393-396 – Septembre 2008.

**[ Bad1 ]**

« La chambre de coupure AF15 (THT). » - A. Badon – Etudes techniques Merlin Gerin n°17-C – Octobre 1975.

**[ Bae1 ]**

« Two-Temperature Modeling of a DC Plasma Torch in Atmospheric Pressure Argon Gas. » - M. Baeva, D. Uhrlandt – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 182 à 185 – Septembre 2010.

**[ Bar1 ]**

« Les techniques de coupure. » - M. Barrault, R. Morel, M. Malkin, D. Lebouc, D. Filleau – Les amphis de l'expérience Merlin Gerin – Janvier 1993.

**[ Bas1 ]**

« Measurement of 3D Turbulent Mixing in a Small-Scale Circuit Breaker Model. » - N.-T. Basse, R. Bini, M. Seeger, P. Stoller, T. Votteler, B. Wüthrich, C. Kissing Gu – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 130 à 133 – Septembre 2010.

**[ Bel1 ]**

« Modélisation de l'extinction d'un arc de SF<sub>6</sub> hors d'équilibre thermodynamique local. » - J.B. Belhaouari – Thèse, Université Paul Sabatier Toulouse III – 25 Novembre 1997.

**[ Bel2 ]**

« Modélisation plasma pour les procédés d'élaboration et de traitements métallurgiques. » - T. Belmonte, J.P. Bellot, T. Czerwiec, A. Jardy, H. Michel, D. Ablitzer – Quatrième école de printemps francophone – 6-8 Mai 2002.

**[ Ben1 ]**

« Étude de l'influence de la température ( $T_e/T_h$ ) sur la composition d'un plasma en non-LTE. » - R. Benallal, B. Liani, B. Benallal – 13ième Journées internationales de thermique JITH – 2007.

**[ Ber1 ]**

« Electrical Faults Mastery in High Voltage SF<sub>6</sub> Insulated Substations. » - G. Bernard – Revue générale de l'électricité RGE, EDF – Avril 1982.

**[ Ber2 ]**

« La coupure par auto-expansion. » - G. Bernard – Cahiers techniques Merlin Gerin n°171 – Mars 1995.

**[ Beu1 ]**

« A Two-Dimensional Nonequilibrium Model of Cascaded Arc Plasma Flows. » - J.J. Beulens, D. Milojevic, D.C. Schram, P.M. Vallinga – Phys. Fluids B3(9) – Septembre 1991.

**[ Bin1 ]**

« Measurement and Simulation of the Dielectric Recovery in a SF<sub>6</sub> Circuit Breaker. » – R. Bini, N. Mahdizadeh, M. Seeger et T. Votteler – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 – Pages 121-124 – Septembre 2008.

**[ Bla1 ]**

«Évolution des disjoncteurs basse tension avec la norme CEI 947-2. » - E. Blanc – Cahiers techniques Merlin Gerin n°150 – Septembre 1997.

**[ Bog1 ]**

« Analytical Approach to SF<sub>6</sub> Breakdown under Transient Conditions. » - S.A. Boggs, T. Uchii et S. Nishiwaki – IEEE Transactions on Power Delivery, Volume 18, n°3 – Juillet 2003.

**[ Bou1 ]**

« Simulation du phénomène de relaxation dans un écoulement réactif pariétal derrière un choc fort. » - A. Boulahia, M. Belkhiri, M. Afrid – Revue des énergies renouvelables CISM'08 Oum El Bouaghi – Pages 89-102 – 2008.

**[ Bou2 ]**

« Experiment – Modelling Comparison in a Partially Ionized Nitrogen Plasma Jet and Boundary Layer. » - A. Bourdon, P. Domingo, P. Vervish – Second European symposium on aerothermodynamics for space vehicles, ESA SP-367 – Pages 407-412 – Février 1995.

**[ Bou3 ]**

« Étude des couplages entre transport, chimie et transfert d'énergie dans les plasmas de décharge. » - A. Bourdon, K. Hassouni, W. Morscheidt, G. Hagelaar, S. Longo, T.A. Grotjohn – Plasmas froids : cinétiques, transports et transferts, collection intégration de savoirs et des savoir-faire éditée par publications MRCT, ISBN 2-86272-391-6 – Pages 165-242 – 2006.

**[ Bou4 ]**

« Analysis of the Breakdown in Single-Chamber Circuit Breaker. » - K. Bousoltane, G. Linhares, P. Chevrier, G. Gaudart – 18<sup>iem</sup> congrès français de mécanique – Grenoble, 27-31 Août 2007.

