



uOttawa

L'Université canadienne  
Canada's university

**FACULTÉ DES ÉTUDES SUPÉRIEURES  
ET POSTDOCTORALES**



**FACULTY OF GRADUATE AND  
POSTDOCTORAL STUDIES**

**Alexandre Blais**

AUTEUR DE LA THÈSE / AUTHOR OF THESIS

**Ph.D. (génie chimique)**

GRADE / DEGREE

**Département de génie chimique**

FACULTÉ, ÉCOLE, DÉPARTEMENT / FACULTY, SCHOOL, DEPARTMENT

**Nouvelle méthode de caractérisation des jets de plasma supersoniques  
en déséquilibre aérodynamique à basse pression**

TITRE DE LA THÈSE / TITLE OF THESIS

**Bertrand Jodoin**

DIRECTEUR (DIRECTRICE) DE LA THÈSE / THESIS SUPERVISOR

CO-DIRECTEUR (CO-DIRECTRICE) DE LA THÈSE / THESIS CO-SUPERVISOR

**EXAMINATEURS (EXAMINATRICES) DE LA THÈSE / THESIS EXAMINERS**

**Jean-Luc Meunier**

**Arturo Macchi**

**Marc Dubé**

**S**

**Gary W. Slater**

Le Doyen de la Faculté des études supérieures et postdoctorales / Dean of the Faculty of Graduate and Postdoctoral Studies

# Nouvelle méthode de caractérisation des jets de plasma supersoniques en déséquilibre aérodynamique à basse pression

Alexandre Blais

Thèse soumise à la  
Faculté des études supérieures et postdoctorales  
dans le cadre des exigences du programme  
de doctorat en génie chimique

Département de génie chimique  
Faculté de génie  
Université d'Ottawa

© Alexandre Blais, Ottawa, Canada, 2008



Library and  
Archives Canada

Bibliothèque et  
Archives Canada

Published Heritage  
Branch

Direction du  
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file    Votre référence*

*ISBN: 978-0-494-48650-4*

*Our file    Notre référence*

*ISBN: 978-0-494-48650-4*

#### NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

#### AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

---

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

J'ai débuté cette thèse en septembre 2001. Comme tant d'autres, j'ai été marqué par la journée du mardi 11, celle qui est devenue une expression célèbre, *Nine-Eleven*. Tous les événements et les changements de société qui en ont découlé me font apprécier encore plus la citation suivante, jadis rapportée par Victor Hugo :

M. Arago avait une anecdote favorite. Quand Laplace eut publié sa Mécanique Céleste, disait-il, l'empereur le fit venir. L'empereur était furieux.

*Comment, s'écria-t-il en apercevant Laplace, vous faites tout le système du monde, vous donnez les lois de toute la création, et dans tout votre livre, vous ne parlez pas une seule fois de l'existence de Dieu !*

*Sire, répondit Laplace, je n'avais pas besoin de cette hypothèse.*

# Sommaire

Réaliser des mesures expérimentales dans les jets de plasma supersoniques à basse pression est une tâche complexe. Outre les difficultés habituelles liées à l'état plasma et aux basses pressions, les mesures intrusives des écoulements supersoniques ont la particularité de faire apparaître un choc devant l'appareil de mesure. Ce choc modifie l'écoulement, et la mesure intrusive se fait dans un écoulement qui n'est plus supersonique. Dans la littérature, une solution à ce problème a été identifiée, qui demande de faire l'hypothèse que l'écoulement supersonique est en équilibre aérodynamique (*i.e.*, que sa pression statique est la même que la pression de chambre). Or, la très grande majorité des écoulements supersoniques, en industrie comme en laboratoire, ne sont pas en équilibre aérodynamique.

Dans cette thèse est proposée une nouvelle méthode de mesures expérimentales, basée sur la technique de sonde d'enthalpie, qui repose sur la conception et la mise en œuvre d'un nouvel outil de mesure, le PSSPP (*Post-Shock Static Pressure Probe*). La force et la nouveauté de cette méthode résident dans le fait qu'elle est à même de capturer le comportement oscillatoire des jets supersoniques parce qu'elle ne suppose pas l'équilibre aérodynamique. Cependant, lors du passage des valeurs mesurées à celles qui représentent le jet supersonique, certaines hypothèses sont postulées. Dans le but d'analyser et de critiquer la validité de ces hypothèses, une partie de la thèse est dévolue à la simulation, par un modèle mathématique, du processus de prise de mesures de la nouvelle méthode.

Finalement, la nouvelle méthode de mesures expérimentales développée dans cette thèse est un apport considérable au domaine des mesures de jets de plasma supersoniques, car elle produit les premiers résultats expérimentaux par sonde d'enthalpie qui capturent le déséquilibre aérodynamique. De façon plus pratique, puisqu'elle illustre clairement la phénomologie des jets supersoniques en déséquilibre aérodynamique, elle permet d'augmenter le niveau de compréhension des industriels ou des chercheurs qui souhaitent utiliser de tels écoulements comme milieu porteur dans des procédés de projection thermique (par plasma ou autre).

# Table des matières

|          |                                                                     |           |
|----------|---------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Introduction</b>                                                 | <b>1</b>  |
| 1.1      | Objectifs de recherche . . . . .                                    | 2         |
| 1.2      | Projection thermique . . . . .                                      | 3         |
| 1.2.1    | Perspective historique de la projection thermique . . . . .         | 4         |
| 1.2.2    | Limitations des procédés de projection thermique . . . . .          | 4         |
| 1.2.3    | Choix d'un procédé de projection thermique . . . . .                | 5         |
| 1.2.4    | Procédé de projection utilisant l'énergie cinétique . . . . .       | 6         |
| 1.2.5    | Procédés de projection combinant énergies thermique et cinétique    | 7         |
| 1.2.6    | Procédés de projection combinant énergies électrique et cinétique   | 10        |
| 1.2.7    | Projection plasma à basse pression . . . . .                        | 13        |
| <b>2</b> | <b>Rappels théoriques</b>                                           | <b>18</b> |
| 2.1      | Plasmas thermiques . . . . .                                        | 18        |
| 2.1.1    | Perspective historique des plasmas thermiques en industrie . . . .  | 19        |
| 2.1.2    | Définition d'un plasma . . . . .                                    | 20        |
| 2.1.3    | Équilibre thermodynamique et température du plasma . . . . .        | 23        |
| 2.1.4    | Diagnostic des plasmas thermiques . . . . .                         | 26        |
| 2.1.5    | Génération des plasmas thermiques . . . . .                         | 27        |
| 2.2      | Écoulements compressibles . . . . .                                 | 32        |
| 2.2.1    | Perspective historique sur la vitesse du son et les chocs normaux . | 32        |
| 2.2.2    | Compressibilité et vitesse du son . . . . .                         | 34        |
| 2.2.3    | Régimes d'écoulement . . . . .                                      | 35        |
| 2.2.4    | Relations isentropiques . . . . .                                   | 38        |
| 2.2.5    | Conditions de référence . . . . .                                   | 38        |
| 2.2.6    | Génération des écoulements supersoniques . . . . .                  | 39        |
| 2.2.7    | Jets sur- et sous-détendus . . . . .                                | 42        |

|          |                                                                                                                                                                          |           |
|----------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 2.2.8    | Ondes de choc . . . . .                                                                                                                                                  | 44        |
| <b>3</b> | <b>Revue de la littérature scientifique</b>                                                                                                                              | <b>46</b> |
| 3.1      | Mesures de jets plasma par sonde d'enthalpie . . . . .                                                                                                                   | 47        |
| 3.1.1    | Fonctionnement de la sonde d'enthalpie . . . . .                                                                                                                         | 47        |
| 3.1.2    | Erreurs sur les mesures par sonde d'enthalpie . . . . .                                                                                                                  | 51        |
| 3.1.3    | Premières applications de la sonde d'enthalpie dans les plasmas .                                                                                                        | 52        |
| 3.1.4    | Comparaison des mesures par sonde d'enthalpie avec d'autres tech-<br>niques de mesure . . . . .                                                                          | 53        |
| 3.1.5    | Mesures par sonde d'enthalpie dans les écoulements de plasma . .                                                                                                         | 53        |
| 3.2      | Modélisation des écoulements de plasma . . . . .                                                                                                                         | 56        |
| 3.2.1    | Torches DC . . . . .                                                                                                                                                     | 57        |
| 3.2.2    | Jets de plasmas en équilibre thermique . . . . .                                                                                                                         | 57        |
| 3.2.3    | Combinaison torche DC & jet . . . . .                                                                                                                                    | 59        |
| 3.2.4    | Plasmas en déséquilibre thermique . . . . .                                                                                                                              | 60        |
| 3.2.5    | Jets de plasmas supersoniques . . . . .                                                                                                                                  | 64        |
| <b>4</b> | <b>Description du plasma d'argon</b>                                                                                                                                     | <b>72</b> |
| 4.1      | Cinétique chimique . . . . .                                                                                                                                             | 72        |
| 4.2      | Propriétés thermodynamiques . . . . .                                                                                                                                    | 76        |
| 4.2.1    | Masse volumique . . . . .                                                                                                                                                | 76        |
| 4.2.2    | Chaleur spécifique . . . . .                                                                                                                                             | 76        |
| 4.2.3    | Équation d'état du plasma . . . . .                                                                                                                                      | 77        |
| 4.3      | Coefficients de transport du plasma . . . . .                                                                                                                            | 78        |
| 4.3.1    | Coefficients de transport à l'équilibre thermique . . . . .                                                                                                              | 79        |
| 4.3.2    | Collisions binaires dans l'argon . . . . .                                                                                                                               | 83        |
| 4.3.3    | Potentiels d'interaction pour l'argon . . . . .                                                                                                                          | 84        |
| 4.3.4    | Intégrales de collision . . . . .                                                                                                                                        | 86        |
| 4.3.5    | Résultats des diverses approches de calcul pour les coefficients de<br>transport à deux températures de l'argon . . . . .                                                | 88        |
| <b>5</b> | <b>Développement d'une méthode de mesures expérimentales pour carac-<br/>tériser les jets de plasma supersoniques en déséquilibre aérodynamique<br/>à basse pression</b> | <b>99</b> |
| 5.1      | Montage expérimental . . . . .                                                                                                                                           | 100       |
| 5.1.1    | Conditions d'opération . . . . .                                                                                                                                         | 102       |

|          |                                                                                                        |            |
|----------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 5.2      | Mesures par sonde d'enthalpie . . . . .                                                                | 104        |
| 5.3      | Diagnostic des jets de plasma supersoniques . . . . .                                                  | 107        |
| 5.3.1    | Développement du PSSPP . . . . .                                                                       | 108        |
| 5.3.2    | Mesures expérimentales avec le PSSPP . . . . .                                                         | 112        |
| <b>6</b> | <b>Modèle mathématique pour un écoulement de plasma supersonique à basse pression</b>                  | <b>125</b> |
| 6.1      | Hypothèses . . . . .                                                                                   | 126        |
| 6.2      | Équations de conservation . . . . .                                                                    | 128        |
| 6.2.1    | Conservation de la masse . . . . .                                                                     | 129        |
| 6.2.2    | Conservation de la masse des électrons . . . . .                                                       | 129        |
| 6.2.3    | Conservation de la quantité de mouvement . . . . .                                                     | 129        |
| 6.2.4    | Conservation de l'énergie . . . . .                                                                    | 130        |
| 6.2.5    | Terme source collisionnel des plasmas à deux températures . . . . .                                    | 132        |
| 6.2.6    | Turbulence . . . . .                                                                                   | 133        |
| 6.3      | Détails numériques . . . . .                                                                           | 135        |
| 6.3.1    | Maillage . . . . .                                                                                     | 136        |
| 6.3.2    | Solveur . . . . .                                                                                      | 136        |
| <b>7</b> | <b>Tests préliminaires du modèle mathématique</b>                                                      | <b>139</b> |
| 7.1      | Simulation d'un jet d'argon à froid . . . . .                                                          | 140        |
| 7.2      | Plasma au repos : retour à l'équilibre . . . . .                                                       | 145        |
| 7.2.1    | Description du cas test . . . . .                                                                      | 145        |
| 7.2.2    | Résultats numériques . . . . .                                                                         | 146        |
| 7.3      | Jets de plasma de type LPPS . . . . .                                                                  | 148        |
| 7.3.1    | Jets subsoniques et laminaires . . . . .                                                               | 152        |
| 7.3.2    | Jets supersoniques à 8 kPa . . . . .                                                                   | 160        |
| 7.4      | Modifications au modèle mathématique . . . . .                                                         | 169        |
| 7.4.1    | Effet des coefficients de transport . . . . .                                                          | 170        |
| 7.4.2    | Effets du modèle de turbulence et de la dissipation visqueuse . . . . .                                | 172        |
| 7.5      | Retour sur les tests numériques . . . . .                                                              | 175        |
| <b>8</b> | <b>Prédictions du modèle mathématique et critique de la nouvelle méthode de mesures expérimentales</b> | <b>177</b> |
| 8.1      | Mise en œuvre du modèle mathématique . . . . .                                                         | 178        |
| 8.1.1    | Domaine de calcul . . . . .                                                                            | 178        |

|          |                                                                                             |            |
|----------|---------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 8.1.2    | Conditions aux limites . . . . .                                                            | 180        |
| 8.1.3    | Profils d'entrée des variables du jet . . . . .                                             | 181        |
| 8.2      | Résultats numériques . . . . .                                                              | 186        |
| 8.2.1    | Maillage et ordre de discrétisation . . . . .                                               | 186        |
| 8.2.2    | Analyse du choc et de la stagnation . . . . .                                               | 188        |
| 8.2.3    | Indépendance au maillage . . . . .                                                          | 195        |
| 8.3      | Retour sur la méthode du PSSPP . . . . .                                                    | 195        |
| 8.3.1    | Composition figée à travers le choc . . . . .                                               | 197        |
| <b>9</b> | <b>Conclusion</b>                                                                           | <b>202</b> |
| 9.1      | Retour sur la méthode de mesures expérimentales (PSSPP) . . . . .                           | 202        |
| 9.2      | Retour sur le modèle mathématique . . . . .                                                 | 204        |
| 9.3      | En terminant . . . . .                                                                      | 205        |
| <b>A</b> | <b>Intégrales de collision colligées pour un plasma d'argon</b>                             | <b>206</b> |
| A.1      | Définition des intégrales de collision . . . . .                                            | 206        |
| A.1.1    | Interactions neutre-neutre et neutre-ion . . . . .                                          | 206        |
| A.1.2    | Interactions entre particules chargées . . . . .                                            | 207        |
| A.1.3    | Interaction neutre-électron . . . . .                                                       | 207        |
| A.2      | Présentation des intégrales de collision calculées . . . . .                                | 208        |
| <b>B</b> | <b>Calcul des coefficients de transport d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique</b>   | <b>212</b> |
| B.1      | Approche de Burm <i>et al.</i> . . . . .                                                    | 213        |
| B.2      | Approche de Tanaka . . . . .                                                                | 214        |
| B.3      | Approche de Devoto . . . . .                                                                | 215        |
| <b>C</b> | <b>Ajouts au solveur afin de modéliser un plasma en déséquilibre thermique</b>              | <b>218</b> |
| C.1      | Équation de conservation additionnelle pour représenter le déséquilibre thermique . . . . . | 219        |
| C.2      | Correction à l'équation de conservation de l'énergie des particules lourdes . . . . .       | 220        |
| C.3      | Calcul du nombre de Mach pour un plasma à deux températures . . . . .                       | 221        |
| C.4      | Traitement de la fraction massique des électrons . . . . .                                  | 222        |

|          |                                                                        |            |
|----------|------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>D</b> | <b>Visualisation des résultats numériques pour certains cas tests</b>  | <b>223</b> |
| D.1      | Jets froids d'argon impactant le PSSPP . . . . .                       | 223        |
| D.2      | Jets de plasma d'argon laminaires et subsoniques à 100/50/20/8 kPa . . | 225        |
| D.3      | Jet supersonique turbulent à 8 kPa . . . . .                           | 228        |
| <b>E</b> | <b>Visualisation des résultats numériques</b>                          | <b>230</b> |

# Liste des tableaux

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        |     |
|-----|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.1 | Comparaison des capacités de projection pour des torches à plasma d'une puissance de 35-50 kW alimentées d'argon, selon [55]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 30  |
| 6.1 | Paramètre $\zeta \times 10^3$ en fonction de la température et de la pression du jet expulsé dans une chambre à 4 kPa. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         | 128 |
| 7.1 | Description des conditions aux limites pour le domaine de calcul du modèle mathématique. Légende : " $\nabla_n$ " indique la composante normale du gradient, " $T_{TBC}$ " = " $T_{PSSPP}$ " = " $T^{recirc}$ " = 300 K, " $p_c$ " = 4 kPa, " $p_j$ " = 4 ou 3 kPa, $k^{recirc} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ , $\epsilon^{recirc} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^3$ et "LL" indique la loi logarithmique à la paroi. . . . .                                                                                  | 141 |
| 7.2 | Caractéristiques des simulations de type LPPS. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 | 149 |
| 7.3 | Description des conditions aux limites pour le domaine de calcul de la figure 7.8. Légende : " $T^{recirc}$ " vaut 1100 K, " $\nabla_n$ " indique la composante normale du gradient et "Saha" indique que la fraction massique imposée est celle de l'équilibre chimique. . . . .                                                                                                                                                                                                                      | 151 |
| 7.4 | Vitesse, températures et nombre de Mach axiaux pour la première cellule du maillage, ainsi que débit massique, des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. Légende : les coefficients de transport sont ceux de "D" = Devoto [42, 43, 44] et le modèle de turbulence est le "sk- $\epsilon$ " = <i>standard</i> k- $\epsilon$ . . . .                                                                                                                                                                      | 152 |
| 7.5 | Vitesse, températures et nombre de Mach axiaux pour la première cellule du maillage, ainsi que débit massique, des jets d'argon supersoniques à 8 kPa de la section 7.4. Légende : les coefficients de transport sont ceux de "D" = Devoto [42, 43, 44], "B" = Burm <i>et al.</i> [23] ou "T" = Tanaka [177], le modèle de turbulence est le "sk- $\epsilon$ " = <i>standard</i> ou le "rk- $\epsilon$ " = <i>realizable</i> , alors que "dv" indique l'inclusion de la dissipation visqueuse. . . . . | 169 |

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |     |
|-----|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 8.1 | Description des conditions aux limites pour le domaine de calcul du modèle mathématique. Légende : " $\nabla_n^0$ " indique que la composante normale du gradient est nulle, " $T_{PSSPP}$ " = 3500 K, " $T^{recirc}$ " = 4000 K, " $p_c$ " = " $p_j$ " = 5 kPa, "Saha" indique l'équilibre chimique, $k^{recirc} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ , $\epsilon^{recirc} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^3$ et "LL" signifie <i>loi logarithmique</i> . . . . . | 181 |
| C.1 | Fraction massique des électrons pour un plasma d'argon en équilibre thermique à 4 kPa. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 222 |

# Table des figures

|     |                                                                                                                                                                  |    |
|-----|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1 | La méthode de projection "thermique" CGDS (projection dynamique à froid). . . . .                                                                                | 6  |
| 1.2 | La méthode de projection thermique par flamme. Illustration tirée du site web <i>www.plasmacoat.co.uk</i> . . . . .                                              | 8  |
| 1.3 | La méthode de projection thermique HVOF. Illustration tirée du site web <i>www.plasmacoat.co.uk</i> . . . . .                                                    | 9  |
| 1.4 | La méthode de projection thermique <i>D-gun</i> (canon à détonation). Illustration tirée du site web <i>www.thermalspray.org</i> . . . . .                       | 10 |
| 1.5 | La méthode de projection thermique WAS (arc-fil). Illustration tirée du site web <i>www.plasmacoat.co.uk</i> . . . . .                                           | 11 |
| 1.6 | La méthode de projection thermique par plasma. Illustration tirée du site web <i>www.plasmacoat.co.uk</i> . . . . .                                              | 12 |
| 1.7 | Un système de projection plasma à basse pression (LPPS). . . . .                                                                                                 | 14 |
| 1.8 | Un jet de plasma d'argon de type LPPS, dans lequel est insérée une sonde d'enthalpie. . . . .                                                                    | 15 |
| 2.1 | L'oeuf de Davy. Illustration tirée de [137]. . . . .                                                                                                             | 20 |
| 2.2 | La viscosité de l'argon à la pression atmosphérique. . . . .                                                                                                     | 21 |
| 2.3 | La conductibilité thermique de l'argon à la pression atmosphérique. . . . .                                                                                      | 22 |
| 2.4 | Évolution des températures dans un arc électrique à courant constant en fonction de la pression. . . . .                                                         | 25 |
| 2.5 | Vue en coupe d'une torche plasma à courant continu (DC). . . . .                                                                                                 | 28 |
| 2.6 | La torche plasma à induction schématisée (à gauche) et en laboratoire (à droite). Illustration et photographie tirées du site web <i>www.tekna.com</i> . . . . . | 29 |
| 2.7 | La turbine à vapeur pour l'industrie marine de C. G. P. de Laval. Illustration tirée du site web <i>www.britannica.com</i> . . . . .                             | 33 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     |    |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.8  | Le Bell X-1 lors de son vol historique. Les ondes de choc sont visibles à la sortie du réacteur. Photographie tirée du site web <i>www.dfrc.nasa.gov</i> . . .                                                                                                                                                      | 34 |
| 2.9  | Émission des ondes de pression à la surface de la masse ponctuelle. La figure (a) indique le moment auquel est émise chaque onde ( $t = 0, -1, -2, -3$ ). 36                                                                                                                                                        |    |
| 2.10 | La relation entre la fonction $p_o/p - 1$ et le nombre de Mach pour $\gamma = 1,667$ . 37                                                                                                                                                                                                                           |    |
| 2.11 | Profil de pression le long d'une tuyère convergente-divergente en fonction de la pression de chambre. . . . .                                                                                                                                                                                                       | 41 |
| 2.12 | Deux jets (supersoniques) en déséquilibre aérodynamique : en (A), le jet est sur-détendu, puisque $p_j < p_c$ , alors qu'en (B), il est sous-détendu, <i>i.e.</i> , $p_j > p_c$ . Dans les zones marquées d'un : "i" $\rightarrow p \sim p_j$ , "ii" $\rightarrow p > p_j$ et "iii" $\rightarrow p < p_j$ . . . . . | 43 |
| 2.13 | Le choc normal fait passer l'écoulement du régime supersonique au régime subsonique. . . . .                                                                                                                                                                                                                        | 45 |
| 3.1  | Vue en coupe d'une sonde d'enthalpie. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                       | 48 |
| 3.2  | Une onde de choc apparaît devant la sonde d'enthalpie en réponse à son insertion dans le jet supersonique. . . . .                                                                                                                                                                                                  | 50 |
| 4.1  | Constantes d'ionisation $K_i^\xi$ et de recombinaison $K_r^\xi$ de l'argon en fonction de la température, selon le modèle d'Hoffert & Lien [90]. Légende : les constantes d'ionisation sont indiquées par l'indice "i" et les constantes de recombinaison par "r". . . . .                                          | 75 |
| 4.2  | Description d'une collision binaire : la trajectoire d'une particule $j$ lors d'une collision avec une particule $k$ . . . . .                                                                                                                                                                                      | 84 |
| 4.3  | Le potentiel de Lennard-Jones pour l'argon. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                 | 85 |
| 4.4  | Coefficient de viscosité d'un plasma d'argon à l'équilibre thermique pour différentes pressions. . . . .                                                                                                                                                                                                            | 93 |
| 4.5  | Coefficient de conductibilité thermique de translation d'un plasma d'argon à l'équilibre thermique pour différentes pressions. . . . .                                                                                                                                                                              | 94 |
| 4.6  | Coefficient de diffusion ambipolaire d'un plasma d'argon à l'équilibre thermique pour différentes pressions. . . . .                                                                                                                                                                                                | 94 |
| 4.7  | Coefficients de viscosité et de conductibilité thermique de translation obtenus par l'approche de Bolot [14] pour l'argon en équilibre thermique à 25 kPa. . . . .                                                                                                                                                  | 95 |

|      |                                                                                                                                                                                                                       |     |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.8  | Comparaison de certaines intégrales de collision $\overline{Q}_{jk}^{(l,s)}$ tirées des travaux de Limoges [6] ("L" dans la légende) et de Murphy et Arundell [132] ("M" dans la légende). . . . .                    | 95  |
| 4.9  | Coefficient de viscosité d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 101,325 kPa pour $\theta = 1, 6$ et 2. . . . .                                                                                               | 96  |
| 4.10 | Coefficient de conductibilité thermique de translation des électrons d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 101,325 kPa pour $\theta = 1, 6$ et 2. . . . .                                                   | 96  |
| 4.11 | Coefficient de viscosité d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 25 kPa pour $\theta = 1, 5$ et 2. . . . .                                                                                                    | 97  |
| 4.12 | Coefficient de conductibilité thermique de translation des particules lourdes d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 25 kPa pour $\theta = 1, 5$ et 2. . . . .                                               | 97  |
| 4.13 | Coefficient de conductibilité thermique de translation des électrons d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 25 kPa pour $\theta = 1, 5$ et 2. . . . .                                                        | 98  |
| 4.14 | Coefficient de diffusion ambipolaire d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 25 kPa pour $\theta = 1, 5$ et 2. . . . .                                                                                        | 98  |
| 5.1  | Le montage expérimental du CRPP à l'ÉPFL, pour la caractérisation de jets plasma supersoniques à basse pression (LPPS). . . . .                                                                                       | 101 |
| 5.2  | Jet d'argon sur-détendu à ( $p_c =$ ) 4 kPa, 40 SLPM et 400 A. Légende : les lettres "C" et "E" font respectivement référence aux processus de compression et d'expansion liés au déséquilibre aérodynamique. . . . . | 103 |
| 5.3  | Dimensions des sondes d'enthalpie utilisées. . . . .                                                                                                                                                                  | 104 |
| 5.4  | Pression de stagnation $p_{o2}$ derrière le choc induit par la sonde d'enthalpie. . . . .                                                                                                                             | 105 |
| 5.5  | Enthalpie de stagnation $h_{o2}$ derrière le choc induit par la sonde d'enthalpie. . . . .                                                                                                                            | 107 |
| 5.6  | Vue en coupe du PSSPP. . . . .                                                                                                                                                                                        | 109 |
| 5.7  | Prise de mesures avec le premier design de PSSPP, en forme de capuchon. . . . .                                                                                                                                       | 110 |
| 5.8  | Ajustement du PSSPP en tungstène (type "bouchon") sur la sonde d'enthalpie. Légende : <b>a</b> = 2 mm, <b>b</b> = 3 mm, <b>c</b> = 7 mm, <b>d</b> = 6 mm et <b>e</b> = 5 mm. . . . .                                  | 111 |
| 5.9  | La sonde d'enthalpie (en haut) et le PSSPP (en bas), insérés dans le jet supersonique de plasma à une distance $x = 29$ mm du plan de sortie de la torche. . . . .                                                    | 112 |
| 5.10 | Pression statique (en Pascal) du jet froid d'argon impactant le PSSPP. . . . .                                                                                                                                        | 113 |
| 5.11 | Pressions totale et statique, $p_{o2}$ et $p_2$ , derrière le choc induit ( $p_c$ est la pression de la chambre). . . . .                                                                                             | 114 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                   |     |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.12 | Ratio de la pression de stagnation sur la pression statique derrière le choc induit le long de l'axe du jet. . . . .                                                                                                              | 115 |
| 5.13 | Diagramme de Mollier illustrant la solution des équations de choc. . . . .                                                                                                                                                        | 116 |
| 5.14 | Mesure du jet supersonique par l'insertion de la sonde d'enthalpie (sonde B de la figure 5.3) à 35 mm du plan de sortie de la torche, sur l'axe du jet.                                                                           | 117 |
| 5.15 | Estimation de la distance entre le choc normal induit et l'appareil de mesure inséré dans le jet de plasma supersonique. Cette estimation visuelle est faite en associant la zone plus sombre (parce que filtrée) au choc induit. | 118 |
| 5.16 | Pression statique de l'écoulement des deux côtés du choc induit. . . . .                                                                                                                                                          | 119 |
| 5.17 | Enthalpie de l'écoulement des deux côtés du choc induit. . . . .                                                                                                                                                                  | 120 |
| 5.18 | Température de l'écoulement des deux côtés du choc induit. . . . .                                                                                                                                                                | 120 |
| 5.19 | Vitesse de l'écoulement des deux côtés du choc induit. . . . .                                                                                                                                                                    | 121 |
| 5.20 | Nombre de Mach de l'écoulement des deux côtés du choc induit. . . . .                                                                                                                                                             | 121 |
| 6.1  | Terme source collisionnel $\dot{E}_{ch}$ en fonction du paramètre de déséquilibre $\theta$ pour $T_h = 10000$ K et $p = 4$ kPa. . . . .                                                                                           | 133 |
| 6.2  | Algorithme du solveur séquentiel utilisé pour résoudre les équations de conservation discrétisées. . . . .                                                                                                                        | 138 |
| 7.1  | Domaine de calcul pour le jet à basse température et basse pression impactant le PSSPP. . . . .                                                                                                                                   | 140 |
| 7.2  | Résultats de modélisation : pression statique des jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP. . . . .                                                                                                            | 142 |
| 7.3  | Résultats de modélisation : nombre de Mach des jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP. . . . .                                                                                                               | 143 |
| 7.4  | Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP. . . . .                                                                                                               | 143 |
| 7.5  | Résultats de modélisation : température des jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP. . . . .                                                                                                                  | 144 |
| 7.6  | Évolution temporelle des températures $T_e$ et $T_h$ de l'argon en fonction de la pression dans une enceinte adiabatique. . . . .                                                                                                 | 147 |
| 7.7  | Évolution temporelle de la densité électronique $n_e$ de l'argon en fonction de la pression dans une enceinte adiabatique. Légende : l'indice "S" dénote une densité électronique calculée par la loi de Saha. . . . .            | 148 |
| 7.8  | Domaine de calcul pour les simulations d'écoulements plasma de type LPPS.                                                                                                                                                         | 150 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                               |     |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 7.9  | Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes. . . . .                                                                                                           | 153 |
| 7.10 | Résultats de modélisation : températures axiales des jets d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes. . . . .                                                                                                     | 154 |
| 7.11 | Résultats de modélisation : degré d'ionisation axial des jets d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes. . . . .                                                                                                 | 155 |
| 7.12 | Résultats de modélisation : équilibre chimique sur l'axe des jets d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes. . . . .                                                                                             | 156 |
| 7.13 | Résultats de modélisation : ratio axial des temps caractéristiques des jets d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes. . . . .                                                                                   | 156 |
| 7.14 | Résultats de modélisation : profils radiaux de la vitesse axiale pour le jet d'argon laminaire et subsonique à 8 kPa. . . . .                                                                                                                 | 158 |
| 7.15 | Résultats de modélisation : profils radiaux du ratio des températures ( $\theta = T_e/T_h$ ) pour le jet d'argon laminaire et subsonique à 8 kPa. . . . .                                                                                     | 158 |
| 7.16 | Résultats de modélisation : profils radiaux de la température des particules lourdes pour le jet d'argon laminaire et subsonique à 8 kPa. . . . .                                                                                             | 159 |
| 7.17 | Résultats de modélisation : profils radiaux du degré d'ionisation pour le jet d'argon laminaire et subsonique à 8 kPa. . . . .                                                                                                                | 159 |
| 7.18 | Résultats de modélisation : pression statique axiale des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. Légende : la lettre "M" indique que la frontière B-C (à la figure 7.8) est un mur, alors que "SM" indique que c'est une frontière libre. . . . . | 162 |
| 7.19 | Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                                                                                                                    | 163 |
| 7.20 | Résultats de modélisation : températures axiales des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                                                                                                              | 164 |
| 7.21 | Résultats de modélisation : degré d'ionisation et déséquilibre chimique axiaux des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                                                                                | 164 |
| 7.22 | Résultats de modélisation : ratio des temps caractéristiques axiaux des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                                                                                           | 165 |
| 7.23 | Résultats de modélisation : profils radiaux de la vitesse axiale pour le jet d'argon supersonique et turbulent à 8 kPa. . . . .                                                                                                               | 166 |
| 7.24 | Résultats de modélisation : profils radiaux du ratio des températures pour le jet d'argon supersonique et turbulent à 8 kPa. . . . .                                                                                                          | 167 |

|      |                                                                                                                                                     |     |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 7.25 | Résultats de modélisation : profils radiaux de la température des particules lourdes pour le jet d'argon supersonique et turbulent à 8 kPa. . . . . | 167 |
| 7.26 | Résultats de modélisation : profils radiaux du degré d'ionisation pour le jet d'argon supersonique et turbulent à 8 kPa. . . . .                    | 168 |
| 7.27 | Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                          | 170 |
| 7.28 | Résultats de modélisation : températures axiales des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                    | 171 |
| 7.29 | Résultats de modélisation : degré d'ionisation axial des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                | 171 |
| 7.30 | Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                          | 173 |
| 7.31 | Résultats de modélisation : températures axiales des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                    | 174 |
| 7.32 | Résultats de modélisation : degré d'ionisation axial des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. . . . .                                                | 174 |
| 8.1  | Domaine de calcul représentant les mesures expérimentales avec le PSSPP.                                                                            | 179 |
| 8.2  | Maillage du domaine de calcul illustrant le raffinement devant le PSSPP.                                                                            | 180 |
| 8.3  | Profils radiaux de la pression statique et de la température des particules lourdes imposés sur la frontière A-B. . . . .                           | 183 |
| 8.4  | Profils radiaux de vitesse axiale (imposé) et du nombre de Mach (calculé) sur la frontière A-B. . . . .                                             | 184 |
| 8.5  | Profil radial de la fraction massique des électrons imposé sur la frontière A-B. . . . .                                                            | 184 |
| 8.6  | Profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation imposés sur la frontière A-B. . . . .                               | 186 |
| 8.7  | Résultats de modélisation : pression statique axiale pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP. . . . .                | 187 |
| 8.8  | Résultats de modélisation : nombre de Mach axial pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP. . . . .                    | 188 |
| 8.9  | Résultats de modélisation : pression statique axiale pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP. . . . .                | 189 |
| 8.10 | Isocontours du nombre de Mach pour le cas (a). . . . .                                                                                              | 190 |
| 8.11 | Isocontours de la pression statique pour le cas (a). . . . .                                                                                        | 190 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                              |     |
|------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 8.12 | Résultats de modélisation : nombre de Mach axial pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP. . . . .                                                                                                             | 191 |
| 8.13 | Résultats de modélisation : vitesse axiale (sur l'axe du jet) pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP. . . . .                                                                                                | 192 |
| 8.14 | Résultats de modélisation : ratio axial des températures ( $\theta = T_e/T_h$ ) pour le cas (a). . . . .                                                                                                                                     | 193 |
| 8.15 | Résultats de modélisation : températures axiales des particules lourdes et des électrons pour le cas (a). . . . .                                                                                                                            | 194 |
| 8.16 | Résultats de modélisation : fraction massique des électrons et critère d'équilibre chimique axiaux pour le cas (a). . . . .                                                                                                                  | 195 |
| 8.17 | Calculs de la fraction massique des électrons par la loi de Saha à une ( $T_h$ ) ou deux ( $T_e, T_h$ ) températures le long de l'axe du jet et comparaison avec la solution numérique du cas (a). . . . .                                   | 197 |
| 8.18 | Distributions axiales de température des deux côtés du choc. . . . .                                                                                                                                                                         | 199 |
| 8.19 | Distributions axiales du nombre de Mach des deux côtés du choc. . . . .                                                                                                                                                                      | 200 |
| 8.20 | Distributions axiales de vitesse axiale des deux côtés du choc. . . . .                                                                                                                                                                      | 200 |
| 8.21 | Distributions axiales de pression statique des deux côtés du choc. . . . .                                                                                                                                                                   | 201 |
| 8.22 | Distributions axiales d'enthalpie des deux côtés du choc. . . . .                                                                                                                                                                            | 201 |
| A.1  | Sections efficaces de transport $Q_{eAr}^{(l)}$ pour $l = 1, 2, 3$ ( $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$ ). . . . .                                                                                                               | 208 |
| A.2  | Intégrales de collision pour l'interaction neutre-neutre ( $Ar - Ar$ ). . . . .                                                                                                                                                              | 209 |
| A.3  | Intégrales de collision pour l'interaction neutre-ion ( $Ar - Ar^+$ ). . . . .                                                                                                                                                               | 210 |
| A.4  | Intégrales de collision pour l'interaction ion-ion et électron-électron, ( $Ar^+ - Ar^+$ et $e - e$ ). Ces intégrales de collision dépendent de la composition du plasma et sont ici présentées pour l'équilibre thermique à 25 kPa. . . . . | 210 |
| A.5  | Intégrales de collision pour l'interaction ion-électron ( $Ar^+ - e$ ). Ces intégrales de collision dépendent de la composition du plasma et sont ici présentées pour l'équilibre thermique à 25 kPa. . . . .                                | 211 |
| A.6  | Intégrales de collision pour l'interaction neutre-électron ( $Ar - e$ ). . . . .                                                                                                                                                             | 211 |
| D.1  | Isocontours du nombre de Mach pour le jet d'argon froid à 650 m/s et 500 K ( $M = 1,56$ ) en équilibre aérodynamique. . . . .                                                                                                                | 224 |
| D.2  | Isocontours du nombre de Mach pour le jet d'argon froid à 850 m/s et 500 K ( $M = 2$ ) en équilibre aérodynamique. . . . .                                                                                                                   | 224 |
| D.3  | Isocontours du nombre de Mach pour le jet d'argon froid à 850 m/s et 500 K ( $M = 2$ ) en déséquilibre aérodynamique. . . . .                                                                                                                | 225 |

|     |                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |     |
|-----|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| D.4 | Isocontours de la vitesse axiale $u$ des jets laminaires à : a) 100 kPa, b) 50 kPa, c) 20 kPa et d) 8 kPa. Les échelles portent des unités de [m/s]. . . .                                                                                                                                                   | 226 |
| D.5 | Isocontours de la température des particules lourdes $T_h$ des jets laminaires à : a) 100 kPa, b) 50 kPa, c) 20 kPa et d) 8 kPa. Les échelles portent des unités de [K]. . . . .                                                                                                                             | 227 |
| D.6 | Isocontours de la température des électrons $T_e$ des jets laminaires à : a) 100 kPa, b) 50 kPa, c) 20 kPa et d) 8 kPa. Les échelles portent des unités de [K]. . . . .                                                                                                                                      | 228 |
| D.7 | Isocontours du jet turbulent et supersonique à 8 kPa : a) température des particules lourdes $T_h$ , b) température des électrons $T_e$ , c) vitesse axiale $u$ et d) fraction molaire des électrons $x_e$ . Les échelles portent respectivement des unités de : a) [K], b) [K], c) [m/s] et d) [-]. . . . . | 229 |
| E.1 | Isocontours de la vitesse axiale pour le cas (a). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                    | 230 |
| E.2 | Isocontours de la température des particules lourdes pour le cas (a). . . .                                                                                                                                                                                                                                  | 231 |
| E.3 | Isocontours de la température des électrons pour le cas (a). . . . .                                                                                                                                                                                                                                         | 231 |
| E.4 | Isocontours de la fraction massique des électrons pour le cas (a). . . . .                                                                                                                                                                                                                                   | 232 |

## Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, le professeur Bertrand Jodoin du département de génie mécanique à l'Université d'Ottawa. La liberté qu'il m'a accordé m'a permis de vivre une expérience de recherche internationale lors d'un séjour en Suisse. La confiance qu'il m'a témoignée m'a permis de vivre de mémorables moments d'enseignement. Sa rigueur intellectuelle en fait un chercheur de pointe et un superviseur pertinent.

Je tiens à remercier les directeurs successifs du département de génie chimique, les professeurs André Tremblay et Marc Dubé, ainsi que le professeur William Hallett, directeur du département de génie mécanique, qui m'ont donné l'opportunité d'enseigner à l'Université d'Ottawa.

Mes plus sincères remerciements vont au professeur Jacques Aubreton, de l'Université de Limoges, avec qui j'ai pris contact au cours de ma thèse. Sa générosité a contribué à la réussite de cette thèse, puisque les résultats du chapitre 4 ne seraient pas de cette qualité sans son apport.

Je souhaite également remercier le professeur Yann Bartosiewicz, de l'Université Catholique de Louvain, pour quelques échanges de courriels à propos de la modélisation des jets de plasma supersoniques qui m'ont été d'un secours précieux.

Ensuite, je tiens à remercier haut et fort les responsables de ma venue au Centre de Recherche en Physique des Plasmas de l'ÉPFL, messieurs Jean-Luc Dorier et Christoph Hollenstein. Merci à Edith Grüeter, personne-ressource par excellence pour les stagiaires au CRPP. Merci aux marathoniens Antoine et Thierry qui ont dû supporter mon SRAS, mon pas de course *pésant* et mon accent ! Je ne pourrai jamais oublier les matchs de FIFA2003 avec Antoine, Thierry et Malko sur mon PC de l'âge de pierre... Plus sérieusement, je souhaite remercier tout particulièrement mes mentors expérimentateurs Suisses, Jean-Luc et Malko, sans qui la méthode du PSSPP ne serait certainement pas ce qu'elle est.

Enfin, merci à la belle Maryse, avec qui je partage ma vie depuis maintenant plus de 10 ans.

Je dédie cette thèse à mes deux amours, Thomas et Laurianne, les astres lumineux autour desquels gravite ma vie...

Alex

# Chapitre 1

## Introduction

Les écoulements de plasmas supersoniques à basse pression sont des milieux difficiles à caractériser en raison de la complexité des phénomènes physiques et chimiques qui y prennent place. À cela s'ajoute la difficulté d'y faire des mesures expérimentales, ce qui limite la compréhension de ces écoulements.

D'un point de vue théorique, les écoulements supersoniques et les plasmas sont depuis longtemps étudiés, et de manière générale, sont des domaines pour lesquels l'état des connaissances est plutôt avancé. À preuve, le vol supersonique est maîtrisé depuis la fin des années 1940, alors que l'utilisation des tubes au néon pour l'éclairage, une application des plasmas, remonte à la fin des années 1930. Cependant, dans la pratique, autant les écoulements supersoniques que les plasmas sont des milieux difficiles à étudier. Généralement, ce sont les mesures intrusives qui donnent accès à la pression et la vitesse d'un écoulement. Or, certaines difficultés liées aux caractéristiques intrinsèques des phénomènes en jeu sont amplifiées lorsqu'*écoulement supersonique* et *état plasma* sont présents de façon simultanée :

1. Les écoulements supersoniques ne dépendent pas des conditions en aval, comme la présence d'un obstacle ou une pression ambiante différente. Ils s'adaptent à ces conditions par un changement soudain et discontinu, appelé "choc". Celui-ci complique la prise de mesures expérimentales intrusives dans l'écoulement supersonique. En effet, s'il est habituel de mesurer la vitesse d'un jet plasma par une sonde d'enthalpie, son intrusion dans un jet de plasma supersonique provoque l'apparition d'une onde de choc devant la sonde qui affecte les mesures.
2. Les plasmas thermiques sont des milieux hostiles pour tout appareil de mesure intrusif, principalement à cause du flux de chaleur qu'ils lui imposent. De plus, ces

plasmas sont souvent de faibles dimensions, ou encore confinés dans des réacteurs qui en rendent l'accès difficile. C'est le cas des plasmas basse pression qui sont obtenus sous atmosphère contrôlée.

Il est donc évident que la prise de mesures dans les jets de plasma supersoniques à basse pression est une tâche ardue. Par ailleurs, il est aussi possible d'utiliser des méthodes optiques, non-intrusives. Cependant, celles-ci sont non seulement complexes à mettre en œuvre et à opérer, mais de plus elles ne permettent pas d'obtenir toutes les variables qui caractérisent l'écoulement.

## 1.1 Objectifs de recherche

Les limitations des différentes méthodes de mesures expérimentales pour les écoulements supersoniques de plasma à basse pression amènent à considérer la modélisation mathématique comme une avenue intéressante. Le modèle mathématique est avantageux parce qu'il est moins coûteux que des tests en laboratoire, mais aussi parce qu'il offre une représentation continue des phénomènes d'un procédé, contrairement aux mesures qui en donnent une image fragmentée. Afin que les résultats du modèle soient jugés acceptables et représentatifs, ils doivent être validés par des mesures du procédé (température, vitesse, pression, densité électronique, *etc.*). La difficulté à obtenir des mesures expérimentales dans les écoulements de plasmas supersoniques à basse pression a jusqu'à maintenant empêché la validation des modèles développés : le but de cette thèse est de s'attaquer à ce problème.

L'objectif principal de ce travail de recherche est le développement d'un nouveau procédé de mesures expérimentales permettant de caractériser adéquatement les écoulements de plasma supersoniques à basse pression et en déséquilibre aérodynamique. Cette nouvelle méthode sera un apport majeur au domaine des mesures de jets de plasma supersoniques par sonde d'enthalpie. De plus, parce qu'en régime d'écoulement supersonique le processus de mesure intrusive devient indirect, certains développements théoriques sont nécessaires pour l'interprétation et le traitement des mesures du jet plasma. Or, ces développements théoriques font appel à des hypothèses : un modèle mathématique est donc utilisé afin de simuler le processus de mesures expérimentales du nouveau procédé. De cette façon, les résultats de la modélisation permettent non seulement de détailler les phénomènes physico-chimiques en jeu, mais également de critiquer les hypothèses associées à la nouvelle méthode de mesures expérimentales. Une fois cette thèse complétée, le nouveau procédé de mesures expérimentales pour les plasmas supersoniques (à basse

pression) en déséquilibre aérodynamique sera un outil précieux afin de passer à l'étape suivante, qui consiste à utiliser ces mesures expérimentales afin de valider un modèle mathématique de jet de plasma supersonique (à basse pression).

Cette thèse porte donc sur les mesures expérimentales d'écoulements de plasma supersoniques sous des conditions de basse pression, en utilisant la modélisation comme outil de vérification. Afin de la mener à bien, cinq objectifs particuliers doivent être rencontrés :

1. élaborer un procédé de mesures expérimentales permettant de caractériser des jets de plasmas supersoniques sous des conditions de basse pression, et plus particulièrement des jets en déséquilibre aérodynamique ;
2. développer un modèle mathématique permettant de représenter les phénomènes physico-chimiques qui entrent en jeu dans de tels jets ;
3. mettre en œuvre des tests du modèle mathématique démontrant sa capacité à représenter les écoulements de plasma à basse pression en déséquilibre aérodynamique, chimique et thermique ;
4. simuler le nouveau procédé de mesures expérimentales à l'aide du modèle mathématique ;
5. utiliser les prédictions du modèle comme outil pour critiquer et améliorer le nouveau procédé de mesures expérimentales pour les jets de plasma supersoniques à basse pression.

Le premier de ces objectifs est en réalité le cœur et la force de ce travail de recherche, duquel découlent les quatre autres objectifs.

Enfin, puisque le sujet de cette thèse est fortement lié à la projection plasma basse pression, il semble nécessaire de terminer cette introduction par une brève présentation de la projection thermique et de ses principaux procédés. Cela permet de mieux situer le projet de thèse parmi les enjeux complexes entourant la projection plasma à basse pression.

## 1.2 Projection thermique

La projection thermique est un procédé qui modifie les caractéristiques d'une surface en y projetant un matériau qui la recouvre en formant un dépôt. Le but de cette opération est habituellement de marier des matériaux dissimilaires afin d'obtenir un ensemble plus résistant face aux effets néfastes de la chaleur, de la corrosion, de la friction,

de l'érosion ou de l'abrasion [38, 58, 87, 142, 171]. Cependant, la projection thermique permet également de restaurer des surfaces endommagées, d'en modifier les propriétés électriques, optiques et magnétiques, d'obtenir des implants biocompatibles ou encore des membranes céramiques pour la filtration osmotique et l'ultrafiltration [38, 87, 142, 171].

### 1.2.1 Perspective historique de la projection thermique

C'est en 1911 que l'ingénieur suisse Max Ulrich Schoop<sup>1</sup> obtint les premiers dépôts réalisés par projection thermique, qu'Heimann [87] définit comme : "*(Une technique)... qui utilise la fusion complète ou partielle d'un fil, d'une tige ou d'une poudre par son passage dans une zone de haute température générée par énergie électrique sous la forme d'un gaz ionisé ou par une flamme de combustion. Les gouttelettes entrent ensuite en contact avec le substrat et forment le dépôt, couche par couche.*" Schoop utilisait une flamme accélérée à travers une buse qui lui permettait de projeter des particules d'étain ou de plomb. En dirigeant ce jet chargé de particules fondues vers une surface métallique, où elles allaient s'agglutiner et se solidifier, il formait des dépôts anti-corrosion [87]. Schoop travailla aussi au développement de la projection arc-fil [38].