**[ Bou5 ]**

« Alternatives au SF<sub>6</sub> dans les disjoncteurs haute tension. » - K. Bousoltane – Thèse du laboratoire IUSTI UMR CNRS 6595, Université de Provence (Aix-Marseille I) – 27 Novembre 2008.

**[ Bro1 ]**

« Couplage arc / bain pour la modélisation du soudage TIG. Etude bibliographique. » - M. Brochard – Rapport technique CEA DTH/DR/2006/016 – 2006.

**[ Bro2 ]**

« Modèle couplé cathode-plasma-pièce en vue de la simulation du procédé de soudage à l'arc TIG. » - M. Brochard – Thèse du LTA et de IUSTI – 2009.

**[ Bro3 ]**

« Investigation using Atomic Spectroscopy for the Analyse of Arc Discharges in Switchgear Operating with Polymeric Replacements for SF<sub>6</sub>. » - R.-J. Brookes, H.-M. Looe, J.-W. Spencer – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 – Pages 121-124 – Septembre 2008.

**[ Bro4 ]**

« Pressurisation Characteristics of Polymeric Interruption Media. » - R.-J. Brookes, J.-W. Spencer – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 70-73 – Septembre 2010.

**[ Bro5 ]**

« Influence of Combustion on Polymer Arc Interruption. » - R.-J. Brookes, J.-W. Spencer – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 102-105 – Septembre 2010.

**[ Bur1 ]**

« Numerical Analysis of Reducing Driver Gas Contamination in Impulse Shock Tunnels. » - Y. Burtschell, M. Cardoso, D.E. Zeitoun – AIAA J.39 – Pages 2357-2365 – 2001.

**[ Bur2 ]**

« Numerical Simulation of Air/H<sub>2</sub> Combustion Processes in a Scramjet Turbulent Flow. » - Y. Burtschell, S. Séror, J.-D. Parisse, D. Zeitoun – Progress in Computational Fluid Dynamics, Vol. 8, No. 6 – Pages 320 à 330 – 2008.

**[ Can1 ]**

« The Computation of Weakly Ionized Hypersonic Flows in Thermo-Chemical Nonequilibrium. » - G. Candler – Thèse de l'Université de Stanford en collaboration avec la NASA NAGW 965, SDIO/IST et the Department of Air Force F33615-86-C-3015 – Juin 1988.

**[ Car1 ]**

« Contribution numérique à l'étude des écoulements à haute enthalpie. » - M. Cardoso – Thèse de l'université de Provence (Aix-Marseille I) – 25 Septembre 1997.

**[ Car2 ]**

« Nonequilibrium Radiation and Chemistry Models for Aerocapture Vehicule Flowfields – Semiannual Progress Report. » - L.A. Carlson – TAMRF Report no. 6382-93-02, NASA Grant no. NAG-1-1003 – Septembre 1993.

**[ Car3 ]**

« Réseaux de distribution, structure et planification. » - P. Carrive – Technique de l'ingénieur, volume D4210.

**[ Cay1 ]**

« Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une cathode. » - F. Cayla – Thèse de l'université Paul Sabatier Toulouse III – 5 Février 2008.

**[ CEI1 ]**

« Norme internationale : appareillage à haute tension – Partie 100 : Disjoncteurs à courant alternatif. » - Commission électrotechnique internationale – IEC 62271-100:2008, Edition 2.0, ISBN 2-8318-9714-9, Avril 2008.

**[ Che1 ]**

« Théorie cinétique gaz et plasmas. Résumé de cours, problèmes corrigés » - B. Cheron – Editions ellipses – 2001.

**[ Che2 ]**

« Simulation numérique de l'interaction arc électrique – écoulements gazeux dans les disjoncteurs moyenne et haute tension. » - P. Chevrier – Thèse de l'INPG – 22 Mai 1990.

**[ Che3 ]**

« State Law Equation of a Real Gas and Simulation of Electrical Arc/Gas Flow Interaction. » - P. Chevrier, J. Maftoul – J. Phys. D, Appl. Phys. 26 – Pages 949 à 953, 6 Juillet 1993.

**[ Che4 ]**

« Industrial Applications of High-, Medium- and Low-Voltage Arc Modelling. » - P. Chevrier, M. Barrault, C. Fievet, J. Millon Fremillon – J. Phys. D, Appl. Phys. 30 – Pages 1346 à 1355, 17 Février 1997.

**[ Cho1 ]**

« Computational Investigation of Thermal Interruption Capability of 145 kV Gas Circuit Breaker. » - Y.-S. Cho, H.-K. Kim, J.-K. Chong, Y.-H. Oh, K.-D. Song, W.-Y. Lee – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 114 à 117 – Septembre 2010.

**[ Cli1 ]**

« Calculation of the Uniform Breakdown Field Strength of SF<sub>6</sub> Gas. » - G. Cliteur, Y. Hayashi, E. Haginomori, K. Suzuki – IEEE Trans. On Dielect. And El. Ins., Vol.5, p843-849, 1998.

**[ Col1 ]**

« Les disjoncteurs basse tension face aux courants harmoniques, impulsionnels et cycliques. » - M. Collombet, B. Lacroix – Cahiers techniques Merlin Gerin n°182 – Novembre 1996.

**[ Cre1 ]**

« Thermal Plasmas Properties in Gas or Gas-vapour Mixtures. » – Y. Cressault, P. Teulet, A. Gleizes – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 – Pages 149-152 – Septembre 2008.

**[ Dia1 ]**

« Étude de la décomposition de l'hexafluorure de soufre (SF<sub>6</sub>) et de mélanges hexafluorure de soufre-azote contenant 5% ou 10% de SF<sub>6</sub> soumis, en présence de divers additifs, à des décharges couronne ou à des claquages. », J. Diaz – Thèse, Laboratoire Plasma et conversion d'énergie – 2002.

**[ Dub1 ]**

« Aspects diélectriques dans l'appareillage haute tension au SF<sub>6</sub>. » - M. Dubois – Etudes techniques Merlin Gerin n°27 – Janvier 1976.

**[ Dun1 ]**

« Theoretical and Experimental Studies of Reentry Plasmas. », M.G. Dunn, S.-W. Kang – NASA contractor report CR-2232 – Avril 1973.

**[ Eby1 ]**

« Simulation numérique du transfert radiatif dans les arcs de disjoncteurs à SF<sub>6</sub>. » - E. Eby – Thèse, Université de Montréal, Ecole polytechnique de Montréal – Mars 1997.

**[ Eld1 ]**

« Performances de calcul parallèle sur KSR1 pour la résolution numérique des équations d'Euler en régime hypersonique hors équilibre thermo-chimique avec une méthode de type volumes-finis. » - F. El Dabaghi, M.-C. Druguet – Rapports de recherche n°2112 INRIA-Sophia Antipolis – Novembre 1993.

**[ End1 ]**

« Analytical Prediction of Transient Breakdown Characteristics of SF<sub>6</sub> Gas Circuit Breakers. » - F. Endo, Y. Yoshioka, K. Hirasawa – IEEE switchgear Committee – 28 Novembre 1988.

**[ Epi1 ]**

« Étude des écoulements visqueux hypersoniques en déséquilibre thermique, chimique et radiatif dans la haute atmosphère. » - A. Epifanie – Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse III – Décembre 1997.

**[ Esp1 ]**

« Étude expérimentale et modélisation de la décharges disruptives dans le SF<sub>6</sub> à haute pression : Application aux disjoncteurs H.T.B. » - P. Espel – Thèse, Université de Pau et des pays de l'Adour – 2000.

**[ Eva1 ]**

« Boundary-Layer Electron Profiles for Entry of a Blunt Slender Body at High Altitude. » - J.S. Evans, C.J. Shexnayder, J., P.W. Huber – NASA TN D-7332 – Juillet 1973.

**[ Fau1 ]**

« Gaz ionisés et plasmas. » - P. Fauchais – Techniques de l'ingénieur, traité Sciences fondamentales, AF 3560 – 10 Juillet 2000.

**[ Fau2 ]**

« Plasmas thermiques : Aspects fondamentaux. » - P. Fauchais – Techniques de l'ingénieur, D 2810 – 10 Aout 2005.

**[ Fje1 ]**

« Electrode Erosion by Arc Discharges in Air. » - E. Fjeld, S.-T. Hagen – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 174 à 177 – Septembre 2010.

**[ Gal1 ]**

« Survey of Nonequilibrium Re-entry Heating for Entry Flight Conditions. » - T.A. Gally, L.A. Carlson – AIAA Paper 93-3230 – 1993.

**[ Gen1 ]**

« Étude optique et spectroscopique d'un arc de disjoncteur industriel à auto-expansion dans l'hexafluorure de Soufre (SF<sub>6</sub>). Caractérisation de l'ablation de la tuyère en Téflon. » - F. Gentils – Thèse, Université d'Orléans, laboratoire GREMI – 5 Juillet 2000.

**[ Gir1 ]**

« Two-Temperature Study of a Decaying SF<sub>6</sub> Arc Plasma. » - R. Girard, J.B. Belhaouari, J.J. Gonzalez, A. Gleizes – FSO – 1998.