Au fil des décennies, l'intérêt sans cesse grandissant pour la projection thermique a stimulé le développement de nouveaux matériaux (alliages, cermets, matériaux nanostructurés, *etc.*) et l'amélioration constante des équipements de projection [38, 171]. Notamment, l'introduction des torches plasma comme outil de projection thermique a permis de traiter des matériaux ayant une température de fusion et des tailles de particules plus élevées comme les céramiques pures [38, 58, 87].

Sous l'impulsion de ces développements, et par l'approfondissement des connaissances à propos du processus de formation des dépôts, la projection thermique est passée d'une simple technique de modification de surface à un ensemble de techniques de traitement des matériaux [16, 38, 171]. De nos jours, les procédés de projection thermique sont couramment employés dans les industries de l'aviation, chimique, aérospatiale, électronique, militaire, médicale, marine et nucléaire, entres autres [38, 171].

### 1.2.2 Limitations des procédés de projection thermique

Lors de la projection d'un matériau dans une situation idéale, toutes les particules injectées dans le gaz propulseur chaud (flamme, plasma, *etc.*) sont accélérées à une vitesse

---

<sup>1</sup>Quelques-uns des nombreux brevets de Schoop ont récemment été publiés dans une série d'articles en hommage aux pionniers de la projection thermique [159, 160, 161, 162].

favorisant leur adhésion au substrat, tout en étant chauffées suffisamment. En réalité, il faut tenir compte de plusieurs facteurs qui limitent le procédé de projection thermique [38, 55] :

1. Les poudres à projeter ont une distribution de tailles, qui occasionne une distribution de vitesses des particules lors de la projection (tout comme un écoulement non-uniforme, par ailleurs). Cela implique que certaines particules n'auront pas la vitesse requise pour adhérer au substrat ;
2. L'injecteur de poudres ne peut faire pénétrer toutes les particules dans le plasma (surtout les injecteurs radiaux). Certaines particules, décélérées par des collisions avec les parois de l'injecteur, ne se rendront pas jusqu'au substrat car elles "rebondissent" sur le jet de gaz propulseur, selon la viscosité et l'inertie de ce dernier. À l'inverse, d'autres particules sont trop rapides et "traversent" tout simplement le jet d'un côté à l'autre ;
3. Le processus de fusion des particules injectées est complexe, car il dépend de leur temps de résidence dans le jet, mais aussi de la composition du gaz propulseur, qui modifie le coefficient d'échange convectif entre le gaz et les particules. Puisque les particules ont des distributions de tailles et de vitesses, il est possible que les plus petites s'évaporent ou que les plus grosses ne fondent pas ou ne soient pas accélérées suffisamment ;
4. L'environnement dans lequel se fait la projection a aussi son importance. La projection dans l'air ambiant implique un entraînement d'oxygène dans le jet de gaz propulseur, causant l'oxydation des métaux et la décomposition des carbures dans les poudres et le dépôt ;
5. Les conditions d'impact au substrat, comme la température et la rugosité de celui-ci, ont aussi un effet sur l'adhésion des particules projetées.

En raison de ces facteurs de non-idéalité, les procédés de projection thermique "*... relèvent autant de la science que de l'art du compromis*" [55]. Ce n'est qu'en variant les paramètres d'opération (*e.g.*, l'injection des particules, le design et la puissance de la torche, le débit et le type de gaz propulseur) qu'il devient possible d'optimiser un procédé de projection thermique en particulier.

### 1.2.3 Choix d'un procédé de projection thermique

Parce que les combinaisons possibles de matériaux à projeter (polymères, métaux, alliages, céramiques, cermet, *etc.*) et de types de surfaces à traiter sont nombreuses

et diverses, il n'existe pas de procédé de projection thermique universel. Pour chaque matériau à projeter, le choix d'un procédé de projection thermique repose sur l'évaluation de plusieurs critères, dont [55] :

- la vitesse et la température requises pour le matériau à projeter ;
- le type de surface à traiter ;
- la pureté requise pour le dépôt ;
- l'épaisseur et la densité requises pour le dépôt ;
- les coûts d'opération du système de projection.

Les coûts d'opération comprennent plusieurs facettes comme l'achat et la maintenance des équipements de projection, le remplacement des matériaux à projeter (poudres, fils, tiges) ou des électrodes (consommables ou non-consommables), le remplacement des gaz porteur, propulseur et combustible, *etc.* Afin d'illustrer l'éventail des solutions qui s'offrent pour une application donnée, les caractéristiques principales des procédés de projection thermique<sup>2</sup> sont présentées, en les regroupant selon la source d'énergie dont ils dépendent, que ce soit l'énergie cinétique, thermique, électrique ou une combinaison de celles-ci.

#### 1.2.4 Procédé de projection utilisant l'énergie cinétique

La projection dynamique à froid (*Cold Gas Dynamic Spraying*, CGDS) est un procédé qui utilise exclusivement l'énergie cinétique d'un écoulement supersonique de gaz à une température près de la température ambiante pour accélérer des poudres qui, en impactant sur un substrat, y forment un dépôt [2].

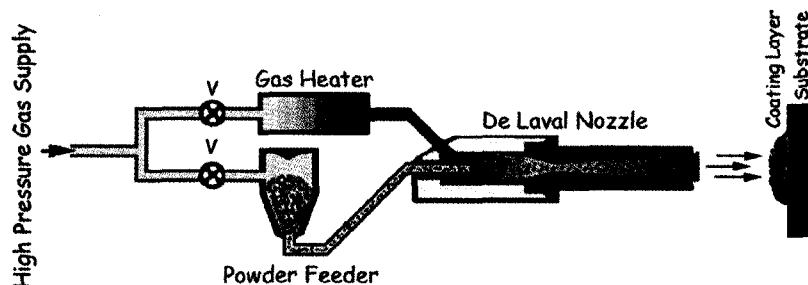


FIG. 1.1 – La méthode de projection "thermique" CGDS (projection dynamique à froid).

<sup>2</sup>Une revue des procédés de projection thermique est présentée dans la thèse de Raletz [147].

En CGDS, l'écoulement supersonique est généré par une tuyère convergente-divergente placée entre un réservoir à haute pression et une chambre à la pression atmosphérique, comme l'illustre la figure 1.1. Pour augmenter la vitesse du gaz propulseur alimenté à la tuyère, il est habituel de le préchauffer [38]. Malgré cela, le CGDS a la particularité de peu chauffer les particules de poudre injectées dans le jet, car la température du procédé demeure inférieure à la température de fusion du matériau. Ces faibles températures permettent aux poudres injectées de maintenir leur intégrité physique et chimique tout au long du processus de projection, et ainsi d'éviter toutes les difficultés associées au chauffage des particules, particulièrement l'oxydation et l'évaporation du matériau projeté [38, 50]. De plus, il est impératif que les particules injectées soient accélérées à une vitesse surpassant leur vitesse critique de projection [2, 38, 50]. Lorsque c'est le cas, ces particules sont déformées plastiquement lors de l'impact avec la surface à traiter et elles s'accumulent en couches successives pour former le dépôt.

Enfin, le dépôt obtenu par CGDS est dense et composé de matériaux ductiles (puisque la capacité d'un matériau à se déformer plastiquement est liée à sa ductilité). Les métaux et les polymères sont donc des matériaux de prédilection en CGDS. Cependant, il est possible de déposer des matériaux non-ductiles comme les céramiques en les mélangeant à un matériau ductile. Ainsi, lors de l'impact au substrat, un métal (ductile) forme la matrice dans laquelle sont emprisonnées des particules de céramique [38].

### 1.2.5 Procédés de projection combinant énergies thermique et cinétique

Les procédés de projection par énergie thermique sont tributaires du dégagement de chaleur résultant de la réaction chimique entre un combustible et un comburant pour fondre les particules à projeter. Celles-ci se re-solidifient au contact de la surface traitée, plus froide. Il existe trois techniques de projection utilisant la combinaison des énergies thermique et cinétique :

1. la projection par flamme (*Flame Spraying*) ;
2. le HVOF (*High-Velocity Oxygen-Fuel Spraying*) ;
3. le canon à détonation (*D-gun*).

Si la projection par flamme et l'HVOF sont des procédés opérés en continu, comme la plupart des procédés de projection thermique, le canon à détonation est quant à lui opéré par répétitions.

### Projection par flamme

Dans le procédé de projection par flamme, qui est illustré à la figure 1.2, un combustible, habituellement l'acétylène ou le propane, et un comburant, l'oxygène, sont alimentés dans une buse. La flamme obtenue par la combustion oxygène-acétylène atteint des températures qui avoisinent les 3000-3500 K. L'écoulement réactif quitte la buse à une vitesse ne dépassant pas 100 m/s, et les particules injectées sous forme de fil ou de tige ne sont que faiblement accélérées, puisque leur vitesse atteint  $v_p \approx 80$  m/s [38]. Les dépôts obtenus en projection par flamme sont de faible densité et contiennent un taux élevé d'oxydes, dont la présence est le résultat de l'absorption de l'oxygène présente dans l'air ambiant [38, 171, 190]. Enfin, les conditions d'opération de ce procédé permettent la projection de polymères et de quelques céramiques [38, 58].

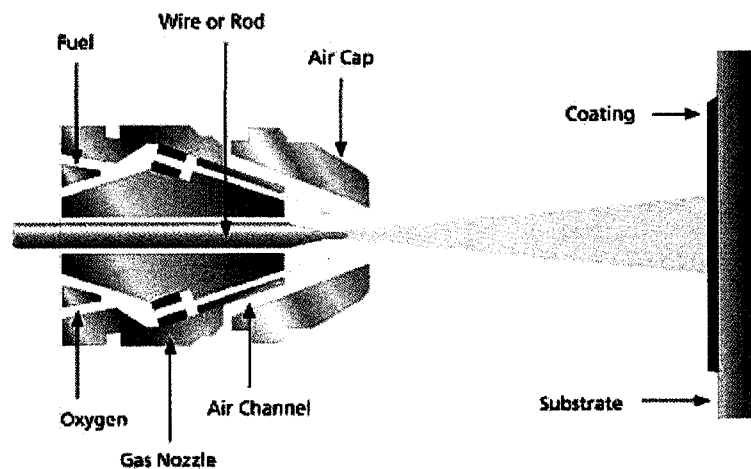


FIG. 1.2 – La méthode de projection thermique par flamme. Illustration tirée du site web [www.plasmacoat.co.uk](http://www.plasmacoat.co.uk).

### HVOF

Dans le procédé HVOF, qui est illustré à la figure 1.3, le comburant est l'oxygène alors que le combustible est soit un hydrocarbure léger (propane, acétylène, *etc.*), soit l'hydrogène. Ce mélange gazeux brûle dans une chambre de combustion à haute pression, alimentant une tuyère convergente-divergente qui expulse ensuite l'écoulement réactif supersonique (1500-1800 m/s) dont la température atteint  $\approx 2600$ -3300 K [38, 58]. Cet écoulement permet d'accélérer les particules de poudre, injectées axialement, à des

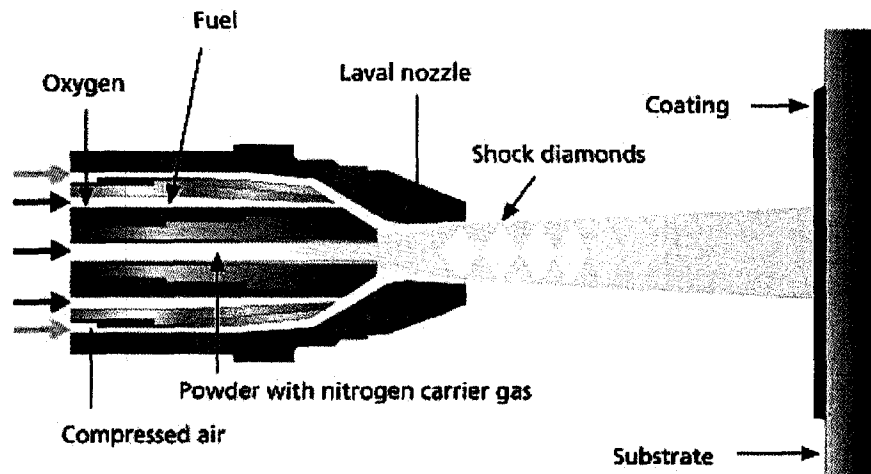


FIG. 1.3 – La méthode de projection thermique HVOF. Illustration tirée du site web [www.plasmacoat.co.uk](http://www.plasmacoat.co.uk).

vitesses avoisinant les  $v_p = 550\text{--}850\text{ m/s}$ . Cependant, les températures en HVOF sont plus faibles que pour la projection plasma (APS), ce qui réduit l'oxydation des dépôts mais implique aussi un taux de fusion des particules plus faible, pouvant nuire à la structure du dépôt selon le type de matériau projeté [38]. Ce procédé de projection thermique est l'un des plus utilisés en industrie.

### Canon à détonation

Le canon à détonation, qui est illustré à la figure 1.4, est un procédé utilisant une répétition d'explosions en milieu gazeux sous haute pression pour projeter des poudres. Le comburant est l'oxygène et le combustible est habituellement l'acétylène. Le mélange réactif expulsé par le canon peut atteindre  $4300\text{ K}$  et accélérer les particules injectées jusqu'à  $v_p \approx 1200\text{ m/s}$ , ce qui favorise l'obtention de dépôts compacts ayant une grande adhérence. De plus, le faible temps de résidence des poudres dans le jet, qui les protège de l'air ambiant, permet la formation de dépôts contenant très peu d'oxydes [38, 87, 190]. Ces dépôts sont parmi les plus denses et les plus durs de tous ceux qui sont obtenus par projection thermique. Cependant, le canon à détonation est un procédé encombrant (le canon fait souvent plus d'un mètre de long) qui occasionne une nuisance sonore importante ( $\approx 145\text{ dB}$ ).

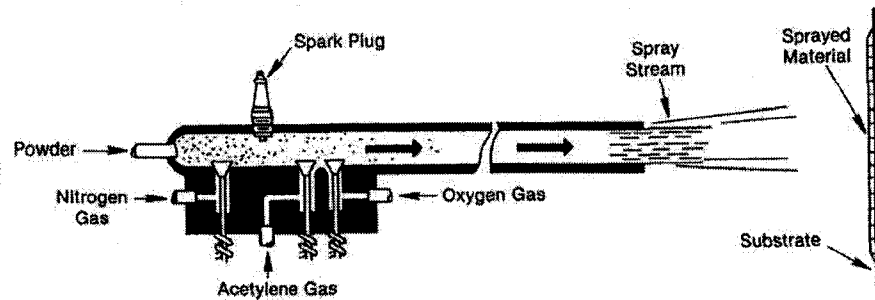


FIG. 1.4 – La méthode de projection thermique *D-gun* (canon à détonation). Illustration tirée du site web [www.thermalspray.org](http://www.thermalspray.org).

### 1.2.6 Procédés de projection combinant énergies électrique et cinétique

L'utilisation d'une source d'énergie électrique permet de former une décharge entre deux électrodes dans un volume gazeux. L'arc électrique ainsi formé peut être utilisé de façon directe ou indirecte comme source de chaleur pour deux procédés de projection thermique, respectivement la projection arc-fil (*WAS*, *Wire Arc Spraying*) et la projection plasma (*Plasma Spraying*). Si la projection arc-fil est probablement le procédé de projection thermique le moins coûteux, la projection plasma est assurément la plus dispendieuse [38, 142, 190].

#### Projection arc-fil

Lorsqu'un arc électrique est maintenu entre des électrodes consommables, la technique de projection est le *WAS*, où l'énergie dissipée par l'arc fait fondre les électrodes. Des gouttellettes métalliques sont alors éjectées et transportées par un jet d'air comprimé qui souffle le point de jonction des électrodes, pour aller former le dépôt, comme l'illustre la figure 1.5 [38, 142].

Le procédé de projection arc-fil [38] :

- a la meilleure efficacité thermique de tous les procédés de projection thermique, puisque l'arc électrique est appliqué directement sur le(s) matériau(x) à projeter (*i.e.*, les fils) ;
- est le seul procédé de projection thermique pour lequel les particules injectées sont refroidies en vol (à l'exception du CGDS), puisque l'arc ne chauffe que le point de

jonction entre les fils ;

- est le procédé de projection thermique pour lequel le transfert de chaleur au substrat est le plus faible (à l'exception du CGDS, encore une fois), ce qui permet d'utiliser des substrats en polymère, en fibres de verre, en bois, en verre et bien sûr en métal ;
- a vu son applicabilité grandement augmentée par l'utilisation de fils creux remplis de poudres de cermet ou de matériaux amorphes.

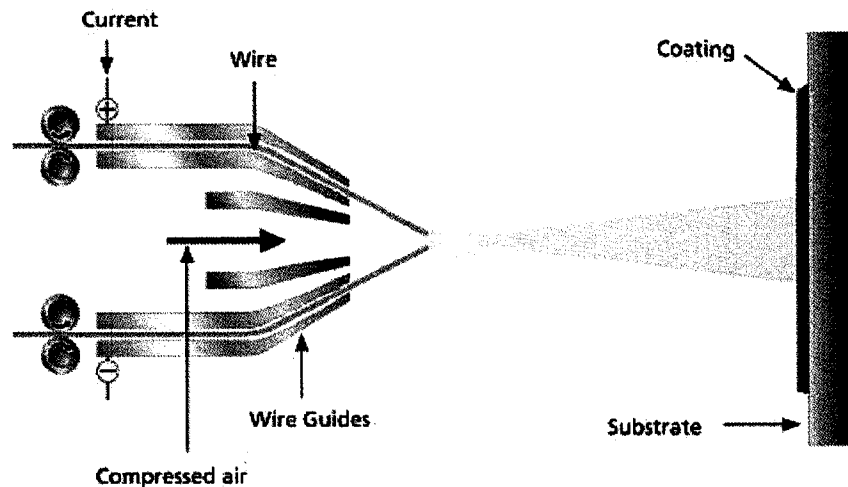


FIG. 1.5 – La méthode de projection thermique WAS (arc-fil). Illustration tirée du site web [www.plasmacoat.co.uk](http://www.plasmacoat.co.uk).

L'utilisation de l'air comme gaz porteur est peu coûteuse, mais elle favorise l'oxydation des dépôts, induisant des défauts structuraux indésirables. L'utilisation d'un gaz porteur neutre, plus dispendieux, permet de diminuer cet effet d'oxydation. De plus, la coordination imparfaite entre l'alimentation des fils et leur consommation par fusion dans l'arc crée des variations dans la distance inter-électrodes, qui se répercutent sur la température de l'arc et occasionnent une plus grande dispersion de la taille des goutellettes éjectées.

En résumé, la projection arc-fil est un procédé économique qui permet l'obtention de dépôts relativement épais, de l'ordre du millimètre. C'est pourquoi il est très utilisé dans la protection contre la corrosion de grandes structures métalliques comme les ponts, les navires et les réservoirs chimiques [38, 58, 142].

## Projection plasma

L'énergie électrique est aussi utilisée dans le procédé de projection plasma, qui est illustré à la figure 1.6. La torche<sup>3</sup> à plasma est un appareil servant à générer un gaz partiellement ionisé, ou plasma, et à en diriger l'écoulement sous la forme d'un jet. Des particules solides sont injectées dans ce jet de plasma pour y être accélérées, fondues et projetées sur un substrat. Puisque les procédés de projection plasma atteignent les températures les plus élevées (jusqu'à 20000-30000 K dans la torche, environ 7000-15000 K dans le jet), ils ont la particularité de permettre la déposition de matériaux réfractaires, ayant une température de fusion élevée, comme les céramiques [16, 38, 55, 57, 58, 87]. Ces hautes températures permettent un taux de fusion élevé des particules injectées, qui se reflète généralement par des dépôts plus denses que ceux obtenus par la projection par flamme ou arc-fil.

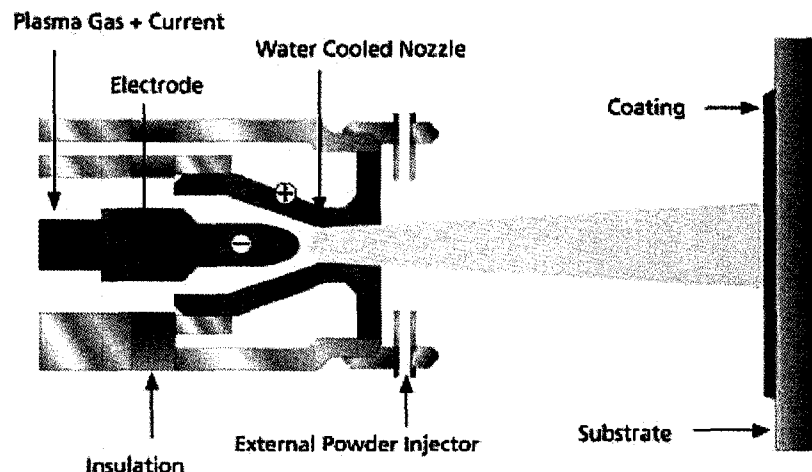


FIG. 1.6 – La méthode de projection thermique par plasma. Illustration tirée du site web [www.plasmacoat.co.uk](http://www.plasmacoat.co.uk).

Les techniques de projection par plasma peuvent être mises en œuvre autant à la pression atmosphérique (APS, *Atmospheric Plasma Spraying*), que sous atmosphère contrôlée (LPPS/VPS, *Low Pressure Plasma Spraying/ Vacuum Plasma Spraying*). En APS, il est

<sup>3</sup>Les noms "torche" et "chalumeau" sont couramment utilisés pour décrire ce qu'Heimann [87] nomme "plasmatron". Il insiste sur l'utilisation erronée des mots "torche" et "chalumeau" qui sous-entendent une combustion qui n'a pas lieu, puisque le plasmatron ionise un gaz. Néanmoins, l'appellation "torche" est tellement répandue qu'elle sera utilisée dans cette thèse.

pratique courante d'utiliser un mélange de gaz plasmagènes de type argon-hydrogène-hélium. L'utilisation de ce mélange, plutôt que de l'argon pur, permet [38, 55, 58] :

- d'augmenter l'apport de chaleur aux particules de poudre injectées, favorisant leur fusion en vol ;
- de diminuer l'entraînement d'air ambiant dans le jet de plasma, réduisant l'oxydation du dépôt ;
- d'augmenter le transfert de momentum entre l'écoulement plasma et les particules injectées, permettant d'atteindre des vitesses de particules plus élevées.

Ces avantages proviennent des caractéristiques de ce mélange, qui comprend : un gaz inerte et facilement ionisable (*i.e.*, l'argon), un gaz ayant une grande conductibilité thermique (*i.e.*, l'hydrogène), et un gaz ayant une grande viscosité (*i.e.*, l'hélium).

### 1.2.7 Projection plasma à basse pression

Les jets de plasma à basse pression se retrouvent dans les systèmes de propulsion d'engins spatiaux [188] et dans la simulation des réentrées atmosphériques [116]. Ils sont également très utilisés en projection thermique, puisqu'il existe en industrie plusieurs applications de la projection plasma à basse pression (*i.e.*, LPPS), telles que :

- les dépôts ferreux, utilisés dans l'industrie automobile afin d'améliorer le comportement en fatigue des blocs moteurs en alliage d'aluminium [125] ;
- les dépôts de zircone dopée d'yttrium pour les électrodes des piles à combustible à oxydes solides (SOFC, *Solid Oxyde Fuel Cell*) [88, 111, 158, 191] ;
- la préparation de matières premières réfractaires, comme le molybdène, dans la fabrication du verre [48] ;
- la préparation de couches de chrome sur des cibles en cuivre pour l'érosion superficielle (*sputtering*) [127] ;
- les dépôts à base de carbure de bore utilisés en abrasion ou dans les armures légères en protection ballistique [156] ;
- les dépôts d'oxydes de titane nanostructuré qui trouvent leur utilité dans le domaine des semi-conducteurs [194] ;
- les dépôts de nickel-aluminium pour les électrodes du procédé d'électrolyse de l'eau alcaline [157] ;
- les dépôts d'hydroxyapatite utilisés dans la fabrication d'implants orthopédiques et dentaires [26] ;
- les dépôts de CoNiCrAlY [163] ou d'yttrium [183], qui offrent une protection contre

- l'oxydation et l'érosion dans les turbines à gaz et dans l'industrie aérospatiale ;
- les dépôts de diamant qui améliorent la résistance à l'usure [110] ;
- *etc.*

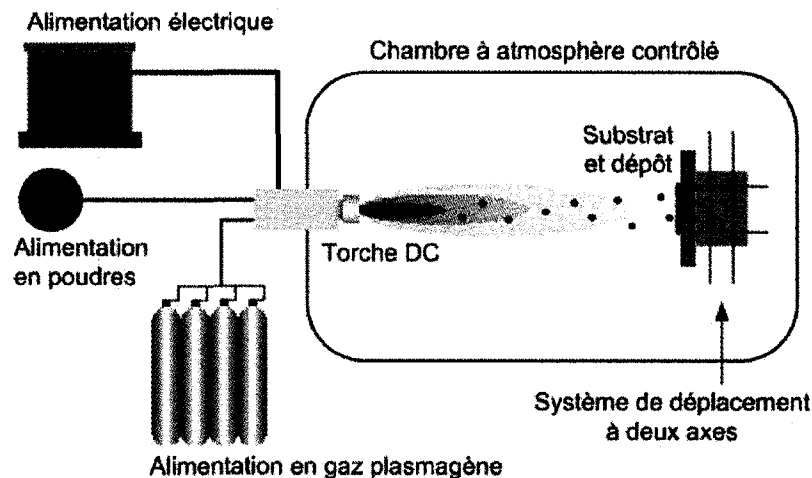


FIG. 1.7 – Un système de projection plasma à basse pression (LPPS).

Le procédé LPPS est récent [122], et a été développé afin de réduire l'oxydation des dépôts obtenus par APS. Il demande l'utilisation d'une chambre à atmosphère contrôlée afin d'y maintenir un gaz, habituellement l'argon, sous des conditions de basse pression, comme l'illustre la figure 1.7. L'ajout d'une tuyère convergente-divergente permet d'obtenir des jets supersoniques combinant une grande énergie cinétique, pour l'accélération des particules injectées, et une grande énergie thermique, pour leur fusion. Ces caractéristiques se reflètent dans les dépôts obtenus, qui montrent de meilleures propriétés que les dépôts par APS ou HVOF, notamment une densité plus élevée, une quantité d'oxydes<sup>4</sup> et un pourcentage de particules non fondues plus faibles [38, 125, 142, 163, 171, 191]. Cependant, le LPPS a le désavantage d'être très coûteux puisqu'il nécessite l'utilisation d'une chambre à atmosphère contrôlée et d'un système de pompage, en plus du système de projection plasma [58]. C'est pourquoi son utilisation est limitée aux dépôts de grande valeur ajoutée comme les métaux réfractaires (*e.g.*, le molybdène) ou les matériaux réactifs (*e.g.*, le titane).

<sup>4</sup>Les oxydes ne peuvent être complètement éliminés des dépôts, même par l'utilisation d'une atmosphère de projection inerte, parce que les poudres à projeter contiennent déjà des oxydes de surface provenant des différentes étapes de préparation et de manutention [38].

### Particularités de la projection plasma basse pression

Si en APS les jets de plasma observés sont courts et minces, en LPPS les jets sont longs et volumineux [105]. Cet effet est tributaire de la pression du milieu dans lequel sont expulsés les jets, puisque celle-ci fixe la valeur du libre parcours moyen ( $\lambda$ ) des atomes dans ce milieu. Ces différences au niveau de la taille des jets impliquent des distances de projection torche-substrat bien différentes : autour de 100 mm en APS, mais plus de 400 mm en LPPS [38]. De plus, l'augmentation du libre parcours moyen en projection plasma basse pression entraîne une diminution de l'efficacité des transferts de chaleur et de momentum entre le jet de plasma et les particules injectées [105]. Ainsi, les vitesses de particules en LPPS sont comparables à celles en APS, bien que les jets LPPS soient généralement supersoniques et que les jets APS soient généralement subsoniques [38]. Un jet de type LPPS est montré à la figure 1.8.

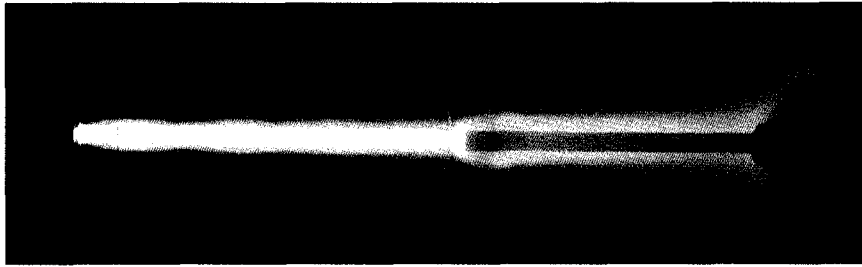


FIG. 1.8 – Un jet de plasma d'argon de type LPPS, dans lequel est insérée une sonde d'enthalpie.

Le nombre de Knudsen,  $Kn (= \lambda/\Lambda)$ , permet la comparaison entre le libre parcours moyen des atomes du gaz et une longueur caractéristique<sup>5</sup>  $\Lambda$ . Une grande valeur de  $Kn$  ( $\geq 1$ ) indique que les collisions entre les atomes du gaz (pour un plasma, il y a en plus des ions et des électrons) deviennent rares et qu'un comportement collectif moyen ne peut être observé<sup>6</sup> : c'est le régime moléculaire. Lorsque le nombre de Knudsen est suffisamment faible, le continuum est respecté.

<sup>5</sup>Cette longueur peut être le diamètre de sortie de la tuyère, le diamètre d'une sonde insérée dans l'écoulement ou encore le diamètre moyen des particules à projeter.

<sup>6</sup>Il pourrait sembler adéquat de réserver le terme VPS pour les cas de basse pression extrême associés au régime d'écoulement moléculaire (puisque V signifie *Vacuum*) et d'utiliser le terme LPPS pour les pressions de chambre supérieures, pour lesquelles l'écoulement respecte le continuum. Cependant, les termes LPPS et VPS sont utilisés indistinctement dans la littérature.

Enfin, l'écoulement d'un plasma en régime supersonique à basse pression entraîne des situations physiques particulières se traduisant par l'apparition des déséquilibres thermique, chimique et aérodynamique. Ces trois effets de déséquilibre complexifient le diagnostic et la compréhension du procédé de projection plasma basse pression.

1. **Déséquilibre thermique** : Lorsque la pression ambiante est en-dessous de la pression atmosphérique, le nombre de collisions entre les atomes, ions et électrons formant le plasma diminue, ce qui peut donner lieu à un clivage entre les températures des particules lourdes (indice "h" pour *heavy*) et des électrons (indice "e"). En effet, la torche plasma excite les électrons, qui ont une faible masse ( $m_e \ll m_h$ ), et le nombre restreint de collisions avec les particules lourdes ne permet pas l'établissement d'un équilibre des températures ( $T_e \neq T_h$ ) [18] ;
2. **Déséquilibre chimique** : L'écoulement est supersonique, ce qui implique de très grandes vitesses ( $\approx 2000$  m/s pour l'argon à 10000 K). Or, l'équilibre chimique est obtenu dans un écoulement lorsque le temps qui le caractérise,  $\tau_{dyn}$ , est supérieur au temps caractéristique représentant la réaction chimique,  $\tau_{chim}$ . Cependant, les grandes vitesses associées aux écoulements supersoniques font diminuer  $\tau_{dyn}$ , de telle façon que le critère d'équilibre chimique peut ne plus être respecté, et alors  $\tau_{dyn} \leq \tau_{chim}$ . Cela implique que les réactions chimiques n'ont pas le temps de se produire, et la composition du plasma peut même se "figer" (*frozen*) si  $\tau_{dyn} \ll \tau_{chim}$  [3] ;
3. **Déséquilibre aérodynamique** : Il est généralement fortuit que la pression dans le plan de sortie de la tuyère soit la même que la pression dans la chambre de projection. La pression du jet supersonique doit donc se rééquilibrer, par certains processus physiques (ondes de compression et d'expansion, chocs), afin d'atteindre la pression de chambre lors de la décélération du jet [3, 169].

La suite de la thèse s'articule de la façon suivante :

- le chapitre 2 aborde les concepts clés que sont les plasmas thermiques et les écoulements compressibles ;
- le chapitre 3 présente une revue de la littérature principalement ciblée sur les mesures de jets plasma par sonde d'enthalpie et sur la modélisation de jets de plasma ;
- le chapitre 4 concerne la description des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport d'un plasma d'argon ;
- le chapitre 5 présente des mesures expérimentales par sonde d'enthalpie et un nouveau procédé de mesures expérimentales, dont la combinaison permet de caractéri-

- ser un jet supersonique de plasma à basse pression en déséquilibre aérodynamique ;
- le chapitre 6 traite du modèle mathématique développé afin de représenter des écoulements de plasma supersoniques à basse pression ;
- le chapitre 7 met en œuvre le modèle mathématique pour certains cas tests, afin de montrer que le modèle permet bien de représenter des écoulements de plasma à basse pression et en déséquilibre aérodynamique, chimique et thermique ;
- le chapitre 8 montre les prédictions du modèle mathématique, lorsque celui-ci est mis en œuvre afin de simuler le processus de prise de mesures, et utilise ensuite ces prédictions pour critiquer le nouveau procédé de mesures expérimentales ;
- le chapitre 9 présente les conclusions de la thèse.

# Chapitre 2

## Rappels théoriques

Ce chapitre, qui expose des notions importantes concernant les "plasmas thermiques" et les "écoulements compressibles", est conséquemment divisé en deux sections.

### 2.1 Plasmas thermiques

L'état plasma, souvent nommé "quatrième état de la matière", compose environ 99% de l'univers connu. Le plasma est un gaz ionisé, c'est-à-dire un gaz dont les atomes ont reçu suffisamment d'énergie pour que certains électrons puissent être libérés, formant des paires électron-ion. Dans son expression la plus simple, le plasma est composé de particules (atomes, ions et électrons) et de photons (rayonnement) : c'est le cas des gaz monoatomiques comme l'argon ou l'hélium. Pour les gaz diatomiques tels que l'azote ou l'hydrogène, le mélange gazeux est plus complexe car il comprend aussi les molécules ( $N_2$ ,  $H_2$ ), qui doivent être dissociées avant que l'ionisation ne puisse avoir lieu.

Le plasma peut exister sous des conditions très diverses de température et de pression, qu'il est possible de regrouper selon trois grands groupes. À une extrémité de l'échelle de température se trouve le premier groupe, lié à la fusion nucléaire, qui implique des températures de l'ordre de  $10^6 - 10^8$  K. Ces plasmas sont généralement appelés "plasmas chauds". À l'autre extrémité de l'échelle de température se retrouvent les plasmas hors équilibre pour lesquels les électrons sont à quelques milliers de Kelvin alors que les particules lourdes (molécules, atomes et ions) sont à une température approchant la température ambiante. Ces plasmas sont couramment nommés "plasmas froids". Enfin, entre ces deux groupes, il y a les plasmas thermiques ( $p \approx 101$  kPa,  $T \approx 10^3 - 2 \times 10^3$  K) qui touchent un très large éventail d'applications industrielles, dont la projection

thermique. La vaste gamme d'applications basées sur les plasmas thermiques comprend [16, 18, 142] :

- les arcs électriques utilisés en soudure et en découpage des métaux ;
- les arcs transférés utilisés en métallurgie (refonte de métaux) et en métallurgie extractive (traitement du minerai) ;
- les arcs soufflés dans les disjoncteurs industriels ;
- les arcs électriques et les décharges inductives utilisés pour le traitement des déchets ;
- les décharges inductives, utilisées comme source de chaleur dans la sphéroïdisation de poudres, ou comme réacteurs chimiques pour la synthèse de poudres ultrafines ;
- les arcs électriques et les décharges inductives utilisés pour la projection plasma.

## Nouveaux horizons

Les applications traditionnelles des plasmas thermiques comme les arcs de soudure, les fours métallurgiques ou la projection plasma sont des procédés bien implantés. Cependant, dans le domaine des "plasmas froids", de nouvelles applications ne cessent d'émerger [69]. Traditionnellement, ces plasmas hors-équilibre sont utilisés pour l'élimination de polluants dans les effluents industriels [64, 154], mais des procédés moins conventionnels ont récemment été développés pour le traitement des cellules vivantes [65, 103, 173] et des textiles [70, 93], entres autres.

### 2.1.1 Perspective historique des plasmas thermiques en industrie

C'est en 1929 que le chimiste et physicien américain Irving Langmuir a proposé le nom "plasma" pour décrire les gaz ionisés montrant une neutralité électrique locale. Encore de nos jours, il perdure une certaine controverse quant à l'explication de cette terminologie. Selon certains, le choix du mot plasma réfère à son origine grecque signifiant "mouler" [123]. C'est qu'à cette époque, Langmuir travaillait sur les décharges luminescentes (*glow discharges*) et il observa que celles-ci moulaient parfaitement le tube qui les confinaient. D'autres affirment que l'origine du mot plasma provient d'une analogie avec le plasma sanguin [180].

Plusieurs applications des plasmas ont vu le jour bien avant l'identification du phénomène par Langmuir [137]. Dès 1774, le chimiste britannique Joseph Priestley observa qu'une décharge électrique pouvait avoir une action chimique sur un liquide. En 1797, les chimistes britanniques William Henry et John Dalton parvinrent à synthétiser de

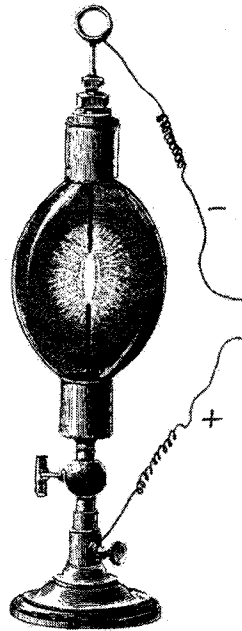


FIG. 2.1 – L'oeuf de Davy. Illustration tirée de [137].

l'acétylène par l'utilisation d'une décharge capacitive, réalisant sans le savoir la première réaction de chimie organique par plasma. Puis en 1813 fut découvert l'arc électrique par un autre scientifique britannique, Humphry Davy. Celui-ci travaillait à la décomposition de mélanges gazeux, utilisant des bâtonnets de charbon rendus incandescents grâce à l'électricité. Un mal fonctionnement fut probablement à l'origine de la formation accidentelle d'un arc électrique. Voulant répéter l'observation de ce phénomène, Davy réalisa que les bâtonnets de charbon se consumaient plus rapidement dans l'air ambiant ; il construisit donc un appareil sous vide, illustré à la figure 2.1. Davy nomma cette décharge "arc électrique" à cause de la forme qu'elle prenait entre les bâtonnets de charbon. Ce n'est qu'en 1892 que l'arc électrique connut un premier débouché industriel pour la fabrication du carbure de calcium.

### 2.1.2 Définition d'un plasma

En fournissant suffisamment d'énergie à un gaz, il est possible de surpasser son énergie d'ionisation<sup>1</sup>. Une partie de l'énergie disponible est alors utilisée pour séparer complè-

<sup>1</sup>Pour un gaz formé d'atomes ayant plus d'un électron, il faut alors parler de *première* ionisation.

tement certains électrons des atomes du gaz, formant ainsi des paires ion-électron. Ces paires de particules chargées permettent au gaz partiellement ionisé de conduire l'électricité, ce qui le différencie des gaz neutres.

Pour les applications des plasmas thermiques rencontrées en ingénierie, les gaz sont partiellement ionisés, et la présence des particules chargées modifie les propriétés du gaz, car [16, 18, 75] :

- la présence des ions occasionne une plus grande viscosité par l'augmentation des sections efficaces de collision, sous l'effet des forces de Coulomb qui agissent sur de plus grandes distances inter-particulaires. La figure 2.2 montre l'augmentation de la viscosité de l'argon avec la température (*i.e.*, avec le degré d'ionisation) pour la plage 1000-10000 K, et sa diminution subséquente, liée à la disparition des atomes d'argon (*i.e.*, de moins en moins de collisions atome-atome et atome-ion) pour la plage 10000-20000 K ;
- les électrons libres contribuent à augmenter la conductibilité thermique de façon notable par leur grande mobilité. La figure 2.3 présente la conductibilité thermique de l'argon pour la plage 1000-20000 K.

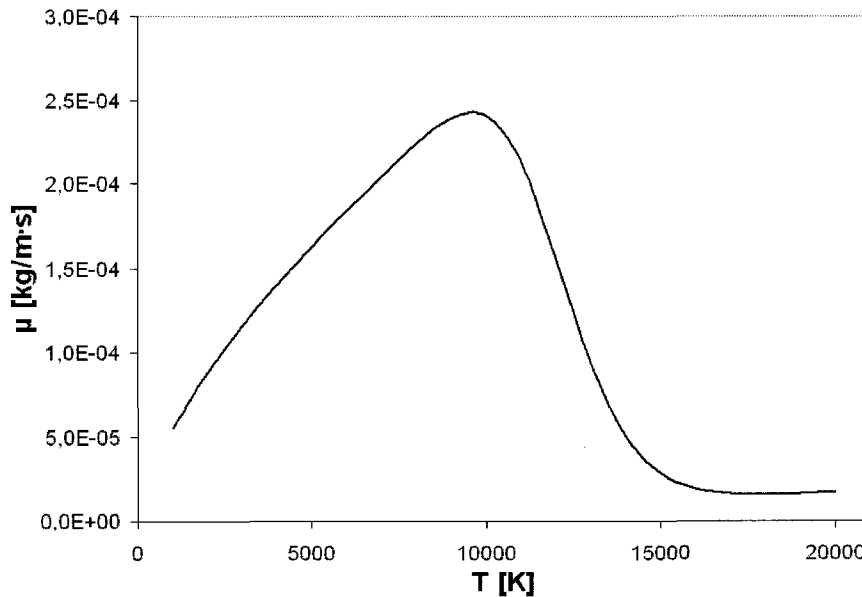


FIG. 2.2 – La viscosité de l'argon à la pression atmosphérique.

Un gaz ionisé est considéré être un plasma lorsque toutes ses grandeurs caractéristiques sont plus grandes que la distance pour laquelle il est possible d'y observer un

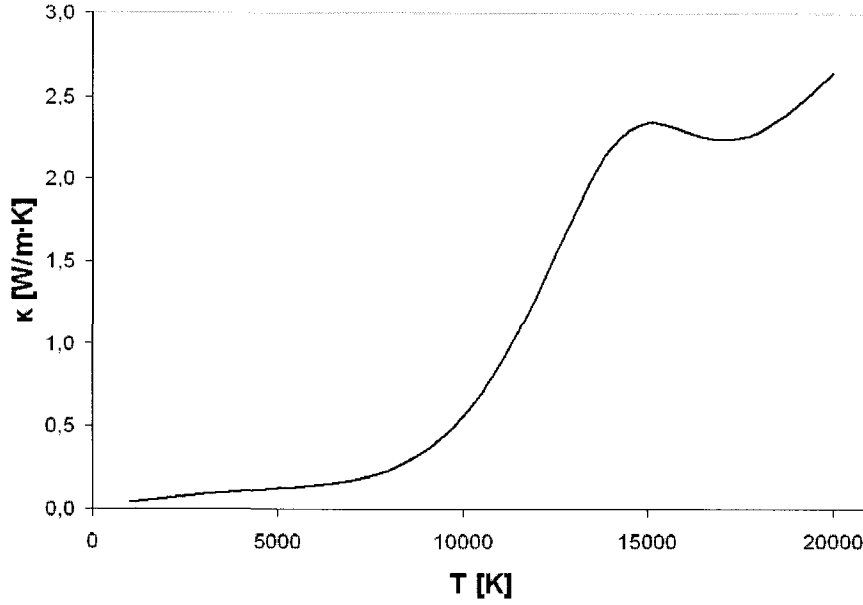


FIG. 2.3 – La conductibilité thermique de l'argon à la pression atmosphérique.

déséquilibre de charges [18, 114, 123]. Cette distance est la longueur de Debye :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e T_h}{e^2 (n_e T_h + n_i T_e)}}, \quad (2.1)$$

qui sera considérée représentative si la densité du plasma est suffisante. Cette condition s'exprime par  $N_D \gg 1$ , où  $N_D$  est communément appelée "sphère de Debye" et est définie par :

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e. \quad (2.2)$$

Dans les équations 2.1 et 2.2,  $n_j$  représente le nombre de particules  $j$  par unité de volume,  $\epsilon_0$  ( $= 8,8542 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{J} \cdot \text{m}$ ) est la permittivité du vide,  $e$  ( $= 1,6022 \times 10^{-19} \text{ C}$ ) est la charge de l'électron, alors que  $k_B$  ( $= 1,38067 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ) est la constante de Boltzmann.

Lorsque le nombre de particules par unité de volume est assez élevé, le plasma est dit "collisionnel", et les particules chargées montrent un comportement de collectivité qui se traduit par le phénomène d'écrantage (*shielding*). Sous l'effet des forces de Coulomb, les particules chargées se repositionnent de façon à ce qu'au-delà de la longueur de Debye, une particule chargée ne "ressente" plus les effets des particules chargées avoisinantes. C'est l'écrantage qui permet aux plasmas de maintenir une neutralité électrique locale (*i.e.*, quasi-neutralité).

### 2.1.3 Équilibre thermodynamique et température du plasma

Puisque la théorie cinétique des gaz s'applique aussi aux plasmas [89], il est possible d'exprimer l'énergie cinétique de chaque espèce  $j$  dans le plasma par :

$$E_c^j = \frac{1}{2} m_j \overline{v_j^2}, \quad (2.3)$$

où  $v_j$  est une vitesse d'excitation thermique (dont la distribution est supposée Maxwellienne). Dans cette section sont présentés les divers états d'équilibres thermodynamiques associés aux plasmas, ainsi que les hypothèses qui les sous-tendent.

#### Équilibre thermodynamique complet

Lorsqu'il y a micro-réversibilité de tous les processus collisionnels et radiatifs dans le gaz ionisé, il s'établit un état d'équilibre caractérisé par des paramètres macroscopiques uniformes. C'est dire qu'il y a absence de gradient (*i.e.*, pas de transfert de chaleur, de momentum ou de masse) et la masse volumique, la température et la pression sont constantes en tout point. Alors, dans ce gaz ionisé [18] :

1. Il s'établit des vitesses thermiques  $v_j$  pour les atomes, les ions et les électrons qui suivent la distribution de Maxwell-Boltzmann, caractérisant la température de translation  $T_M^j$  pour chaque espèce  $j$  dans le plasma ;
2. L'état fondamental d'un atome est celui pour lequel chaque électron occupe son orbitale propre. Cependant, par l'effet des collisions avec les autres particules du plasma ou par photo-excitation, il est possible que certains électrons gagnent suffisamment d'énergie pour accéder à une orbitale supérieure : l'atome est alors dans un état excité. À l'inverse, un atome excité peut revenir à l'état fondamental par l'effet de collisions ou par l'émission de photons. La relation de proportionnalité entre deux états énergétiques voisins d'un atome est donnée par la loi de Boltzmann, qui se caractérise par une température d'excitation  $T_B$  ;
3. L'ionisation et la recombinaison suivent la loi de Saha, une loi d'action de masse appliquée aux gaz ionisés, qui se caractérise par une température de réaction  $T_S$  ;
4. Le rayonnement net émis par le plasma est la différence entre le rayonnement absorbé lors de l'ionisation et de l'excitation des atomes et le rayonnement émis lors de la recombinaison des ions ou de la désexcitation des atomes. Si ce rayonnement obéit à la loi de Planck, il se caractérise par une température de rayonnement  $T_P$ .