**[ Gle1 ]**

« Equilibrium Composition, Thermodynamic Properties and Transport Coefficients of SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> Mixtures, 1000K ≤ T ≤ 30000K, 1atm ≤ P ≤ 8atm. » - A. Gleizes, M. Razafinimanana, S. Vacquié – Report CNRS n° 40277-85-1 – Février 1985.

**[ Gle2 ]**

« Temperature Variation in SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> Mixture Arc Plasma. » - A. Gleizes, M. Razafinimanana, S. Vacquié – Revue Phys. Appl. 22, Pages 1411-1417 – Novembre 1987.

**[ Gli1 ]**

« Simulation numérique d'écoulements hypersoniques réactifs hors-équilibre chimique. » - N. Glinsky – Thèse de l'université de Nice Sophia-Antipolis – 9 Novembre 1990.

**[ Gli2 ]**

« Un modèle numérique de type Blottner pour les écoulements hypersoniques visqueux hors-équilibre en éléments finis décentrés. » - N. Glinsky – Rapports de Recherche n°1476 INRIA-Sophia Antipolis – Juillet 1991.

**[ Gno1 ]**

« Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium. » - P.A. Gnoffo, R.N. Gupta, J.L. Shinn – NASA-TP-2867 – Février 1989.

**[ God1 ]**

« Étude numérique de modèles thermo-chimiques couplés pour les écoulements hypersoniques eulériens. » - C. Godart, M.V. Salvetti, J.A. Desideri – Rapports de recherche n°2448 INRIA-Sophia Antipolis – Décembre 1994.

**[ Gon1 ]**

« Influence of Demixing on SF<sub>6</sub> Arc Properties. » - J.J. Gonzalez, J.B. Belhaouari, B. Chervy, H. Riad et A. Gleizes – XXII International Conference on Phenomena in Ionized Gases – 31 juillet-4 Août 1995.

**[ Gon2 ]**

« Two-Dimension Hydrodynamic Model and Kinetic Model of a Decaying SF<sub>6</sub> Arc Plasma. » - J.J. Gonzalez, J.B. Belhaouari, J.M. Bauchire, A. Gleizes – FSO – 1998.

**[ Gor1 ]**

« Study of the Arc-Anode Interaction by a Two-Temperature Model. » - S. Gorchakov, A. Timofeev, D. Uhrlandt – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 - Pages 185 à 188 – Septembre 2008.

**[ Guo1 ]**

« Transient Radiation Element Method for Three-Dimensional Scattering, Absorbing and Emitting Media. » – Z. Guo, S. Kumar, S. Maruyama – ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, New York – 11-16 Novembre 2001.

**[ Gup1 ]**

« A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for the 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000K. » - R.N. Gupta, J.M. Yos, R.A. Thompson, K.P. Lee – NASA Reference Publication 1232 – 1990.

**[ Hao1 ]**

« Comparaison entre modèles cinétiques pour un écoulement en hors équilibre dans une tuyère axisymétrique. » - M.N. Haoui, A. Gahmousse, D. Zeitoun – XV<sup>em</sup> Congrès Français de Mécanique, Nancy – 3-7 Septembre 2001.

**[ Hau1 ]**

« Numerical Simulation of a Moving Arc in 3D. » - A. Hauser, D.-W. Branston – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 - Pages 213 à 216 – Septembre 2008.

**[ Hen1 ]**

« The Breaking Process with a Fluarc SF<sub>6</sub> Puffer Type Circuit-Breaker. » - J. Hennebert – Cahiers techniques Merlin Gerin n°295 – Juin 1989.

**[ Hen2 ]**

« The behaviour of SF<sub>6</sub> Puffer Circuit-Breaker under Exceptionally Severe Conditions. » - J.-C. Henry, G. Perrissin, C. Rollier – Cahiers techniques Merlin Gerin n°101 – Janvier 1983.

**[ Kat1 ]**

« BTF Interruption Capability of CF<sub>3</sub>I-CO<sub>2</sub> Mixture. » - H. Katagiri, H. Kasuya, H. Mizoguchi, S. Yanabu – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 – Pages 105-108 – Septembre 2008.

**[ Kuc1 ]**

« Thermo-Chemical Nonequilibrium Modelling for Nitrogen Arcjet Thruster. » - S. Kuchi-ishi, M. Nishida – IEPC Conférence, IEPC-99-029 – Pages 193-200 – 1999.

**[ Kur1 ]**

« Investigation of New Nozzle Geometries and their Influence on the Interruption Behavior for Gas Circuit Breaker. » - A. Kurz, J.-C. Kahlen, M. Tang, M. Hoffacker, A. Schnettler – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 166-169 – Septembre 2010.

**[ Lac1 ]**

« Modélisation des transferts radiatifs dans les plasmas thermiques. » – J.-G. Lacombe, Y. Delannoy, C. Trassy – 18<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, Grenoble – 27-31 aout 2007.

**[ Ler1 ]**

« Conception et ingénierie des postes haute tension. » - J.-C. Leroy – Etudes techniques Merlin Gerin n°112 – Mars 1983.

**[ Let1 ]**

« Modèle d'ionisation d'un plasma d'anode. » - K.-C. Le Thanh – Rapport CEA/DAM, EP 212 00-01-30 – 4 Avril 2001.

**[ Liu1 ]**

« A Comparison of Internal Energy Calculation Methods for Diatomic Molecules. » – Y. Liu, F. Shakib, M. Vinokur – Physics of fluids. A, Volume 2, Numéro 10, ISBN 0899-8213 – Pages 1884-1902 – 1990.

**[ Loo1 ]**

« Development of a Non-SF<sub>6</sub> Self-Blast Type Interrupter Unit. » - H.-M. Looe, J.-D. Yan, J.-W. Spencer – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 – Pages 117-120 – Septembre 2008.

**[ Loo2 ]**

« Investigation of Low-Current Arc Interruption Performance of a Non-SF<sub>6</sub> Interrupter Unit Operating with Polymeric Materials. » - H.-M. Looe, J.-E. Humphries, J.-W. Spencer – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 110-113 – Septembre 2010.

**[ Low1 ]**

« Use of Transport Coefficients to Calculate Properties of Electrode Sheaths of Electric Arcs. » - J.J. Lowke, J.C. Quartel – Aust. J. Phys. 50 – Pages 539-552 – 1997.

**[ Mal1 ]**

« Numerical Analysis of Different Vibrational Relaxation Models for Master Equations. » - F. Mallinger – Rapports de Recherche n°3263 INRIA-Sophia Antipolis – Septembre 1997.

**[ Mar1 ]**

« Tenue de l'arc de la chambre de coupure auto-expansion développée à ETR. » - J. Marzocca, P. Chappaz – Etudes techniques Merlin Gerin ET264C – Novembre 1988.

**[ Mcg1 ]**

« A Preferential Vibration Dissociation Coupling Model for Nonequilibrium Flowfields. » - D.E. McGough, L.A. Carlson, T.A. Gally – AIAA and Texas A&M University – 1992.

**[ Men1 ]**

« Mesure de conductivité dans les gaz ionisés en cours de recombinaison. » - A. Menier – Etudes techniques Merlin Gerin n°265 – Mars 1988.

**[ Met1 ]**

« La foudre et les installations électriques HT. » - B. De Metz-Noblat – Cahiers techniques Merlin Gerin n°168 – Juillet 1993.

**[ Mor1 ]**

« Techniques de coupure des disjoncteurs Basse Tension. » - R. Morel – Cahiers techniques Merlin Gerin n°154 – Juin 2000.

**[ Mou1 ]**

« Harmonisation de deux versions d'un code de calcul recherche (CARBUR) résolvant les équations de Navier-Stokes compressibles. » - B. Moudjed – Master2 Mécanique, Physique, IUSTI – 2010.

**[ Mut1 ]**

« Arc Behavior in Low-Voltage Arc Chambers. » - A. Mutzke, T. Rüther, M. Lindmayer, M. Kurrat – EPJ Applied Physics, Vol. 49, n° 2, ISSN 1286-0042 – 2010.

**[ Ney1 ]**

« Bases de l'électromagnétisme. » - M. Ney – Techniques de l'ingénieur E 1 020 – 10 Août 2004.

**[ Ney2 ]**

« Simulation électromagnétique : Outils de conception. » - M. Ney – Techniques de l'ingénieur E 1 030 – 10 Novembre 2006.

**[ Nis1 ]**

« Discussions on Post Arc Current of a CO<sub>2</sub> Circuit Breaker. » - S. Nishiwaki, T. Koshizuka, T. Uchii, H. Kawano – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 – Pages 125-128 – Septembre 2008.

**[ Ohs1 ]**

« Precisely Balanced Ionizer using Atmospheric Pressure Glow Discharge in Air. » - A. Ohsawa – Journal of Electrostatics, Volume 63, Issue 1 (2005), p45-57, 11 Juin 2004.

**[ Pal1 ]**

« Comparison of Methods to Compute High-Temperature Gas Viscosity. » - G. E. Palmer, M. J. Wright – Journal of thermophysics and heat transfer, Vol. 17, No. 2 – Avril-Juin 2003.

**[ Par1 ]**

« Convergence of Computation of Chemical Reacting Flows. » - C. Park – Progress in astronautics and aeronautics, HS, Volume 103, ISBN 0079-6050 – Pages 478-513 – 1986.