Le respect simultané des quatre conditions précédentes définit l'équilibre thermodynamique complet (CTE, *Complete Thermodynamic Equilibrium*), qui s'exprime par l'égalité suivante :

$$T_{\text{plasma}} = T_M^j = T_B = T_S = T_P. \quad (2.4)$$

### Équilibre thermodynamique local

En réalité, un plasma CTE ne peut être rencontré en laboratoire, parce que les plasmas thermiques sont généralement optiquement minces, c'est-à-dire qu'ils ne réabsorbent pas toute l'énergie qu'ils perdent par rayonnement, et de ce fait  $T_{\text{plasma}} \neq T_P$ . De plus, comme les plasmas en laboratoire ont des dimensions plutôt faibles et qu'ils sont rarement stationnaires, les pertes par diffusion, conduction et convection aux parois ne peuvent être négligées : il existe des gradients (de température, de concentration et de vitesse) dans le plasma. Malgré tout, lorsque la distribution de vitesse des électrons est Maxwellienne, ce qui requiert que la densité électronique  $n_e$  du plasma soit supérieure à  $10^{22} \text{ m}^{-3}$  et que l'énergie du plasma  $k_B T$  soit inférieure à 5 eV, les processus collisionnels dominent les processus radiatifs [82]. Ces conditions sur  $n_e$  et  $T$  sont approchées pour la plupart des plasmas thermiques, en laboratoire comme en industrie, et il est alors possible de décrire le plasma par un état d'équilibre thermodynamique local (LTE, *Local Thermodynamic Equilibrium*) pour lequel :

$$T_{\text{plasma}} = T_M^j = T_B = T_S. \quad (2.5)$$

Plusieurs travaux portant sur les plasmas thermiques invoquent l'hypothèse du LTE lorsqu'ils traitent du "cœur chaud" du plasma et non de ses frontières. En effet, près des électrodes et des parois apparaissent des phénomènes physiques particuliers qui entraînent systématiquement un non-respect du LTE [18, 123].

### Équilibre thermodynamique et plasma à deux températures

De façon générale, il est possible de relier LTE et conditions de pression : à la pression atmosphérique, les plasmas sont denses et les très nombreuses collisions entre les particules constituantes favorisent l'aplanissement des gradients de température, de pression et de concentration. Ces collisions peuvent être élastiques, auquel cas l'énergie totale des deux particules est conservée lors de la collision, ou inélastiques, et dans ce cas l'énergie totale des deux particules n'est pas conservée. Les collisions élastiques représentent les échanges d'énergie cinétique entre les particules constituant le gaz ionisé (atomes, ions et électrons) ; elles sont liées à l'équilibre thermique au sein du plasma. Les collisions

inélastiques, qui comprennent des phénomènes comme l'ionisation, la recombinaison et l'excitation, sont plutôt en lien avec l'établissement de l'équilibre chimique.

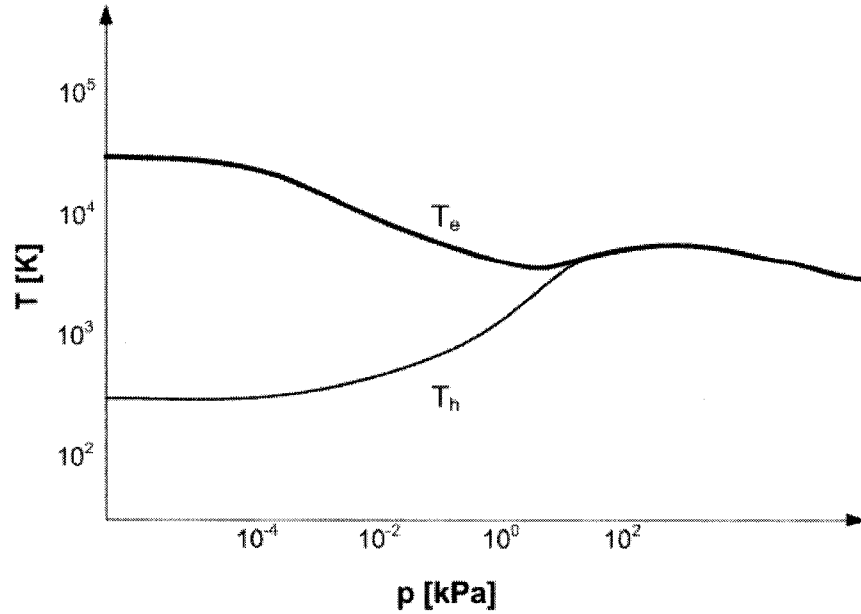


FIG. 2.4 – Évolution des températures dans un arc électrique à courant constant en fonction de la pression.

Si le LTE est atteint pour un plasma atmosphérique, ce n'est plus le cas des plasmas à basse pression ( $\approx 1\text{-}50$  kPa) pour lesquels les collisions peuvent devenir assez rares et occasionner des effets de déséquilibre, notamment au niveau thermique, comme l'illustre la figure 2.4. Ce déséquilibre s'explique par la très grande différence de masse entre les particules lourdes et les électrons dans le plasma ( $m_e \ll m_h$ ). Puisque la source plasma transfère l'énergie électrique aux électrons, qui la redistribuent ensuite aux espèces lourdes par des collisions au sein du plasma, une diminution du taux de collision peut causer un écart entre la distribution de température des électrons  $T_e$  et celle des espèces lourdes  $T_h$  [18, 123]. Il est donc nécessaire de représenter les plasmas basse pression par deux distributions de température afin de prendre en compte ce possible déséquilibre thermique.

### 2.1.4 Diagnostic des plasmas thermiques

Il existe deux types de techniques de mesure pour la caractérisation des plasmas ; des techniques intrusives et des techniques non-intrusives [56]. Ces dernières, aussi nommées techniques optiques, se divisent en deux sous-groupes : les technique optiquement actives et optiquement passives. Un très bref survol de ces méthodes de mesures expérimentales dans les plasma thermiques est présenté dans ce qui suit.

#### Mesures intrusives

Les techniques intrusives emploient une sonde (électrostatique ou d'enthalpie) insérée localement dans le plasma. Un inconvénient majeur de ces mesures expérimentales est que l'insertion de la sonde perturbe l'écoulement.

L'utilisation des sondes électrostatiques permet de mesurer la température et la densité volumique des électrons,  $T_e$  et  $n_e$  (sonde de Langmuir), ou encore le nombre de Mach (sonde de Mach) du plasma [74]. Les sondes d'enthalpie permettent quant à elles d'obtenir l'enthalpie et la vitesse locales d'un écoulement de plasma. Lorsqu'elles sont couplées à un spectromètre de masse, elles permettent même d'identifier la composition du plasma, sous l'hypothèse du LTE. La technique de mesure par sonde d'enthalpie est présentée en détail à la section 3.1.

#### Mesures non-intrusives

Les techniques optiques ont l'avantage de ne pas perturber l'écoulement plasma. Cependant, elles sont de façon générale beaucoup plus lourdes à mettre en œuvre, autant au niveau de l'équipement requis que de l'analyse des mesures recueillies. Ainsi, plusieurs hypothèses<sup>2</sup> et calculs<sup>3</sup> sont nécessaires afin de passer d'une mesure d'intensité de rayonnement à une valeur caractérisant le plasma, comme une température ou une densité volumique [56].

Les techniques optiques passives sont la spectroscopie d'émission (OES, *Optical Emission Spectroscopy*) [9, 39, 105, 121, 146, 155, 168, 176] et la spectroscopie d'absorption [86, 104], qui demandent de capter une certaine partie de l'énergie émise par le plasma. La caractérisation du rayonnement recueilli permet alors d'obtenir différentes températures du plasma et la densité électronique (OES), ou de quantifier l'état fondamental

---

<sup>2</sup>En spectroscopie d'émission, par exemple, il faut invoquer le LTE afin d'obtenir la température (graphe de Boltzmann).

<sup>3</sup>Notamment l'inversion d'Abel, qui permet de recomposer le profil radial d'émission du plasma.

d'un atome ainsi que divers états métastables (spectroscopie d'absorption).

Les techniques optiques actives ont pour objectif d'exciter puis d'observer des atomes et/ou des molécules spécifiques du plasma par une source laser. La spectroscopie au laser comprend plusieurs techniques, comme le *Laser Induced Fluorescence* (LIF) [21, 53, 118], le *Coherent Anti-Raman Spectroscopy* (CARS) [143] ou le *Laser Doppler Anemometry* (LDA) [143], qui ont l'avantage de ne pas invoquer l'hypothèse du LTE. Le LIF et le CARS permettent de quantifier les populations d'atomes (état fondamental, états métastables, niveau énergétique distinct) alors que le LDA utilise l'effet Doppler pour obtenir la vitesse de l'écoulement.

### 2.1.5 Génération des plasmas thermiques

La génération des plasmas thermiques se fait par le passage d'un courant électrique dans un volume gazeux [18]. Puisqu'à la température ambiante les gaz sont d'excellents isolants électriques, un amorçage est nécessaire afin de générer suffisamment de porteurs de charge (*i.e.*, paires ion-électron) et permettre la formation d'un canal conducteur de courant entre deux électrodes. Suite à l'amorçage, une décharge gazeuse s'établit dont le maintien assure l'existence du plasma [137] : "*L'arc électrique ne s'amorce et ne se perpétue qu'à travers le plasma auquel il donne naissance.*" Il est également possible de générer un plasma par l'application d'un champ magnétique qui crée une décharge radio-fréquence (RF), ou encore par l'utilisation d'une source de micro-ondes, d'ondes de choc ou d'un laser [18]. Les sources plasma les plus utilisées sont sans contredit les décharges électriques dans les torches, qu'elles utilisent ou non des électrodes.

#### Torche DC

La torche DC, illustrée à la figure 2.5, est la torche plasma la plus utilisée en industrie. Introduite vers la fin des années 1950 [190], c'est encore aujourd'hui le point de départ du développement de plusieurs nouveaux procédés en projection plasma [57]. Elle se compose de deux électrodes concentriques entre lesquelles est forcé un écoulement de gaz. Le design de la torche DC, et particulièrement la forme de l'anode-tuyère, occasionne des vitesses élevées du plasma expulsé formant un jet relativement peu volumineux.

Dans une torche DC conventionnelle, l'électrode centrale est la cathode, habituellement faite de tungsten thorié, alors que l'anode qui l'entoure est en cuivre électrolytique. Toutes deux sont refroidies à l'eau pressurisée afin d'éviter leur destruction lors de l'opération de la torche. En effet, l'arc électrique maintenu entre les électrodes par l'application

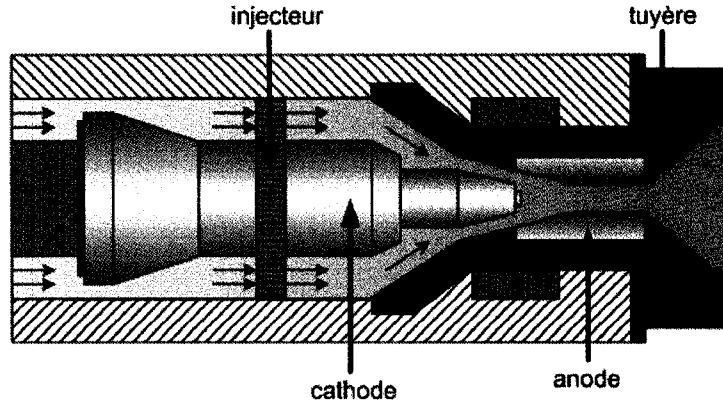


FIG. 2.5 – Vue en coupe d'une torche plasma à courant continu (DC).

d'une différence de potentiel peut atteindre des températures avoisinant les 30000 K au point d'attachement de l'arc sur la pointe de la cathode ; le flux thermique qui en résulte est très important. Cet arc électrique maintenu entre les électrodes concentriques est spatialement et temporellement instable : les phénomènes physiques qui s'y rattachent sont donc tridimensionnels et instationnaires [55].

Le gaz soufflé dans la torche allonge l'arc et en modifie les caractéristiques électromagnétiques, allant jusqu'à l'éteindre. Mais puisque le gaz ionisé entre les électrodes est un bon conducteur d'électricité et que la puissance électrique est appliquée en continu, un nouvel arc est presque instantanément réamorcé. Le mouvement de l'arc permet de maintenir l'intégrité physique de l'anode et est généralement accru de façon volontaire par une injection tangentielle (*swirl*). Le processus répétitif d'amorçage-extinction de l'arc dans la torche occasionne des fluctuations temporelles de la puissance électrique transmise au plasma, ce qui se répercute par une inhomogénéité des champs de concentration, de vitesse et de température de celui-ci.

Il existe trois modes d'opération de la torche DC, nommés respectivement *steady*, *takeover* et *restrike* en anglais [182]. Le passage d'un mode à l'autre se fait, pour l'ordre dans lequel ils sont présentés, par la diminution du courant de l'arc ou par l'augmentation du débit de gaz. Le premier mode (*steady*) est à éviter parce que l'érosion de l'anode y est trop rapide. Le second mode (*takeover*) présente des fluctuations régulières d'intensité moyenne ; c'est le mode d'opération le plus utilisé. Le dernier mode (*restrike*) est caractérisé par de grandes oscillations irrégulières des variables du plasma.

### Torche inductive, ou RF

La torche RF, qui est illustrée à la figure 2.6, a émergé des laboratoires de recherche dans les années 1960 [190], mais son utilisation comme outil de projection est plus récente [16, 17]. Elle est composée d'un tube de quartz autour duquel s'enroule un serpentín de cuivre. Ce serpentín est alimenté par un courant alternatif fournissant l'énergie nécessaire à l'ionisation du gaz à l'intérieur du tube de quartz, qui est refroidi à l'eau pressurisée pour en maintenir l'intégrité physique lors de l'opération de la torche. La décharge inductive est maintenue par les variations temporelles du champs magnétique induites par un courant électrique alternatif [18].

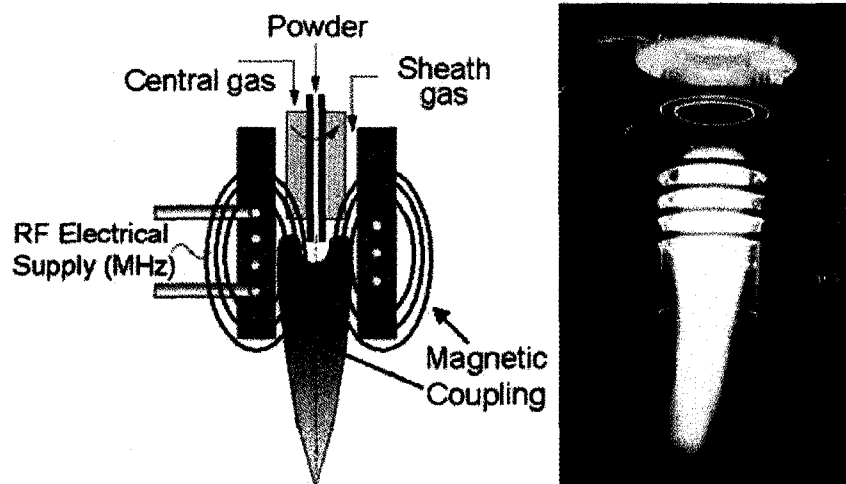


FIG. 2.6 – La torche plasma à induction schématisée (à gauche) et en laboratoire (à droite). Illustration et photographie tirées du site web [www.tekna.com](http://www.tekna.com).

Dans une torche RF, le plasma est mis en mouvement par une injection axiale de gaz, une caractéristique bénéfique à la projection plasma. De plus, la géométrie de cette torche implique habituellement un écoulement de plasma volumineux atteignant de faibles vitesses.

### Autres torches

Il existe d'autres types de torches plasma qui ont été développées pour des applications précises, telles que [38, 55, 57, 58, 87] :

- des torches DC à trois cathodes et une anode qui permettent de mieux contrôler les fluctuations du voltage lors de l'opération de la torche ;
- des torches DC à injection axiale ;
- des mini-torches DC rotatives qui permettent la projection de matériaux dans des endroits restreints comme l'intérieur des cylindres d'un moteur automobile ;
- des torches DC opérées sous l'eau qui permettent, lorsqu'utilisées en projection, de minimiser la température du substrat et d'empêcher l'oxydation du dépôt ;
- de nouvelles torches RF plus puissantes (100 kW).

Finalement, les spécificités d'un procédé peuvent aller jusqu'à requérir le développement de torches mixtes, composées de torches DC et RF assemblées en série [18, 87].

### Torches plasma et projection thermique

Les torches plasma DC et RF sont couramment utilisées en projection thermique, mais la grande majorité des applications industrielles reposent sur la torche DC (plus de 90%) [55, 58]. Le tableau 2.1 illustre sommairement les possibilités techniques de torches plasma d'une puissance de 35-50 kW utilisant l'argon comme gaz plasmagène.

|                            | <b>Torche RF</b>                                    | <b>Torche DC</b>                                                       |
|----------------------------|-----------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------|
| <b>Dimensions</b>          | 35-50 mm<br>( <i>diamètre interne</i> )             | 6-8 mm<br>( <i>diamètre en sortie de tuyère</i> )                      |
| <b>Poudres métalliques</b> | Grandes particules<br>( $D_p \leq 200\mu\text{m}$ ) | Petites particules<br>( $D_p \leq 40\mu\text{m}$ )                     |
| <b>Poudres céramiques</b>  | Petites particules<br>( $D_p \leq 40\mu\text{m}$ )  | Nécessite l'ajout de He/H <sub>2</sub><br>( $D_p \leq 40\mu\text{m}$ ) |

TAB. 2.1 – Comparaison des capacités de projection pour des torches à plasma d'une puissance de 35-50 kW alimentées d'argon, selon [55].

En général, l'utilisation de la torche DC occasionne de faibles temps de résidence des particules dans le jet tout en permettant l'obtention de dépôts relativement denses. Cependant, l'inévitable usure des électrodes contamine le plasma et le dépôt. Comme l'injection de particules se fait de façon radiale dans les torches DC, cela occasionne des pertes de matériel à déposer, car le mélange des gaz porteur et propulseur occasionne des zones de cisaillement néfastes qui favorisent l'apparition de la turbulence. De plus, les conditions d'opération de la torche DC (*i.e.*, la puissance électrique et le débit de

gaz) influencent le mode d'attachement du pied d'arc dans la torche, ce qui modifie grandement l'efficacité de projection. En effet, les phénomènes complexes en jeu lors du processus d'amorçage-extinction de l'arc dans la torche occasionnent des fluctuations des variables du plasma qui se répercutent sur les transferts de momentum et de chaleur lors du transport des particules injectées [55, 57, 142]. Les torches DC sont très utilisées pour la projection de dépôts de type "barrières thermiques" (TBC, *Thermal Barrier Coating*) dans les industries de l'aéronautique et de l'aviation [58].

Quant aux torches RF, les caractéristiques de l'écoulement de plasma qu'elles génèrent, soient un large volume et de faibles vitesses, impliquent un plus long temps de résidence des poudres injectées. Cela en fait un réacteur chimique de choix, utilisé pour des procédés faisant intervenir des réactions chimiques comme la génération de précurseurs dans la synthèse de poudres ultrafines, et également pour des procédés physiques comme la sphéroïdisation de poudres ou la projection de dépôts composites à matrice métallique [16, 18]. En outre, les caractéristiques des plasmas RF leurs permettent de traiter des poudres de diamètre plus élevé que les torches DC, alors que l'injection axiale maximise la quantité de poudre qui pénètre dans le plasma lors de la projection. La torche RF offre également l'avantage de ne pas contaminer le plasma, puisqu'elle ne possède pas d'électrode, ce qui permet d'améliorer la pureté des dépôts et d'utiliser des fluides plasmagènes chimiquement plus agressifs [38]. Récemment, les torches RF ont été introduites en projection plasma basse pression (LPPS) afin de traiter des poudres de plus grande taille que celles utilisées dans les torches DC [38, 57, 58].

## 2.2 Écoulements compressibles

Les écoulements compressibles sont des écoulements dont la masse volumique n'est pas constante, dont l'énergie cinétique est importante et dont le nombre de Mach est supérieur à 0,3.

### 2.2.1 Perspective historique sur la vitesse du son et les chocs normaux

Déjà au temps d'Isaac Newton, des expériences avaient été menées qui permirent d'estimer la vitesse du son dans l'air à  $\approx 347$  m/s. Pour ce faire, un observateur placé à distance d'un canon mesurait le laps de temps entre la mise à feu, annoncée par les flammes dans la gueule du canon, et le moment où il entendait la détonation [3]. Newton tenta de calculer théoriquement la vitesse du son sous l'hypothèse que les ondes de pression étaient des entités isothermes. Obtenant une vitesse du son de  $\approx 298$  m/s, en erreur de 15% face aux mesures, il suggéra que la différence venait de la présence de poussières et de vapeur d'eau dans l'air... Ce n'est qu'en 1816 que le Marquis Pierre-Simon de Laplace, réputé mathématicien français, réalisa que les ondes de pression étaient adiabatiques, ce qui lui permit de dériver l'expression correcte pour la vitesse du son [3] (voir la section 2.2.2).

À cette époque, l'existence des ondes de choc était déjà connue. Le mathématicien allemand Georg Friedrich Bernhard Riemann voulut dès 1858 calculer les propriétés d'une onde de choc normale, mais sa tentative échoua parce qu'il supposa que ce processus était isentropique (*i.e.*, réversible et adiabatique). C'est en 1870 qu'un pas majeur fut franchi dans la théorie des ondes de choc grâce à la contribution de l'ingénieur écossais William John Macquorn Rankine, qui dériva les équations décrivant les choc normaux sous la forme enseignée de nos jours [148]. Le ballisticien français Pierre Henry Hugoniot dériva lui aussi ces équations en 1887, de façon indépendante, ce qui explique pourquoi les équations des chocs normaux sont souvent nommées "relations de Rankine-Hugoniot". Cependant, ces relations étaient incomplètes car elles laissaient planer la possibilité de l'existence de chocs d'expansion (en plus des chocs de compression). Finalement, les physiciens anglais John William Strutt (Lord Rayleigh) et Geoffrey Ingram Taylor ont montré en 1910 que les chocs d'expansion sont impossibles, s'appuyant sur le deuxième principe de la thermodynamique pour en établir la preuve [174, 179].

Ce n'est qu'en 1893, à l'occasion de la *World Columbine Exposition* de Chicago, que

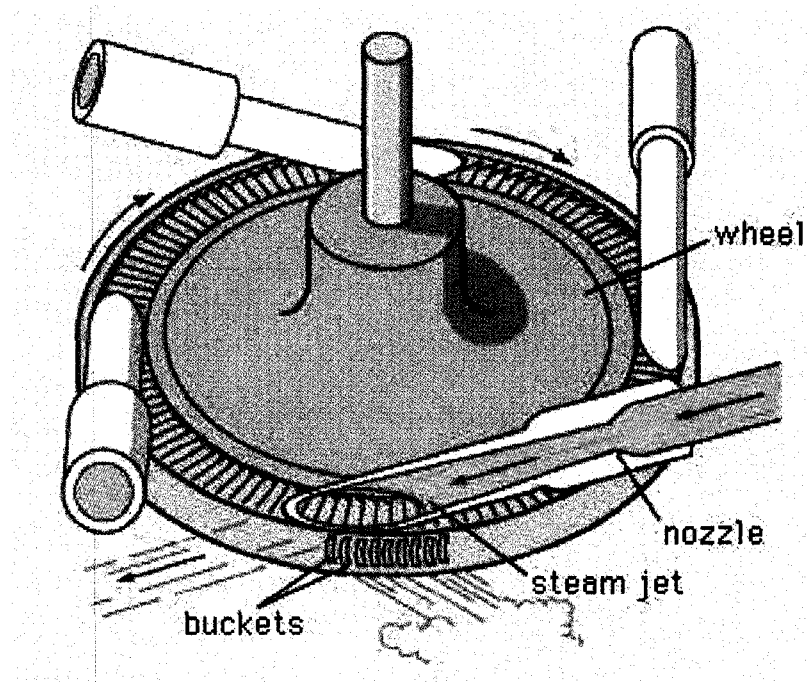


FIG. 2.7 – La turbine à vapeur pour l'industrie marine de C. G. P. de Laval. Illustration tirée du site web [www.britannica.com](http://www.britannica.com).

les écoulements compressibles firent leur premier grand pas dans le monde industriel grâce à l'ingénieur suédois Carl Gustaf Patrick de Laval [3]. Celui-ci y présenta une turbine à vapeur pour l'industrie marine dont les aubes étaient accélérées par de la vapeur à haute pression s'écoulant dans des tuyères de type convergente-divergente. Cela permettait à l'axe de la turbine d'atteindre une vitesse de rotation jusqu'alors impensable, soit environ trente mille rotations par minute (30000 RPM). Un schéma de cette turbine innovatrice est présenté à la figure 2.7.

Vers la fin des années 1940, les écoulements compressibles reprirent du galon par l'entremise du pilote Charles Yeager aux commandes de l'avion Bell X-1, qui est présenté à la figure 2.8. Yeager fut le premier homme à franchir sain et sauf le "mur du son". Ce premier vol supersonique eut lieu le 14 octobre 1947 au-dessus du *Mojave Desert*, à une altitude de 43000 ft ( $\approx 13$  km) et à une vitesse de 700 mi/h ( $\approx 311$  m/s), atteignant  $M = 1,06$  [3].