**[ Par2 ]**

« Assessment of a Two Temperature Kinetic Model for Dissociating and Weakly Ionizing Nitrogen. » - C. Park – Journal of thermophysics and heat transfer, Volume 2, Numéro 1, ISSN 0887-8722 – Pages 8-16 – 1988.

**[ Par3 ]**

« Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I : Earth Entries. » - C. Park – Journal of thermophysics and heat transfer, Volume 7, Numéro 3, ISBN 0887-8722 – Pages 385-398 – 1993.

**[ Pas1 ]**

« Les matériels au SF<sub>6</sub>, mise en œuvre et exploitation. » - J. Pasteau – Cahiers techniques Merlin Gerin n°80 – Mai 1976.

**[ Per1 ]**

« Dielectric Recovery and Predicted AC Performance of Blown SF<sub>6</sub> Arcs. » - J.F. Perkins, L.S. Frost. – Westinghouse Research Laboratories Pittsburgh, Pennsylvania 15235 – 1971.

**[ Per2 ]**

« Calcul des tensions transitoires de rétablissement inhérentes aux circuits d'essais des disjoncteurs. » - G. Perrissin, J.-P. Robert – Cahiers techniques Merlin Gerin CT32 – Janvier 1974.

**[ Per3 ]**

« Détermination du circuit d'essai en court-circuit des disjoncteurs. » - G. Perrissin – Cahiers techniques Merlin Gerin n°51 – Septembre 1974.

**[ Pet1 ]**

« Étude du point triple dans l'appareillage haute tension. » - O. Pettinato – Mémoire de Master2, Université Joseph Fourier, Siemens – Juin 2009.

**[ Pic1 ]**

« La coupure du courant électrique dans le vide. » - P. Picot – Cahiers techniques Schneider Electric n° 198 – Avril 2000.

**[ Pur1 ]**

« Les réseaux de distributions publiques MT dans le monde. » - C. Puret – Cahiers techniques Merlin Gerin n° 155 – Septembre 1991.

**[ Que1 ]**

« Étude des propriétés diélectriques des mélanges azote-SF<sub>6</sub> à faible taux de SF<sub>6</sub>. » - A. Quenin Espel – Thèse, INPG, spécialité Energétique physique, Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques – 5 Décembre 2002.

**[ Rai1 ]**

« Gas Discharge Physics. » - Y. P. Raizer, J.E. Allen, V.I. Kisin – Livre aux éditions Springer-Verlag, ISBN 3540194622 – 1<sup>ère</sup> édition 1991, 2<sup>ème</sup> édition Février 2001.

**[ Rax1 ]**

« Physique des plasmas. Cours et applications » - J.-M. Rax – Livre aux éditions Dunod, ISBN 2-10-007250-1 – 2005.

**[ Raz1 ]**

« Mesure de la densité électronique et écarts à l'équilibre de composition dans les arcs de SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub>. » - M. Razafinimanana, A. Gleizes, S. Vacquié – Revue Phys. Appl. 23 – Pages 1325-1331 – Juillet 1988.

**[ Rei1 ]**

« Application of different radiation models in the simulation of air plasma flows. » – F. Reichert, C. Rümpler, F. Berger – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 – Pages 141-144 – Septembre 2008.

**[ Rey1 ]**

« Modélisation tridimensionnelle de l'amorçage de l'arc électrique dans un disjoncteur basse-tension. », L. REYNARD épouse PIQUERAS - Thèse, Spécialité Mécanique des fluides à l'Ecole centrale de Lyon (Laboratoire MEGA) – 3 Février 2006.

**[ Rob1 ]**

« Peut-on faire confiance à la simulation numérique de la coupure haute tension pour développer les disjoncteurs du futur ? » - P. Robin-Jouan – AREVA – REE, n°11, Pages 36 à 40 – Décembre 2004.

**[ Rol1 ]**

« Le disjoncteur FA (THT). » - G. Rollier – Etudes techniques Merlin Gerin n°8-C – Juillet 1975.

**[ Ron1 ]**

« Modélisation magnétohydrodynamique par la méthode des volumes finis : Application aux plasmas de coupure. » - L. Rondot – Thèse, Spécialité Mécanique des fluides, Procédés et Energétique à l'Institut polytechnique de Grenoble (Laboratoires SIMAP et G2Elab) – 13 Octobre 2009.

**[ Ron2 ]**

« The Research of Electric Arc Simulation in Low Voltage Switching Devices. » - M. Rong, Y. Wu, Y. Fei, Z. Sun, W. Wang, X. Wang – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 - Pages 9 à 16 – Septembre 2008.

**[ Ron3 ]**

« Simulation of Arc Characteristics in Miniature Circuit Breaker. » - M. Rong, F. Yang, Q. Shi, Z. Liu, R. Ma, X. Lin, W. Gu – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 178 à 181 – Septembre 2010.

**[ Rou1 ]**

« Study of the High-Current Phase of Pulsed Gas Metal Arc Welding Process by Emission Spectroscopy. » - M.-E. Rouffet, M. Wendt, G. Goett, R. Kozakov, H. Schoepp, K.-D. Weltmann et D. Uhrlandt – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 198 à 201 – Septembre 2010.

**[ Sal1 ]**

« Influence de la modélisation physique des termes visqueux sur le calcul d'écoulements hypersoniques. » - M.V. Salvetti, M. Passalacqua – Rapports de recherche n°1493 INRIA-Sophia Antipolis – Septembre 1991.

**[ Sch1 ]**

« Modelling of Gas-Metal Arc Welding Considering Metal Vapour and Shielding Gas Mixture. » - M. Schnick, U. Fuessel, M. Hertel, S. Rose, A. Spille-Kohoff et A.-B. Murphy – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 202 à 205 – Septembre 2010.

**[ Sha1 ]**

« Nonequilibrium and Equilibrium Shock Front Radiation Measurements. » - S.P. Sharma, W. Gillespie – Journal of thermophysics and heat transfer, Volume 5, Numéro 3, ISBN 0887-8722 – Pages 257-265 – Juillet-Septembre 1991.

**[ Shi1 ]**

« Experimental Investigation on the Effect of Vacuum Arc in Removing Oxide Layer on Metal Surface. » - Z.Q. Shi, Q.J. Yuan, R.H. Zhao, S.L. Jia, L.J Wang – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 138 à 141 – Septembre 2010.

**[ Shi2 ]**

« Uniform Dielectric Breakdown in hot SF<sub>6</sub> Gas; Application to Gas Circuit Breakers. » - T. Shinkai, T. Mori, G.J. Cliteur, K. Suzuki, D. Biswas – T. IEE Japan, Vol. 120-B, No.1 - 2000.

**[ Son1 ]**

« Measurent of SF<sub>6</sub> Arc Radiation Energy in a Gas Circuit Breaker. » - K-D. Song, Y-H. Oh, J-K. Chong, Y-S Cho – Gas Discharge 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 - Pages 593 à 596 – Septembre 2008.

**[ Tan1 ]**

« Issues on Understanding of Arcs and Thermal Plasmas: Non-Equilibrium Effects and Rapid Ablation of Solid Materials. » - Y. Tanaka – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 2 à 9 – Septembre 2010.

**[ Tch1 ]**

« Modélisation et simulation numérique des écoulements à haute enthalpie: Influence du déséquilibre électronique. » - G. Tchien – Thèse du laboratoire IUSTI UMR CNRS 6595, Université de Provence (Aix-Marseille I) – 28 Novembre 2003.

**[ Tch2 ]**

« Numerical Prediction of Nonequilibrium Hypersonic Flow around Brazilian Satellite SARA. » - G. Tchien, Y. Burtschell, D. E. Zeitoun – Brazilian journal of physics, Vol. 35, No. 1 – Mars 2005.

**[ Tch3 ]**

« Effects of Chemistry in Nonequilibrium Hypersonic Flow Around Blunt Bodies. » - G. Tchien, D. E. Zeitoun – Journal of thermophysics and heat transfer, Vol. 23, No. 3 – July-September 2009.

**[ Tho1 ]**

« La conception des réseaux industriels en HT. » - G. Thomasset – Cahiers techniques Merlin Gerin n°169 – Octobre 1993.

**[ Thu1 ]**

« Conception et évolution des disjoncteurs haute et moyenne tension. » - E. Thuries, D. Dufournet – Revue générale de l'électricité n°11 – Décembre 1992.

**[ Uch1 ]**

« Effects of Hot SF<sub>6</sub> on Post-Arc Circuit Breaker Design. » - T. Uchii, S. Nishiwaki, S. Boggs – Toshiba Corporation, University de Connecticut and of Toronto – Juin 2001.

**[ Vac1 ]**

« L'arc électrique. » - S. Vacquié – Techniques de l'ingénieur, traité génie électrique D 2 870 – Mars 1995.

**[ Vac2 ]**

« L'arc électrique. » - S. Vacquié – Livre CNRS éditions, Eyrolles, ISBN 2-212-05822-5 – 306 pages – 2000.

**[ Vig1 ]**

« Études d'un nouveau disjoncteur haute tension. » - D. Vigouroux – Mémoire de Master2, Université Joseph Fourier, Siemens – 24 Juin 2008.