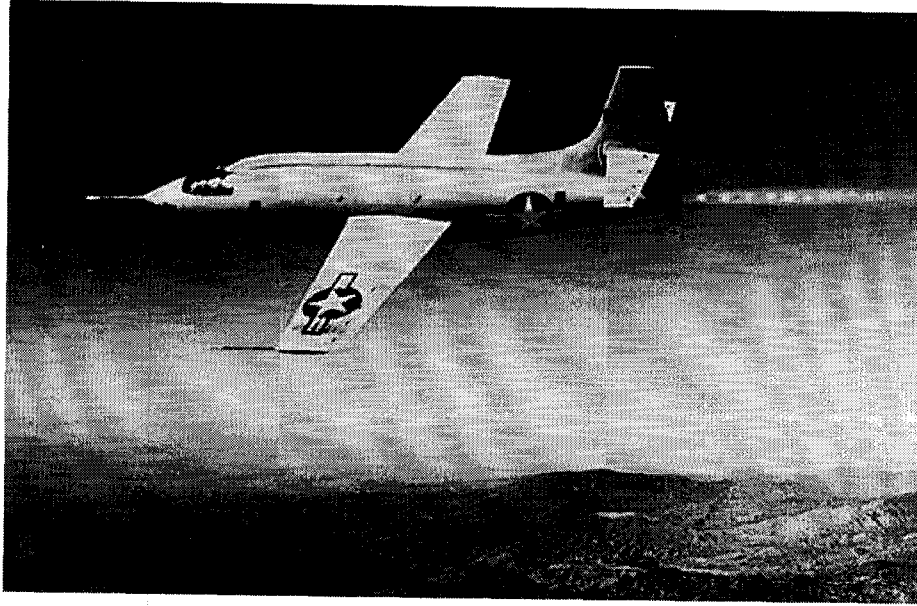


FIG. 2.8 – Le Bell X-1 lors de son vol historique. Les ondes de choc sont visibles à la sortie du réacteur. Photographie tirée du site web [www.dfrc.nasa.gov](http://www.dfrc.nasa.gov).

### 2.2.2 Compressibilité et vitesse du son

La compressibilité  $\tau$  est une propriété des fluides :

$$\tau = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp}. \quad (2.6)$$

Pour une substance pure, la masse volumique ( $\rho$ ) de l'état liquide est supérieure à celle de l'état gazeux, alors que l'organisation de la matière permet d'expliquer le comportement densité-pression du fluide (*i.e.*,  $d\rho/dp$ ). Dans les liquides, les atomes sont très près de leurs voisins et interagissent avec eux par des forces interatomiques. Il y a donc peu d'espace entre les atomes, et il est difficile de les rapprocher les uns des autres<sup>4</sup>. Dans les gaz, les atomes sont distants les uns des autres et il est possible de négliger l'influence des voisins (*i.e.*, gaz idéaux ou parfaits) : un rapprochement des atomes y est plus facilement envisageable.

Lorsqu'un solide est inséré dans un fluide au repos ou qu'un obstacle est placé devant un écoulement, le fluide doit s'adapter à ces nouvelles conditions. Pour cela, chaque atome du fluide doit être informé de la présence du solide ou de l'obstacle, afin de l'éviter. L'information se propage dans le fluide par des ondes de pression, émises à la surface

<sup>4</sup>Il est souvent dit des liquides, à tort, qu'ils sont "incompressibles".

du solide, et voyageant à la vitesse du son,  $c$ . Celle-ci est une propriété des fluides qui s'exprime par [3, 169] :

$$c = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_s}. \quad (2.7)$$

Parce que les changements à travers une onde sonore sont petits, entraînant de faibles gradients ( $\approx$  réversible), et parce qu'il n'y a pas d'addition de chaleur à l'écoulement dans l'onde sonore ( $\approx$  adiabatique), celle-ci est considérée isentropique [3].

La vitesse du son dans un fluide dépend de sa compressibilité : puisque les gaz ont une grande compressibilité, cela se traduit par une faible vitesse du son. À titre d'exemple, pour l'eau et l'air aux conditions ambiantes,  $c_{eau} \approx 1500$  m/s et  $c_{air} \approx 340$  m/s. De plus, il est à remarquer que la vitesse du son dans un gaz idéal ne dépend que de sa température, car pour un gaz idéal ( $p = \rho RT$ ) en écoulement isentropique ( $ds = 0$ ) [3, 169] :

$$c = \sqrt{\gamma RT}. \quad (2.8)$$

La faible valeur de la vitesse du son dans les gaz oblige à l'étude des écoulements supersoniques, pour lesquels la vitesse de l'écoulement  $u$  est supérieure à la vitesse du son dans le fluide ( $u > c$ ).

### 2.2.3 Régimes d'écoulement

Puisque l'information voyage dans un fluide à la vitesse du son, celle-ci est utilisée comme référence pour classer les régimes d'écoulement des fluides. Le nombre de Mach  $M$  est défini comme :

$$M = \frac{u}{c}. \quad (2.9)$$

Lorsque  $M < 1$ , l'écoulement est subsonique, alors que pour  $M > 1$ , l'écoulement est supersonique.

L'exemple suivant, tiré de [169], permet d'illustrer ces régimes d'écoulement de façon intuitive : il consiste à insérer une masse ponctuelle en mouvement dans un fluide au repos. Cette masse déplace continuellement le fluide qui l'entoure, ce qui cause l'émission d'ondes de pression qui "préviennent" les atomes de fluide de la présence de cet obstacle. Ces ondes de pression infinitésimales voyagent à la vitesse du son dans le fluide.

La figure 2.9 montre les divers régimes d'écoulement possibles :

- (a) Si la masse est au repos ou qu'elle voyage à une vitesse très inférieure à la vitesse du son dans le fluide ( $u = 0, u \ll c$ ), l'écoulement est dit incompressible. Dans ce

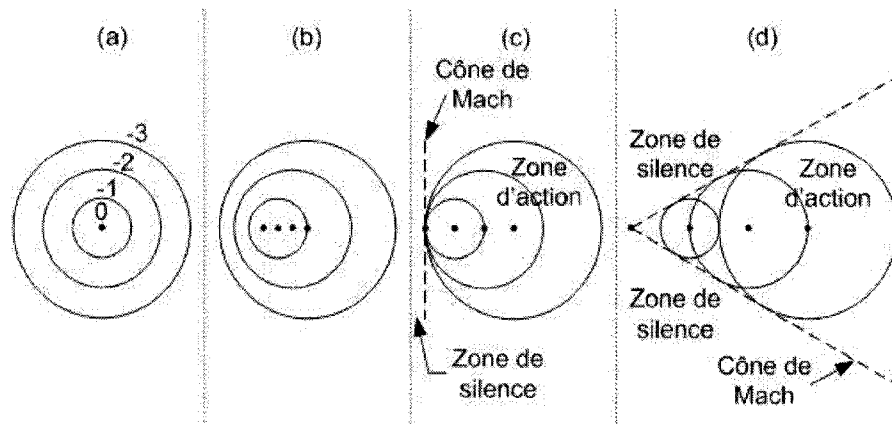


FIG. 2.9 – Émission des ondes de pression à la surface de la masse ponctuelle. La figure (a) indique le moment auquel est émise chaque onde ( $t = 0, -1, -2, -3$ ).

- cas, les ondes de pression émises à la suite les unes des autres ( $t = -3, -2, -1, 0$ ) se propagent simultanément dans toutes les directions de façon symétrique et les changements dans le fluide sont graduels ;
- (b) Lorsque la masse voyage à une vitesse inférieure à la vitesse du son dans le fluide ( $u < c$ ), l'écoulement est dit subsonique. Il se crée une asymétrie dans la disposition des ondes de pression émises. Malgré tout, les changements dans les propriétés de l'écoulement, qui se propagent simultanément dans toutes les directions, sont encore graduels ;
  - (c) Quand la masse atteint la vitesse du son dans le fluide ( $u = c$ ), l'écoulement est dit sonique. Les ondes de pression émises voyagent exactement à la même vitesse que la masse ponctuelle, et elles s'additionnent pour former un front d'ondes droit devant celle-ci. Les changements sont brusques à travers le front d'ondes, qui est une discontinuité ;
  - (d) Enfin, lorsque la masse dépasse la vitesse du son dans le fluide ( $u > c$ ), l'écoulement est supersonique. Dans ce cas, la suite des ondes émises forme une traînée de forme cônique derrière la masse. Les arêtes de ce cône, formées par la superposition des ondes émises successivement, sont des fronts d'ondes obliques. La perturbation causée par la masse ponctuelle n'affecte que la région du cône (zone d'action) : l'écoulement en amont n'est pas informé de sa présence (zone de silence). Les ondes de choc entraînent des changements brutaux des propriétés puisque ce sont des discontinuités dans l'écoulement.

### Écoulements incompressibles

Il n'existe à proprement parler aucun "fluide incompressible", puisque cela impliquerait une vitesse du son infinie dans ce fluide ( $c = \infty$ ). Par contre, l'hypothèse d'un "écoulement incompressible" est très souvent invoquée parce que la compressibilité n'entre en jeu que lorsque la vitesse devient assez grande pour mettre en défaut l'équation de Bernoulli (selon laquelle  $p_o = p + \rho(\vec{v})^2/2 = \text{constante}$ ). La limite de validité de l'équation de Bernoulli est arbitrairement fixée à  $M \leq 0,3$ . Dans l'eau aux conditions ambiantes, un nombre de Mach de 0,3 se traduit par une très grande vitesse (450 m/s). Une telle vitesse n'est presque jamais rencontrée en mécanique des fluides, où les écoulements sont considérés incompressibles.

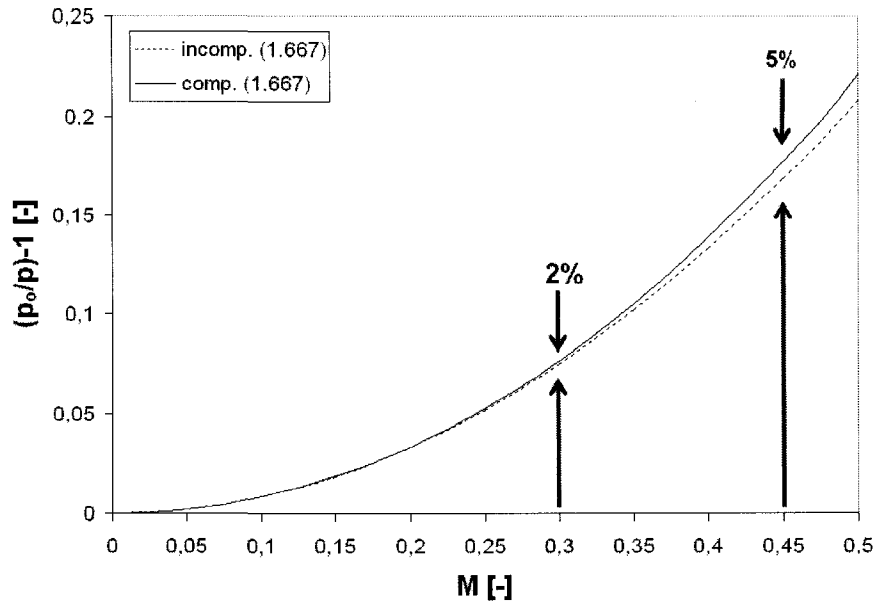


FIG. 2.10 – La relation entre la fonction  $p_o/p - 1$  et le nombre de Mach pour  $\gamma = 1,667$ .

La figure 2.10 illustre le comportement de la fonction  $(p_o/p - 1)$  selon le nombre de Mach pour l'écoulement sans friction d'un gaz idéal ayant un ratio des capacités calorifiques  $c_p/c_v = 1,667$ . Le ratio des pressions de l'écoulement incompressible est obtenu par l'équation de Bernoulli, alors que pour l'écoulement compressible, il est obtenu de la relation présentée à la section 2.2.5. Lorsque la limite incompressible-compressible est posée à  $M = 0,3$ , cela implique une erreur d'environ 2% sur l'évaluation de  $(p_o/p - 1)$ , alors que pour  $M = 0,45$ , cette erreur est de 5%.

## 2.2.4 Relations isentropiques

Les relations isentropiques relient entre elles la pression, la température et la masse volumique d'un fluide. Pour les gaz idéaux, dans lesquels les distances inter-atomiques sont si grandes que les forces d'interaction peuvent être négligées, elles s'énoncent de la façon suivante [169] :

$$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left( \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{\gamma}. \quad (2.10)$$

À prime abord, ces relations semblent de peu d'utilité car les hypothèses qui les sous-tendent sont contraignantes, puisqu'"isentropique" signifie "adiabatique et réversible". Or, s'il est vrai que les écoulements compressibles comportent souvent d'importants gradients de température, de pression et de vitesse, il n'en demeure pas moins que les relations isentropiques peuvent s'appliquer partiellement à ces écoulements. C'est que les changements sont localisés dans les couches limites, des zones de l'écoulement qui permettent les transferts de masse, de momentum et d'énergie et dans lesquelles il y a génération d'entropie. Hors des couches limites (qui sont minces), les gradients sont faibles et les écoulements peuvent être considérés isentropiques, comme par exemple l'écoulement dans la tuyère d'une fusée ou celui sur le pourtour d'une aile d'avion [3].

## 2.2.5 Conditions de référence

Il existe quelques conditions de référence qui permettent d'établir des comparatifs lors de l'étude des écoulements compressibles. Ces références sont obtenues par abstraction et représentent des états imaginaires caractérisés par leurs propres valeurs des variables de l'écoulement (température, pression, vitesse, masse volumique, *etc.*). La référence la plus couramment utilisée est le point de stagnation, qui suppose que l'écoulement unidimensionnel et sans friction est amené au repos de façon isentropique. À la stagnation, la vitesse de l'écoulement est nulle ; si l'écoulement est celui d'un gaz idéal, il est alors possible de définir la température de stagnation (ou température totale)  $T_o$  et la pression de stagnation (ou pression totale)  $p_o$  par les relations suivantes :

$$\frac{T_o}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2, \quad (2.11)$$

$$\frac{p_o}{p} = \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\gamma/(\gamma-1)}. \quad (2.12)$$

Ces relations proviennent de la combinaison de l'équation d'énergie pour un écoulement isentropique, unidimensionnel et sans friction avec les relations de l'équation 2.10.

### 2.2.6 Génération des écoulements supersoniques

Avant d'aborder la façon de générer un écoulement supersonique, il est intéressant de s'attarder aux différences de comportement des écoulements subsoniques et supersoniques. Pour cela, il est nécessaire de considérer l'écoulement unidimensionnel isentropique d'un gaz idéal. L'équation de conservation de la masse s'exprime alors par :

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dA}{A} + \frac{dv}{v} = 0, \quad (2.13)$$

et celle de la quantité de mouvement par :

$$dp = -\rho v dv. \quad (2.14)$$

Cette dernière équation indique que la pression statique d'un écoulement compressible augmente lorsque l'écoulement décélère et qu'elle diminue lorsqu'il accélère. La combinaison des équations 2.13 et 2.14 permet d'obtenir la relation suivante, reliant section et vitesse de l'écoulement [3, 169] :

$$\frac{dA}{A} = \frac{(1 - M^2)}{\rho v^2} dp. \quad (2.15)$$

L'équation 2.15 permet d'étudier les effets d'un changement de section de l'écoulement sur la vitesse et la pression et d'en déduire les principes qui sous-tendent l'obtention d'écoulements supersoniques par la substitution de certaines valeurs du nombre de Mach.

- **Écoulement subsonique ( $M < 1$ )** : Une augmentation de la section est associée à une diminution de la vitesse et à une augmentation de la pression statique de l'écoulement, alors qu'une diminution de la section entraîne une accélération ainsi qu'une diminution de la pression statique de l'écoulement. Ces résultats confirment les comportements couramment observés pour les écoulements "incompressibles" ;
- **Écoulement supersonique ( $M > 1$ )** : Une augmentation de la section est associée à une augmentation de la vitesse et à une diminution de la pression statique de l'écoulement, alors qu'une diminution de la section entraîne une décélération ainsi qu'une augmentation de la pression statique de l'écoulement. Ce résultat pour le moins surprenant est à l'opposé de celui obtenu pour les écoulements subsoniques !
- **Écoulement sonique ( $M = 1$ )** : La section est minimale pour un nombre de Mach unitaire.

#### Amorçage

La relation section-vitesse (équation 2.15) permet d'entrevoir la façon de générer un écoulement supersonique. L'application d'un gradient de pression entre un réservoir et

une chambre à atmosphère contrôlée crée la force motrice qui génère l'écoulement. Le passage de cet écoulement dans une section convergente assurera son accélération jusqu'à atteindre une certaine limite pour laquelle la section convergente est "amorcée".

Pour expliquer le phénomène d'amorçage, il est pratique d'imaginer que la pression du réservoir soit fixe mais que celle de la chambre puisse être modifiée. De plus, il faut faire l'hypothèse que l'écoulement est quasi-unidimensionnel et isentropique. Alors l'équation 2.15 s'applique, et la vitesse obtenue au bout de la section convergente dépend directement du gradient de pression appliqué. Plus la pression de chambre diminue, plus la vitesse de sortie  $u$  est importante, ce qui demeure vrai tant que  $u < c$ .

Cependant, lorsque  $u = c$ , l'information sur les conditions qui existent dans la chambre (qui voyage à la vitesse du son) ne peut plus "remonter" à travers l'écoulement (parce que celui-ci voyage à la vitesse du son en sens inverse). À ce moment, la pression de chambre est nommée "pression critique"  $p^*$  : c'est la pression pour laquelle l'écoulement devient sonique ( $M = M^* = 1$ ) en quittant la section convergente. Pour les pressions de chambre inférieures à  $p^*$ , le débit massique de l'écoulement n'est plus influencé par la pression dans la chambre, qu'il ne "ressent" pas. Ainsi, une diminution de la pression de chambre sous  $p^*$  ne permet plus d'accélérer l'écoulement : la section convergente est dite "amorcée" (*choked*), le débit massique demeure constant et la pression dans le plan de sortie de la section convergente est  $p^*$  [3, 169].

## Tuyères de Laval

Ayant généré un écoulement sonique dans une section convergente, la relation section-vitesse montre qu'il faut ensuite augmenter la section pour obtenir des vitesses supersoniques. La sortie d'une tuyère convergente devient donc le col d'une tuyère convergente-divergente, dite tuyère "de Laval". À ce point, il est utile de reprendre l'exemple du réservoir et de la chambre à atmosphère contrôlée.

La figure 2.11 montre les distributions de pression dans la tuyère de Laval lorsque la pression dans la chambre diminue alors que la pression du réservoir demeure la même. Les lignes pleines représentent les deux solutions de l'équation 2.15, quadratique : une vitesse subsonique associée à la pression  $p_{II}$  et une vitesse supersonique associée à la pression  $p_{IV}$ . Pour toutes les autres valeurs possibles de la pression de chambre  $p_c$ , les écoulements obtenus se divisent de la façon suivante :

- $p_c > p_{II}$  : Pour cette plage de pressions, l'écoulement accélère du repos tout en demeurant subsonique (comme pour  $p_c = p_I$ , par exemple). La vitesse maximale est obtenue au col de la tuyère puisqu'une section divergente décélère les écoulements

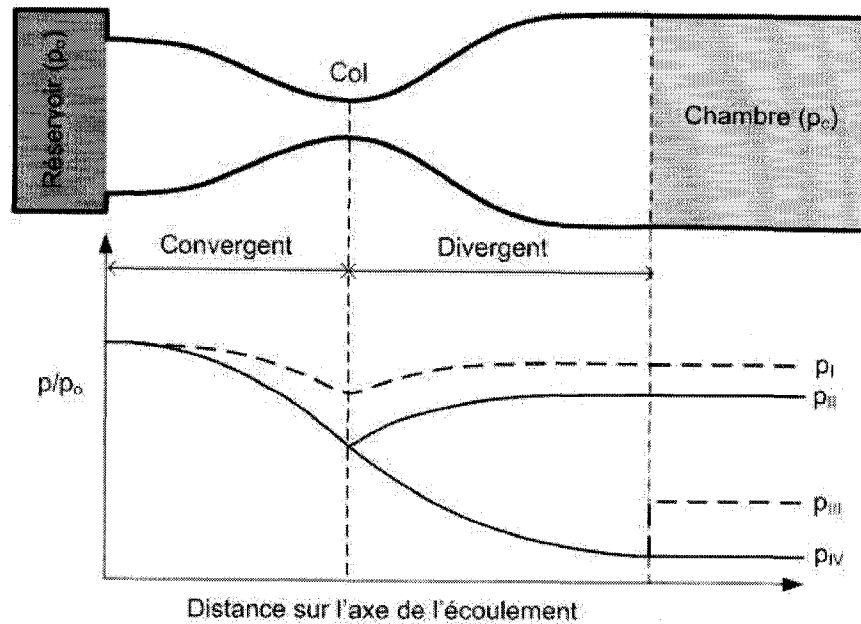


FIG. 2.11 – Profil de pression le long d'une tuyère convergente-divergente en fonction de la pression de chambre.

subsoniques ;

- $p_{II} > p_c \geq p_{III}$  : La vitesse sonique est atteinte au col, mais la valeur de  $p_c$  permet une accélération dans le divergent qui est rapidement stoppée par l'apparition d'un choc dans la section divergente. Plus  $p_c$  diminue, plus le choc se déplace du col vers le plan de sortie de la tuyère. Pour la pression  $p_{III}$ , le choc se situe exactement dans le plan de sortie de la tuyère ;
- $p_{III} > p_c > p_{IV}$  : Lorsque le choc est expulsé de la tuyère, la pression dans le plan de sortie de la tuyère se fixe à  $p_{IV}$ . Cependant, puisque la valeur de  $p_c$  est supérieure à la pression de sortie de la tuyère, des mécanismes physiques se développent qui permettent l'ajustement de la pression de l'écoulement. Dans cette plage de pressions, le jet est dit "sur-détendu" (*over-expanded jet*) ;
- $p_c < p_{IV}$  : Encore ici, la pression dans le plan de sortie de la tuyère est  $p_{IV}$ . Puisque la valeur de  $p_c$  est inférieure à la pression de sortie de la tuyère, des mécanismes physiques se développent qui permettent l'ajustement de la pression de l'écoulement. Dans cette plage de pressions, le jet est dit "sous-détendu" (*under-expanded jet*).

Les phénomènes physiques qui permettent le réajustement des jets sous- et sur-détendus sont abordés à la section suivante.

### 2.2.7 Jets sur- et sous-détendus

Les jets sont des phénomènes physiques complexes, ce qui est particulièrement vrai lorsqu'ils atteignent le régime supersonique. Sans entrer dans une considération exhaustive des phénomènes visqueux et diffusifs qui régissent de tels écoulements supersoniques, la figure 2.12 donne un aperçu de la morphologie des jets sur- et sous-détendus. Deux zones majeures peuvent y être identifiées : le coeur du jet, ainsi que la zone de mélange entre le jet et l'atmosphère environnant. C'est dans cette deuxième zone qu'ont majoritairement lieu les transferts de masse, de quantité de mouvement et de chaleur, occasionnés par les gradients (de concentration, de vitesse et de température) entre le jet et l'environnement dans lequel il est expulsé.

Puisque le milieu ambiant est au repos, il se forme une couche de cisaillement qui confine le jet en lui donnant sa forme oblongue caractéristique. Cette zone de cisaillement est intimement liée à l'apparition de la turbulence. Quant au coeur du jet lui-même, qui est généralement laminaire (si ce n'est non visqueux), les phénomènes physiques qui y prennent place sont liés au régime d'écoulement (subsonique ou supersonique). Un jet subsonique est expulsé à la même pression que celle de l'environnement qui le reçoit et le coeur du jet est donc une "simple" zone de décélération. Au contraire, lorsque le jet est supersonique, le coeur du jet est souvent animé d'ondes de compression et d'expansion.

Lorsque la pression de chambre est suffisamment faible (*i.e.*,  $p_c < p_{III}$  à la figure 2.11), il n'y a pas de choc dans la tuyère et la pression de sortie de la tuyère est fixe. Mais si  $p_c \neq p_{IV}$ , un réajustement est nécessaire afin que le jet atteigne la pression de chambre  $p_c$ , puisque le jet ne "ressent" pas l'influence de  $p_c$  lors de son expulsion. Ce réajustement de la pression du jet  $p_j$  vers  $p_c$  se fait de différentes façons selon la valeur du ratio  $p_j/p_c$ . Lorsque ce ratio est supérieure à l'unité, la pression de sortie du jet est supérieure à la pression de chambre et celui-ci devra globalement se détendre pour l'atteindre : ces jets sont donc qualifiés de sous-détendus. À l'inverse, lorsque le ratio  $p_j/p_c$  est inférieur à l'unité, les jets sont qualifiés de sur-détendus et seront globalement compressés afin d'atteindre  $p_c$ .

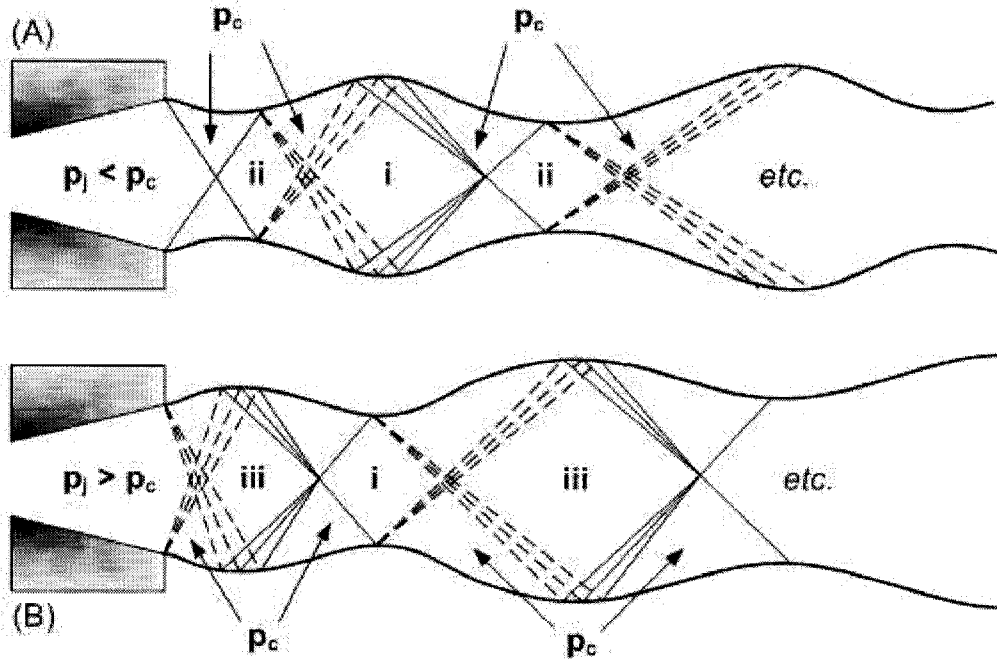


FIG. 2.12 – Deux jets (supersoniques) en déséquilibre aérodynamique : en (A), le jet est sur-détendu, puisque  $p_j < p_c$ , alors qu'en (B), il est sous-détendu, *i.e.*,  $p_j > p_c$ . Dans les zones marquées d'un : "i"  $\rightarrow p \sim p_j$ , "ii"  $\rightarrow p > p_j$  et "iii"  $\rightarrow p < p_j$ .

### Jets sur-détendus

Ces jets sont ceux pour lesquels  $p_j/p_c < 1$ , c'est-à-dire que la pression de sortie du jet est inférieure à la pression de chambre (figure 2.12A). Cette situation est habituelle en LPPS parce qu'elle utilise des pressions de chambre plus élevées, comparativement aux jets sous-détendus, qui sollicitent moins le système de pompes. À la sortie de la tuyère, une onde de choc oblique se forme, provoquant une augmentation de la pression et de la température du jet, ainsi qu'une diminution de sa vitesse. Ensuite, cette onde de choc est réfléchiée par symétrie sur l'axe en ondes de choc. Lorsque ces ondes atteignent la frontière du jet, elles sont réfléchiées en ondes d'expansion, qui permettent de ramener le jet à sa pression d'origine. L'expansion amène une réaccélération de l'écoulement, accompagnée d'une chute locale de la température et de la pression. Ces ondes sont elles aussi réfléchiées par symétrie sur l'axe, en ondes d'expansion qui vont aller frapper la

frontière du jet et seront réfléchies en ondes de compression. Si les fluides étaient non-visqueux, ce motif "compression-expansion" se répéterait à l'infini ; en réalité, l'intensité du motif est diminué à chaque répétition par des effets dissipatifs liés au transfert de chaleur et à la viscosité. Il est à remarquer que toutes les zones "hors des losanges" dans le jet sont à la pression de chambre grâce au travail des ondes de pression qui compriment et détendent alternativement l'écoulement.

### Jets sous-détendus

Ces jets sont ceux pour lesquels  $p_j/p_c > 1$ , c'est-à-dire que la pression de sortie du jet est supérieure à la pression de chambre (figure 2.12B). Quant à la phénomologie de ces jets, il est suffisant dans l'optique de cette thèse de l'entrevoir comme un opposé direct des jets sur-détendus, c'est-à-dire qu'ils impliquent un motif répétitif de type "expansion-compression".

## 2.2.8 Ondes de choc

La coalescence de plusieurs ondes de compression occasionne la formation d'une onde de choc normale, comme l'illustre la figure 2.13. Cette onde décélère l'écoulement de gaz, qui passe du régime supersonique au régime subsonique. Il est alors possible pour l'écoulement de réagir à la présence d'une perturbation en aval.

Si l'écoulement de chaque côté de l'onde de choc est considéré unidimensionnel, isentropique et que  $\gamma$  est constant (à basse température) ou que la chimie de l'écoulement est figée (à haute température), il est possible de combiner les relations pour la température et la pression de stagnation ( $T_o$  et  $p_o$ , section 2.2.5) des deux côtés du choc et d'obtenir :

$$\frac{p_{o2}}{p_1} = \frac{\left[\frac{\gamma+1}{2} M_1^2\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right]^{\frac{1}{\gamma-1}}}. \quad (2.16)$$

Dans l'équation 2.16, l'indices "1" se rapporte à l'écoulement avant l'onde de choc, alors que l'indice "2" fait référence à l'écoulement après l'onde de choc.

L'écoulement des deux côtés d'une onde de choc normale peut aussi être représenté par un système d'équations reliant toutes les grandeurs d'importance (masse volumique, température, vitesse et pression) de l'écoulement. Pour cela, il faut supposer que l'écoulement (des deux côtés du choc) est unidimensionnel et que le choc est mince et adiabatique<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Le choc est de dimension comparable au libre parcours moyen dans le gaz, ce qui limite les possibilités de perte d'énergie [169].

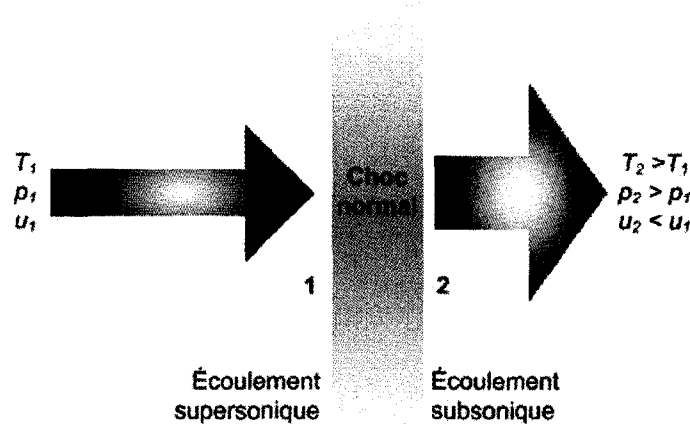


FIG. 2.13 – Le choc normal fait passer l'écoulement du régime supersonique au régime subsonique.

Les équations suivantes sont alors obtenues [3, 169] :

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \quad (2.17)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2, \quad (2.18)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} u_1^2 = h_2 + \frac{1}{2} u_2^2. \quad (2.19)$$

Elles représentent respectivement la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour l'écoulement avant et après l'onde de choc normale.

# Chapitre 3

## Revue de la littérature scientifique

Ce chapitre dresse un état des connaissances à propos des mesures par sonde d'enthalpie et de la modélisation de jets de plasma. Recenser la littérature scientifique à propos :

- des mesures par sonde d'enthalpie permet de poser les bases nécessaires au développement de la nouvelle méthode de mesure et d'analyse des jets de plasma supersoniques en déséquilibre aérodynamique (au chapitre 5) ;
- de la modélisation des écoulements de plasma permet de cibler les caractéristiques à inclure dans le modèle mathématique afin de simuler adéquatement le processus de mesure d'un jet de plasma impactant une sonde d'enthalpie (au chapitre 8).

La section 3.1 présente un compte-rendu de la littérature portant sur l'utilisation de la sonde d'enthalpie comme outil de mesure dans les jets de plasma. Articulé en cinq points, il aborde respectivement : (i) le fonctionnement de la sonde d'enthalpie, (ii) les erreurs associées aux mesures par sonde d'enthalpie, (iii) les premières applications de cette technique de mesures expérimentales dans les plasmas, (iv) une comparaison avec d'autres techniques de mesures et (v) des mesures effectuées dans les écoulements plasmas, et en particulier dans les jets supersoniques.

Ensuite, la section 3.2 présente un compte-rendu de la littérature traitant de la modélisation des écoulements de plasma. Il se divise en cinq parties, qui abordent respectivement des modèles mathématiques : (i) de torches DC, (ii) de jets de plasmas en équilibre thermique, (iii) pour la combinaison torche DC & jet, (iv) pour divers systèmes générant des plasmas en déséquilibre thermique et (v) de jets de plasmas supersoniques.

### 3.1 Mesures de jets plasma par sonde d'enthalpie

Une sonde d'enthalpie est un tube à parois creuses servant à mesurer la température et la vitesse d'un écoulement de gaz chauds. L'engouement pour les plasmas après la II<sup>e</sup> guerre a mené au développement des torches à plasma et à leur utilisation en industrie. Cependant, il était difficile de caractériser ces milieux très chauds et réactifs. La demande pour développer un outil de mesure permettant de quantifier les variables fondamentales (*i.e.*, température et vitesse) des écoulements de plasma de façon fiable, pratique et économique était grande. En conséquence, les chercheurs comme Grey *et al.* [80], Esker [54], Vassallo [185, 186], Huber [96] et Katta *et al.* [102] ont tous développé et étudié différents types de sondes.

C'est ainsi qu'ont été mises en oeuvre des recherches portant sur des sondes à manteau simple [54, 80, 96, 185], à manteau double [96, 102, 185] et à réponse rapide (sans refroidissement) [185, 186]. La sonde d'enthalpie à manteau simple développée par Grey *et al.* [80] a été retenue comme la meilleure solution. En effet, il s'agit d'un appareil de mesure relativement simple et peu coûteux dont les mesures sont reproductibles.

#### 3.1.1 Fonctionnement de la sonde d'enthalpie

Une illustration de la sonde d'enthalpie, décrite en détail par Grey [78], est présentée à la figure 3.1. Lorsque cette sonde est insérée dans un jet, l'orifice du tube est placé face à l'écoulement, ce qui permet d'en mesurer la pression de stagnation par une jauge à pression située à l'autre extrémité du tube. Dans les parois creuses de la sonde, ou manteau, circule de l'eau pressurisée afin d'en préserver l'intégrité physique, mais aussi pour mesurer le contenu énergétique de l'écoulement de gaz chauds. En effet, des thermocouples mesurent la température de l'eau de refroidissement, ce qui permet de déduire la charge thermique recueillie par la sonde.

Dans ce qui suit, le mode d'opération de la sonde d'enthalpie est présenté en deux temps : tout d'abord, les mesures de la température (plus exactement de l'enthalpie), et ensuite les mesures de la vitesse, pour un écoulement de gaz chauds.

#### Mesures d'enthalpie

L'utilisation de la sonde d'enthalpie comme outil de mesure de la température d'un plasma est suggérée pour la plage de 2000-14000 K [78]. L'obtention de la température de l'écoulement plasma repose sur deux mesures d'enthalpie consécutives, une en mode

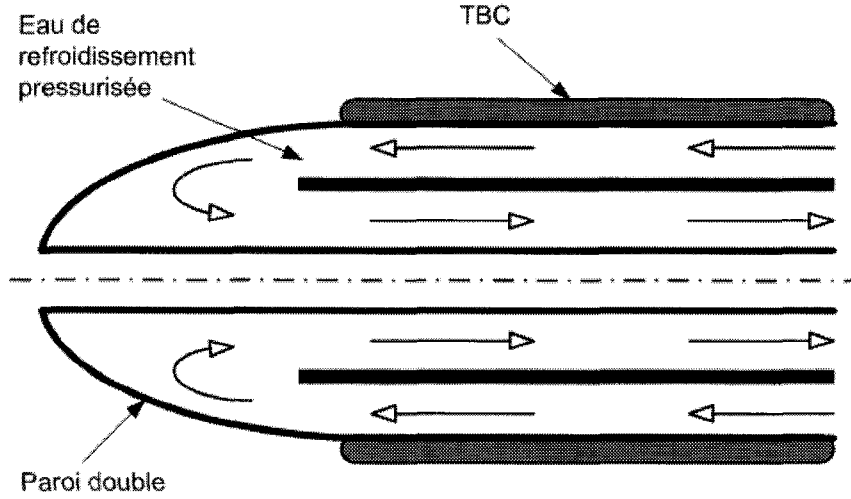


FIG. 3.1 – Vue en coupe d'une sonde d'enthalpie.

*tare*, l'autre en mode *sample*. En mode *tare*, l'orifice de la sonde est fermé, le flux de chaleur du jet plasma frappe la paroi externe de la sonde, et l'énergie thermique du jet est transférée à l'eau de refroidissement. En mode *sample*, l'orifice de la sonde est ouvert afin d'échantillonner le jet de plasma. Le transfert d'énergie thermique vers l'eau de refroidissement est alors plus important puisque les parois externe et interne sont en contact avec le plasma. Par une comparaison du changement de température de l'eau de refroidissement entre les deux modes d'opération, il est possible d'obtenir l'enthalpie locale du jet de plasma.

Mathématiquement, cette comparaison s'écrit :

$$\dot{m}_p (h_p - h_s) = [\dot{m}_{er} c_p^{er} \Delta T_{er}]_{sample} - [\dot{m}_{er} c_p^{er} \Delta T_{er}]_{tare}. \quad (3.1)$$

Dans l'équation 3.1, les débits massiques de plasma échantillonné par la sonde et d'eau de refroidissement, respectivement  $\dot{m}_p$  et  $\dot{m}_{er}$ , ainsi que le réchauffement de l'eau de refroidissement,  $\Delta T_{er}$ , sont des valeurs mesurées. Il arrive que l'enthalpie du gaz quittant la sonde,  $h_s$ , soit aussi mesurée, mais elle est souvent négligée. Avec toutes ces grandeurs connues, il est possible de résoudre l'équation précédente et d'obtenir l'enthalpie locale du jet de plasma,  $h_p$ . Puisque l'échantillon est fortement décéléré par son passage dans la sonde, l'enthalpie mesurée est  $h_o$ , l'enthalpie de stagnation [78].

Il est habituel d'ajouter une barrière thermique (TBC, *Thermal Barrier Coating*) afin de recouvrir la surface latérale de la sonde d'enthalpie d'un matériel conduisant

peu la chaleur (*i.e.*, faible  $\kappa$ ). De cette façon, le flux de chaleur ( $\propto \kappa \Delta T$ ), transféré du plasma vers l'eau de refroidissement à travers la paroi externe de la sonde, est diminué. Cette pratique permet d'augmenter la différence entre l'énergie recueillie par l'eau de refroidissement en mode *tare* et en mode *sample*, ce qui améliore le processus de mesure [77, 144].

### Mesures de vitesse

La déduction de la vitesse du jet de plasma par une mesure de sonde d'enthalpie dépend du régime d'écoulement et demande d'en mesurer les pressions statique et totale. L'utilisation d'une jauge de pression, lorsque la sonde est opérée en mode *tare*, permet de mesurer  $p_o$ , la pression de stagnation locale du jet plasma. Trois cas peuvent se présenter, pour lesquels l'écoulement est incompressible, subsonique ou supersonique [3, 169].

Pour les jets incompressibles, la vitesse est faible et le nombre de Mach est inférieur à 0,3. Ceux-ci respectent l'équation de Bernoulli, qui stipule que sur une même ligne de courant, la pression de stagnation  $p_o$  est constante. La vitesse est alors simplement obtenue par :

$$u = \sqrt{\frac{2(p_o - p)}{\rho}}. \quad (3.2)$$

Dans l'équation 3.2,  $p_o$  est mesurée par la sonde d'enthalpie alors que la pression statique du jet  $p$  est la même que celle dans la chambre de projection, qui est soit connue ( $p = p_{atm}$ ), soit mesurée de façon indépendante (atmosphère contrôlée). Enfin, une mesure de vitesse dans un plasma demande en plus d'en connaître la température, afin d'évaluer la masse volumique  $\rho$  (en supposant le LTE).

Pour les jets subsoniques, la vitesse est plus importante, le nombre de Mach se situe entre 0,3 et 1, et l'équation de Bernoulli ne s'applique plus. Il faut alors récrire l'équation d'énergie unidimensionnelle entre le jet libre et le point de stagnation. En supposant que lors de la décélération du jet dans la sonde l'énergie cinétique de l'écoulement est entièrement convertie en énergie thermique, cette équation s'écrit  $h_o = h + (\vec{u})^2/2$ . Puis, elle est combinée aux relations pour la température et la pression de stagnation ( $T_o$  et  $p_o$ , section 2.2.5), tout en faisant l'hypothèse que le gaz est idéal et que sa chaleur spécifique  $c_p$  est constante. Il est alors possible d'obtenir la vitesse d'un écoulement subsonique par :

$$u = \sqrt{\frac{2\gamma RT}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{p_o}{p} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right]}. \quad (3.3)$$

Dans l'équation 3.3, les pressions  $p_o$  et  $p$  sont connues, alors que la température du jet doit être mesurée (même à basse température). Pour un jet de plasma, la valeur de la température permet d'évaluer  $R$  et  $\gamma$ , deux grandeurs influencées par le degré d'ionisation du plasma.

Dans les jets supersoniques, les vitesses sont très grandes et le nombre de Mach est supérieur à 1. Dès lors, l'insertion de la sonde d'enthalpie dans le jet provoque l'apparition d'une onde de choc qui empêche l'utilisation de la relation 3.3, développée pour les écoulements subsoniques. Le choc crée un clivage entre les valeurs mesurées et le jet de plasma libre. En effet, la sonde d'enthalpie permet de mesurer des valeurs de stagnation après le choc (indice "o2"), qui sont tributaires de l'écoulement avant le choc (indice "1"), comme l'illustre la figure 3.2. Si l'écoulement de chaque côté du choc est considéré unidimensionnel et isentropique, il est possible de le représenter par l'équation 2.16. La pression mesurée par la sonde d'enthalpie est  $p_{o2}$ , la pression de stagnation après le choc.

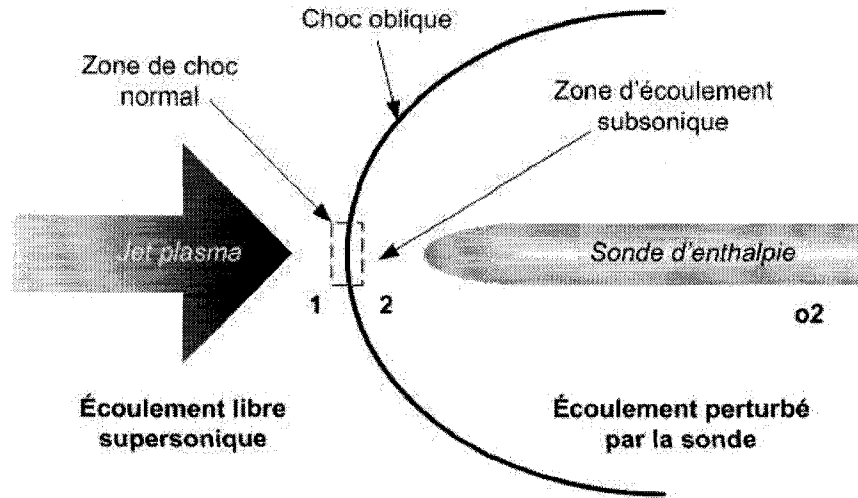


FIG. 3.2 – Une onde de choc apparaît devant la sonde d'enthalpie en réponse à son insertion dans le jet supersonique.

À ce point, il faut souligner la particularité des écoulements supersoniques qu'implique le déséquilibre aérodynamique. C'est qu'en général, la pression statique du jet  $p_1$  est inconnue, puisqu'il est possible qu'elle ne soit pas égale à la pression de chambre  $p_c$  (ou à  $p_{atm}$  en APS). Cependant, si  $p_1 = p_c$  (*i.e.*, équilibre aérodynamique) et que  $\gamma$  a une valeur constante d'un côté à l'autre du choc, le nombre de Mach du jet de plasma  $M_1$  est

obtenu par la solution de l'équation 2.16. Ensuite, il s'agit de supposer que l'énergie est conservée à travers le choc (voir la section 2.2.8), et il est alors possible d'écrire l'égalité suivante :

$$h_{o2} = h_{o1} \left( = h_1 + \frac{u_1^2}{2} \right), \quad (3.4)$$

qui peut être modifiée pour y faire apparaître le nombre de Mach :

$$h_1 = h_{o2} - M_1^2 \frac{\gamma R T_1}{2}. \quad (3.5)$$

Dans l'équation 3.5, l'enthalpie de stagnation après le choc  $h_{o2}$  est mesurée par la sonde d'enthalpie alors que  $M_1$  a été obtenu par l'équation 2.16. Il ne reste qu'à utiliser des tables thermodynamiques du gaz plasma pour obtenir simultanément l'enthalpie et la température du plasma,  $h_1$  et  $T_1$ .

Cette procédure de calcul ne s'applique que pour des jets en équilibre aérodynamique, rares en LPPS. Mais puisqu'il n'existe aucun moyen d'obtenir  $p_1$ , il est fréquent qu'elle soit aussi utilisée dans l'analyse des jets en déséquilibre aérodynamique. Or, la section 5.3.2 montre que l'hypothèse d'équilibre aérodynamique pour des mesures de sonde d'enthalpie dans un jet sur-détendu conduit à des valeurs erronées de température et de vitesse.

### 3.1.2 Erreurs sur les mesures par sonde d'enthalpie

Afin de quantifier la sensibilité des mesures de sonde d'enthalpie aux conditions de l'écoulement, Grey [77] a développé la relation suivante :

$$\sigma = \frac{(\Delta T_{er})_{sample} - (\Delta T_{er})_{tare}}{(\Delta T_{er})_{sample}}. \quad (3.6)$$

Cette sensibilité ( $\sigma$ ) dépend d'une multitudes de facteurs tels que les dimensions de la sonde, les propriétés du fluide, la présence de turbulence et, évidemment, les valeurs de pression et de température de l'écoulement [77]. Une grande sensibilité est souhaitable, car cela indique que l'incertitude sur les mesures est faible. Rahmane *et al.* [144] proposent deux façons d'augmenter  $\sigma$  :

1. par l'augmentation du débit massique du jet (*i.e.*, diminuer  $p_c$ ) ;
2. par l'augmentation de la différence entre les quantités de chaleur recueillies en mode *tare* et *sample* (*i.e.*, ajouter un TBC sur la sonde).

Cependant, il y a une limite à augmenter le débit d'échantillonnage en LPPS, car un débit trop grand peut amener un non-respect de la condition d'échantillonnage isocinétique<sup>1</sup>.

Dresvin & Eckert [49] ont étudié l'effet des paramètres d'influence de la sensibilité sur les mesures de sonde d'enthalpie. Ils en concluent que la combinaison de tous ces effets entraîne une erreur maximale de  $\pm 10\%$  sur la température. Chang & Ramhsaw [31] et Jankovic & Mostaghimi [98] se sont aussi intéressés aux erreurs dans les mesures expérimentales par sonde d'enthalpie. Leurs travaux de modélisation permettent d'étudier le système sonde-écoulement dans la région tout près du bout de la sonde. Les premiers indiquent qu'un possible déséquilibre chimique de l'écoulement entraîne des erreurs de  $\pm 10\%$  sur la vitesse et de  $\pm 5\%$  sur la température, alors que la prise en compte du rayonnement émis par la sonde a un effet négligeable [31]. Enfin, les écoulements à grande vitesse induisent une couche limite très mince sur la sonde qui n'a pas d'influence notable sur la prise de mesures de température [31, 98].