**[ Wan1 ]**

« Modelling of low current turbulent nozzle arcs with temperature gradient correction. » - H.-Y. Wang, Y.-Y. Zhan, J.-D. Yan, M.-T.-C. Fang – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 90 à 93 – Septembre 2010.

**[ Wen1 ]**

« Net Emission Coefficients for Argon-Iron Plasmas with Stark Widths Scaled to a Welding Arc Experiment. » - M. Wendt, H. Schöpp et D. Uhrlandt – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 190 à 193 – Septembre 2010.

**[ Wer1 ]**

« High Current Arcs in Magnetic Fields. » - T. Werder Schläpfer, M. Schwinne – GD 2010, ISBN 0-9539105-4-7 – Pages 74 à 77 – Septembre 2010.

**[ Yan1 ]**

« Dielectric Breakdown of Residual SF<sub>6</sub> Plasma at 3000 K under Diatomic Equilibrium. » - J.D. Yan, M.T.C. Fang, Q.S. Liu – IEEE Trans. On Diel. And El. Ins., Vol.4, p114-119, 1997.

**[ You1 ]**

« Breakdown Electric Field Calculations of Hot SF<sub>6</sub> for High Voltage Circuit Breaker Applications. » - M. Yousfi, Ph. Robin-Jouan, Z. Kanzari – IEEE Trans. On Diel. And El. Ins., 12 No.6, p1192-1199, 2005.

**[ Yua1 ]**

« One Dimensional Simulation of Multi Pulse Phenomena in Dielectric-Barrier Atmospheric-Pressure Glow Discharges. » - X. Yuan, J. Shin, L.L. Raja – Vacuum 80 (2006), p1199-1205, 2006.

**[ Zha1 ]**

« Computer Simulation of the Formation and Development of a Transient Arc in Vaporised Environment of Liquid. » – Y.Y. Zhan, K.M. Tang, J.D. Yan – GD 2008, ISBN 978-0-9558052-0-2 – Pages 221-224 – Septembre 2008.



## Annexe1.

	Point1	Point2	Point3	Point4
0.99	T=8823K Te=8527K 296K	T=5178K Te=5140K 38K	Faible	T=1088K Te=1232K 144K
0.95	T=8879K Te=8816K 63K	T=6005K Te=5975K 30K	T=3184K Te=3167K 17K	T=1152K Te=1289K 137K
0.9	T=9670K Te=9370K 300K	Faible	Faible	T=1274K Te=1386K 112K
0.8	T=9622K Te=9432K 190K	Faible	T=3972K Te=3954K 18K	T=1426K Te=1568K 142K
0.5	Faible	Faible	Faible	T=1795K Te=1836K 41K
0.1	Pas de déséquilibre	Pas de déséquilibre	Pas de déséquilibre	T=2067K Te=2097K 30K

Tableau 7 : Déséquilibre thermique en fonction de R et de J dans le cas ouvert avec R=J, à 5 ms.

	Point1	Point2	Point3	Point4
0.99	Pas de déséquilibre	Très faible	T=11347K Te=11257K 90K	T=1171K Te=1284K 113K
0.95	Pas de déséquilibre	Très faible	Très faible	T=1674K Te=1726K 52K
0.9	Pas de déséquilibre	Très faible	T=21950K Te=21824K 126K	Faible
0.8	Pas de déséquilibre	Pas de déséquilibre	Pas de déséquilibre	Faible
0.5	Pas de déséquilibre	Pas de déséquilibre	Pas de déséquilibre	Faible
0.1	Pas de déséquilibre	Pas de déséquilibre	Pas de déséquilibre	Faible

Tableau 8 : Déséquilibre thermique en fonction de R et de J dans le cas ouvert avec R=J, à 10 ms.

	Point1	Point2	Point3	Point4
0.99	T=4327K Te=4297K 30K	T=3773K Te=3747K 26K	Faible	T=895K Te=1074K 179K
0.95	T=9073K Te=8879K 194K	T=6957K Te=6852K 105K	T=4641K Te=4595K 46K	T=1075K Te=1186K 111K
0.9	T=10237K Te=9746K 491K	T=6314K Te=6218K 96K	T=5275K Te=5178K 97K	T=1049K Te=1229K 180K
0.8	T=8331K Te=8206K 125K	T=7403K Te=7323K 80K	T=6718K Te=6472K 246K	T=1112K Te=1350K 238K
0.5	Faible	Faible	Faible	T=1507K Te=1628K 121K

Tableau 9 : Déséquilibre thermique en fonction de R et de J dans le cas ouvert avec R=J, à 15 ms.