### 3.1.3 Premières applications de la sonde d'enthalpie dans les plasmas

Parmi les premiers, Grey & Jacobs [79], puis Grey *et al.* [81], ont étudié un jet d'argon expulsé dans une atmosphère d'hélium pour les régimes d'écoulement turbulent et laminaire, respectivement. O'Connor *et al.* [135] ont quant à eux réalisé des mesures pour caractériser des jets turbulents d'azote expulsés dans l'air.

Par la suite, les recherches se sont tournées vers l'optimisation des procédés industriels, soit principalement la caractérisation de l'APS. C'est ainsi que Brossa & Pfender [22] et Pfender *et al.* [143] ont étudié un jet d'argon expulsé dans l'air, soulignant l'importante influence de l'air froid qui s'engouffre dans le jet plasma sur les profils de température et de vitesse de celui-ci. C'est aussi ce qu'ont étudié Fincke *et al.* [59], en comparant leurs mesures par sonde d'enthalpie aux prédictions d'un modèle numérique.

Capetti & Pfender [25] ont étudié un jet d'argon expulsé dans une atmosphère d'argon afin de le comparer au même jet expulsé dans l'air. Finalement, Swank *et al.* [175] ont montré qu'un spectromètre de masse intégré au système de la sonde d'enthalpie permet de caractériser des mélanges de gaz plasmagènes en obtenant la concentration de chaque espèce, grâce à laquelle peuvent ensuite être déduites la vitesse et la température de l'écoulement plasma, supposé en LTE.

---

<sup>1</sup>Cette condition stipule que la vitesse du gaz dans la sonde doit être le plus près possible de la vitesse du jet libre.

### 3.1.4 Comparaison des mesures par sonde d'enthalpie avec d'autres techniques de mesure

Le développement d'une nouvelle technique expérimentale soulève bien sûr des questions sur la validité des mesures recueillies. C'est dans cette optique de vérification que des mesures par sonde d'enthalpie ont été comparées aux mesures expérimentales obtenues par d'autres techniques. Ainsi, Fincke *et al.* [60] ont mené une étude qui montre que les mesures de sonde d'enthalpie se comparent favorablement aux mesures de LLS (*Laser Light Scattering*) pour un jet d'argon expulsé dans l'air.

Pfender *et al.* [143] ont combiné les techniques du LDA (*Laser Doppler Anemometry*), de la spectroscopie d'émission (OES, *Optical Emission Spectroscopy*) et du CARS (*Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy*) afin de les comparer aux mesures par sonde d'enthalpie. Leurs multiples résultats expérimentaux permettent de broser un portrait global du comportement des jets de plasma d'argon et d'attribuer à l'entraînement d'air dans le plasma les différences marquées entre les mesures de sonde d'enthalpie et d'OES. C'est aussi sur cette comparaison de mesures par sonde d'enthalpie et par OES qu'ont travaillé Chen *et al.* [36] et Rahmane *et al.* [145], mais pour différents jets de plasmas. Les premiers ont étudié un jet d'argon et d'hélium expulsé dans l'air, alors que les seconds ont travaillé avec un jet d'argon et d'hydrogène sous une atmosphère contrôlée d'argon. Leurs résultats montrent des différences entre les deux méthodes de mesure car les températures mesurées par OES sont systématiquement supérieures. Cela s'explique par le fait que l'OES est sélectif et n'observe que le plasma, c'est-à-dire certaines transitions énergétiques qui caractérisent l'état de certaines espèces plasmagènes. La température obtenue est donc celle de ces espèces, et non celle du jet dans son entier. Au contraire, la sonde d'enthalpie prend en compte autant le gaz ambiant entraîné dans le jet que le plasma lui-même : la température mesurée par la sonde d'enthalpie est donc systématiquement plus basse.

### 3.1.5 Mesures par sonde d'enthalpie dans les écoulements de plasma

La sonde d'enthalpie est, et demeure, un outil de mesure utilisé dans la caractérisation des écoulements plasma. Par exemple, Fincke *et al.* [61] ont travaillé sur la projection de particules d'alumine par un jet plasma formé d'argon et d'hélium. L'écoulement plasma a été caractérisé à l'aide d'une sonde d'enthalpie couplée à un spectromètre de masse, leur

permettant de mesurer la température et la vitesse du jet DC, mais aussi l'importante fraction massique d'air qui s'engouffre dans le plasma par l'effet de la turbulence. Toujours en projection thermique, Soucy *et al.* [172] ont étudié la nitruration en vol du disilicure de molybdène ( $\text{MoSi}_2$ ) dans un jet plasma RF formé d'argon et d'azote. Ils ont eux aussi utilisé une sonde d'enthalpie couplée à un spectromètre de masse afin de mesurer la composition, la température et la vitesse locales du jet de plasma.

Asmann *et al.* [5] ont utilisé une sonde d'enthalpie afin de caractériser l'opération du TTPR (*Triple Torch Plasma Reactor*). Deux applications du TTPR ont été étudiées : la projection sous atmosphère contrôlée en argon pur, et le CVD (*Chemical Vapor Deposition*, utilisé pour la croissance de films de diamant) avec un plasma d'argon et d'hydrogène. Quant à eux, Gao *et al.* [66] ont étudié l'influence du mélange de gaz plasmagène sur le comportement du jet plasma dans la projection de particules de céramiques ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  et  $\text{TiO}_2$ ). Ils ont comparé des mélanges argon-azote et argon-hydrogène : si la dissociation de l'hydrogène amène de plus faibles températures du plasma (parce que  $c_p^{H_2} \gg c_p^{N_2}$ ), cet effet est contrebalancé par sa grande conductibilité thermique ( $\kappa_{H_2} \gg \kappa_{N_2}$ ). Au final, la projection avec un mélange argon-hydrogène donne de meilleurs dépôts, plus durs, plus uniformes et moins poreux, parce que le transfert de chaleur aux particules injectées dans le jet est meilleur.

Enfin, Destefani *et al.* [40, 41] ont utilisé la sonde d'enthalpie comme outil de caractérisation dans le développement d'une torche à plasma induit par micro-ondes à basse puissance (MIP, pour *Microwave Induced Plasma*). Ces torches permettent le traitement de rejets gazeux polluants tels que les émissions gazeuses d'une automobile fonctionnant à l'essence. La génération du plasma dans la MIP passe par l'excitation des électrons qui atteignent des températures jusqu'à cinq fois supérieure à la température des particules lourdes. Cependant, comme les ions et les atomes sont à de faibles températures ( $T_h \approx 2000$  K), l'enthalpie du gaz ne dépend pas de la température des électrons et les mesures obtenues par sonde d'enthalpie permettent bien de caractériser le plasma généré par la torche MIP.

### Mesures par sonde d'enthalpie dans les écoulements de plasma supersoniques

Les écoulements compressibles demandent de prendre en compte les variations de la masse volumique induite par de grands gradients de pression. L'implication de ce changement se fait sentir au niveau du calcul de la vitesse de l'écoulement (section 3.1.1). Or, lorsque les écoulements sont incompressibles ou subsoniques, la pression du jet est la même que la pression du milieu dans lequel il est expulsé, et les mesures de

sonde d'enthalpie permettent directement le calcul de la vitesse. Lorsque l'écoulement est supersonique, la pression du jet n'est plus nécessairement celle de la chambre, et une mesure de pression supplémentaire est requise pour déduire sa vitesse (sauf si le jet est en équilibre aérodynamique). À cela s'ajoute le fait qu'une sonde insérée dans un écoulement supersonique provoque l'apparition d'un choc devant la sonde, ce qui modifie l'écoulement et par le fait même les valeurs mesurées.

Une liste exhaustive des problèmes causés par l'insertion d'une sonde d'enthalpie dans un plasma supersonique est dressée par Chang & Ramshaw [31] dans leur travail de modélisation. Ainsi, lorsqu'une sonde d'enthalpie est insérée dans un jet de plasma supersonique :

- il est habituel que la pression du jet diffère de la pression de chambre (déséquilibre aérodynamique) et alors  $p_1$  est inconnue ;
- le jet de plasma ne respecte (probablement) pas le LTE et n'est ni un écoulement isentropique, ni un écoulement figé (*frozen*) ;
- le refroidissement de la sonde viole l'hypothèse d'écoulement adiabatique ;
- l'échantillonnage produit des déviations par rapport aux conditions de stagnation, et les propriétés du fluide représentent une moyenne de plusieurs lignes de courant, ce ne sont donc pas de vraies mesures de stagnation.

Malgré tout, la section 3.1.2 montre que l'erreur obtenue lors des mesures par sonde d'enthalpie est acceptable.

Pour contourner ces problèmes, Anderson & Sheldhal [4] ont utilisé une large sonde qui permet d'engloutir la totalité du jet (*swallowing probe*). Cela permet d'éviter la formation d'un choc devant la sonde lors de la prise de mesures, cependant les mesures sont alors globales plutôt que locales. Quant à eux, Fincke *et al.* [62] ont comparé des mesures de sonde d'enthalpie dans les écoulements compressibles, qu'ils soient sub- ou supersoniques, avec des mesures par LLS (*Laser Light Scattering*). Cette comparaison est favorable sur l'axe du jet, mais se dégrade radialement vers les bords ou l'incertitude sur les mesures est plus grande. Ils mettent en équations la situation occasionnée par l'apparition d'une onde de choc normale devant la sonde (voir les figures 2.13 et 3.2), en faisant l'hypothèse d'un écoulement unidimensionnel et adiabatique à travers un choc mince (équations 2.17–2.19). Ces auteurs montrent qu'il est possible d'obtenir les valeurs désirées, c'est-à-dire les valeurs du jet libre (en "1"), à l'aide des mesures obtenues (les valeurs de stagnation derrière le choc induit par la sonde, en "o2"), en faisant l'hypothèse que la composition chimique de l'écoulement est figée.

Enfin, Hollenstein *et al.* [92] ont utilisé la sonde d'enthalpie dans des jets d'argon

supersoniques en posant l'hypothèse que le jet est en équilibre aérodynamique. La section 5.3.2 montre que l'utilisation abusive de cette hypothèse conduit à des valeurs erronées de température et de vitesse du jet.

## 3.2 Modélisation des écoulements de plasma

Un système de projection par plasma à basse pression comprend principalement une torche DC opérée à l'intérieur d'une chambre à atmosphère contrôlée. D'un point de vue théorique, un modèle mathématique représentant ce système devrait inclure :

1. un domaine de calcul comprenant la torche et la chambre ;
2. une formulation tridimensionnelle, instationnaire et turbulente des équations de conservation pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie du plasma ;
3. les équations de conservation pour les grandeurs électromagnétiques, afin de représenter la génération du plasma à l'intérieur de la torche et pour prendre en compte le déséquilibre de charge local près des électrodes ;
4. les effets de déséquilibre thermique et chimique dans le plasma par la résolution d'équations d'énergie multiples et d'une (ou plusieurs) équation(s) pour la composition chimique du plasma.

La modélisation du système formé de la torche plasma et de l'écoulement qu'elle génère est donc une tâche complexe. Traditionnellement, ce problème est scindé en sous-systèmes plus abordables, autant au niveau de la compréhension des phénomènes physiques qui y ont lieu qu'au niveau du temps de calcul. Les sous-systèmes usuels sont la torche elle-même, à l'intérieur de laquelle il y a génération du plasma à partir de l'écoulement gazeux, et le jet de plasma expulsé dans la chambre de projection.

Cette scission du problème permet de confiner les équations électromagnétiques à la torche et de s'en affranchir lors de la description du jet. Cependant, cela crée une difficulté au niveau de la condition d'entrée dans le domaine de calcul du jet (*i.e.*, la sortie de la torche) ; ce point devient un enjeu majeur quant à la validité et au réalisme d'un modèle de jet. Pour certaines conditions d'opération de la torche (*i.e.*, pression atmosphérique, vitesses subsoniques et puissance élevée), l'état du plasma s'approche des équilibres thermique et chimique, et des profils de température et de vitesse basés sur l'hypothèse du LTE sont acceptables. Toutefois, dans les jets de plasma supersoniques à basse pression, les déséquilibres thermique et chimique peuvent se manifester dans la section divergente de la torche. Il est alors incertain de supposer que les profils d'entrée

des variables de l'écoulement respectent le LTE, une incertitude renforcée par la difficulté à obtenir des mesures expérimentales dans le plan de sortie d'une torche plasma.

Une revue de la littérature scientifique permet de recenser des modèles :

1. de torches DC, à la section 3.2.1 ;
2. de jets de plasma en équilibre thermique, à la section 3.2.2 ;
3. combinant la torche DC et le jet, à la section 3.2.3 ;
4. de plasmas en déséquilibre thermique, à la section 3.2.4, traitant respectivement :
  - des arcs transférés ;
  - des torches RF ;
  - des jets de plasma incompressibles ou subsoniques ;
5. de jets de plasma supersoniques, à la section 3.2.5.

Les points 1, 2 et 3 illustrent la scission torche-jet dans la littérature, tout en permettant de justifier le choix d'un modèle de jet plutôt que d'un modèle "torche & jet". Les points 4 et 5 présentent quant à eux les outils nécessaires au développement du modèle de jet supersonique à basse pression, soit le traitement des déséquilibres thermique, chimique et aérodynamique.

### 3.2.1 Torches DC

Les études recensées sur les torches DC ont une géométrie : (i) bidimensionnelle axisymétrique pour des équations de conservation stationnaires, que l'écoulement plasma soit subsonique [139] ou supersonique [68, 84, 100], ou (ii) tridimensionnelle pour des écoulements subsoniques, que les équations de conservation considérées soient stationnaires [106] ou instationnaires [124, 181, 182]. Tous ces travaux reposent sur l'hypothèse que le plasma respecte les équilibres thermique et chimique et que l'écoulement est laminaire, à l'exception de [68], qui inclut le déséquilibre chimique, et de [106], qui inclut la turbulence. Récemment, l'important accroissement des capacités des systèmes informatiques a permis d'aborder la réalité tridimensionnelle des torches DC [106, 124, 181, 182].

### 3.2.2 Jets de plasmas en équilibre thermique

Hors de la torche plasma, les champs électromagnétiques peuvent être négligés, ce qui simplifie la représentation du plasma. Les premiers travaux sur les jets de plasma portent sur des jets incompressibles dilatables (*i.e.*, dont la masse volumique varie en fonction de

la température mais non de la pression), et ces modèles bidimensionnels axisymétriques comportent tous des hypothèses similaires [1, 15, 29, 37, 45, 46, 47, 119] :

- la turbulence est représentée par une des nombreuses variantes du modèle  $k-\epsilon$  (voir la section 6.2.6) ;
- le jet de plasma est expulsé dans l’air ambiant, mais les réactions chimiques entre le(s) gaz plasmagène(s) et l’air ambiant sont négligées. La composition est celle de l’équilibre chimique, et seuls des effets convectifs et diffusifs affectent la fraction massique des espèces du plasma (à l’exception de [29]) ;
- la dissipation visqueuse et l’énergie cinétique de l’écoulement sont négligées.

McKelliget *et al.* [119] ont utilisé une chaleur spécifique et une viscosité constantes pour représenter des mélanges azote-hydrogène et argon-hydrogène. Les champs de vitesse calculés montrent un accord raisonnable avec les mesures expérimentales, mais il en va autrement des champs de température. Selon les auteurs, leurs résultats souffrent surtout de l’hypothèse sur la chaleur spécifique des mélanges plasma étudiés, et ils soulignent que la validité du modèle  $k-\epsilon$  pour les plasmas reste à démontrer.

Diliwari *et al.* [45, 46, 47] ont montré l’importance des profils d’entrée pour la vitesse, la température et la concentration des espèces du plasma sur la solution numérique obtenue. En comparant des distributions plates et paraboliques, ils ont identifié que la distribution plate est inadéquate [45] et que l’influence du profil d’entrée sur les champs de température et de vitesse est limité à la région près de la sortie de la torche, car plus loin la turbulence fait disparaître les particularités du profil d’entrée [47]. De plus, ils montrent qu’un jet laminaire d’argon expulsé dans un environnement d’argon (à la pression atmosphérique) est bien représenté par l’hypothèse du LTE [46]. Leurs résultats ne correspondent pas exactement aux données expérimentales, ce qu’ils attribuent au modèle de turbulence utilisé, au calcul des coefficients de transport du plasma et à certaines erreurs expérimentales.

Bolot *et al.* [15] ont travaillé à l’inclusion d’un modèle de turbulence particulier afin de représenter correctement un jet de plasma argon-azote impactant. Ils ont inclus des profils d’enthalpie et de vitesse particuliers afin de respecter les débits massique et énergétique de la torche plasma. Leurs résultats montrent que le flux de chaleur au substrat augmente lorsque la distance de projection diminue.

Récemment, Abdellah El-Hadj & Ait-Messaoudene [1] et Cheng *et al.* [37] se sont attardés à la turbulence dans les jets de plasma atmosphériques. Les premiers ont comparé le modèle  $k-\epsilon$  standard et sa version RNG (*ReNormalized Group*) pour un jet de plasma d’argon expulsé dans l’air. Des essais avec plusieurs profils d’entrée provenant de

la littérature les ont conduits à retenir ceux de [15]. Leurs résultats indiquent que le modèle de turbulence RNG  $k-\epsilon$ , moins dissipatif, permet de mieux représenter les données expérimentales. Les seconds ont modélisé différentes conditions d'opération d'une même torche plasma alimentée d'argon, obtenant tour à tour de courts jets turbulents dont les propriétés fluctuent beaucoup et pour lesquels l'entraînement d'air est important, et de longs jets laminaires aux propriétés stables pour lesquels l'entraînement d'air est limité.

Enfin, l'étude de Chang & Ramshaw [29] inclut la cinétique chimique pour un jet d'argon expulsé dans l'air ambiant. Leurs résultats montrent que le traitement de la turbulence par un modèle  $k-\epsilon$  modifié pour les jets circulaires donne de moins bon résultat que le modèle  $k-\epsilon$  standard lors de comparaisons avec deux séries de mesures provenant de la littérature. Ils montrent aussi une dépendance correcte aux variations des paramètres d'opération, mais n'arrivent pas à bien reproduire les mesures, ce que les chercheurs attribuent principalement à l'utilisation de profils d'entrée inappropriés et au modèle de turbulence employé.

La revue des études traitant des jets supersoniques en équilibre thermique est reportée à la section 3.2.5.

### 3.2.3 Combinaison torche DC & jet

Il est possible d'utiliser un domaine de calcul combinant la torche et le jet, pour ainsi s'affranchir de la nécessité de fournir une condition d'entrée du jet dans la chambre [11, 115, 133, 187]. Ces modèles "torche & jet" utilisent une représentation stationnaire, bidimensionnelle axisymétrique ([11, 133, 187])/tridimensionnelle ([115]) d'un écoulement plasma subsonique, en LTE et sans dissipation visqueuse. Ces études imposent toutes un profil de densité de courant sur la cathode, mais ce qui les différencie, c'est la façon dont elles représentent l'attachement de l'arc électrique à l'anode.

Le modèle de [187] traite d'un jet laminaire d'argon expulsé dans un environnement d'argon. L'injection tangentielle de gaz est prise en compte, et les résultats indiquent que les forces de Lorenz ont une grande influence sur l'écoulement laminaire, que l'augmentation de l'injection tangentielle fait diminuer la vitesse et la densité de courant de l'arc et qu'une augmentation de la densité de courant à la cathode fait augmenter voltage, puissance, température et vitesse maximales du plasma. Des comparaisons avec des courbes de températures expérimentales sont plutôt favorables.

L'étude de [133] inclut le traitement de la turbulence, par un modèle  $k-\epsilon$  corrigé pour les jets ronds, et une équation de conservation des espèces chimiques, pour traiter le

mélange de gaz dissemblables. Leurs résultats montrent la très grande différence entre les comportements laminaire et turbulent d'un jet d'argon, et surtout l'important raccourcissement de ce jet lorsqu'il est expulsé dans l'air et que l'énergie du plasma permet la dissociation des molécules d'oxygène et d'azote entraînées dans le jet. Des mesures expérimentales corroborent les profils de température prédits par leur modèle.

Le travail de [11], qui inclut la turbulence mais pas les écoulements tangentiels, est partiellement validé grâce à une étude paramétrique dont les tendances, théoriquement prévisibles, sont respectées. Puis, ce modèle est simplifié pour reprendre les travaux de [187], et les résultats concordent quasi-parfaitement, à l'exception d'une courte région près de la cathode : puisque dans cette région se trouve l'arc électrique, les différences sont attribuées à l'hypothèse d'attachement de l'arc à l'anode. Enfin, le travail de [115] montre que l'attachement asymétrique de l'arc dans la torche et l'injection de gaz porteur froid, nécessaire pour l'injection de particules solides dans le jet, rendent tous deux les champs du plasma tridimensionnels (température, vitesse, *etc.*).

En fin de compte, les modèles "torche & jet" offrent l'élégante solution de ne plus avoir recours à des profils d'entrée arbitraires, et de relier dynamiquement les paramètres d'opération de la torche avec les caractéristiques du jet. Toutefois, la description des phénomènes y est stationnaire et certains effets de déséquilibre y sont négligés.

### 3.2.4 Plasmas en déséquilibre thermique

Dans les systèmes de génération des plasmas thermiques, l'énergie est tout d'abord donnée aux électrons par le champ électrique ou magnétique appliqué, qui la redistribuent ensuite aux particules lourdes. Ce transfert se fait par des collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes. Cependant, vu la grande différence de masse entre ces espèces ( $m_e \ll m_h$ ), le processus collisionnel est inefficace et il existe plusieurs conditions pour lesquelles il y aura déséquilibre thermique ( $T_e \neq T_h$ ) au sein du plasma. Au chapitre 1, il a été établi qu'un jet de plasma supersonique à basse pression rencontre des conditions de déséquilibre thermique, chimique et aérodynamique. Les déséquilibres thermique et chimique se rencontrent aussi dans les arcs transférés, les torches RF et les jets subsoniques.

#### Arcs transférés

L'arc électrique transféré utilise des électrodes en vis-à-vis plutôt que des électrodes concentriques comme dans les torches DC. Le passage du courant électrique dans l'arc

provoque, par effet Joule, un coeur chaud au sein duquel les gradients sont faibles, et le plasma y est en LTE. Cependant, aux frontières du plasma et près des électrodes se retrouvent des phénomènes de déséquilibre local (de charge, thermique) [18]. La caractéristique principale des arcs transférés est la stabilité de la colonne d'arc, générant un champ magnétique qui accélère le plasma (quelques centaines de m/s) par les forces de Lorenz. Les caractéristiques de l'arc varient selon la puissance électrique dissipée, la configuration des électrodes et le type de gaz plasmagène.

Les études d'arcs transférés recensées ont plusieurs points communs, car elles utilisent toutes [34, 35, 76, 83, 95] : (i) une géométrie cylindrique et axisymétrique, (ii) un écoulement laminaire en régime permanent, (iii) des équations de conservation pour l'énergie interne des particules lourdes (sans dissipation visqueuse) et des électrons et (iv) un terme représentant l'échange d'énergie par collisions élastiques<sup>2</sup> entre les électrons et les particules lourdes.

Les modèles de [34, 35, 95], qui supposent l'équilibre chimique, prédisent l'apparition du déséquilibre thermique lorsque la pression ambiante, la température ou la puissance de l'arc diminuent. Celui de [83], qui reproduit des mesures spectroscopiques, montre que l'arc est en déséquilibre chimique, et que la densité de courant influence ce déséquilibre par l'entremise des forces de Lorenz. Enfin, le modèle instationnaire de [76] prévoit que l'extinction d'un arc de haute puissance dans les disjoncteurs au  $SF_6$  implique un plasma en déséquilibre thermique et chimique.

## Torches RF

Contrairement aux torches DC, dont la géométrie est complexe, les torches RF sont des systèmes aérodynamiquement très simples. Les études ont évalué l'importance du déséquilibre thermique pour différents gaz plasmagènes dans diverses conditions d'opération, en décrivant l'écoulement de plasma par [126, 177, 178, 189] : (i) une géométrie cylindrique et axisymétrique, (ii) un écoulement laminaire en régime permanent, (iii) une équation de conservation pour l'énergie interne des particules lourdes (sans dissipation visqueuse) et une autre pour l'énergie interne des électrons, (iv) un terme énergétique d'échange dû aux collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes et (v) une équation de conservation pour une espèce (ou plusieurs), par laquelle est obtenue la composition du plasma.

---

<sup>2</sup>Le déséquilibre thermique est directement lié aux collisions élastiques au sein du plasma : lorsque la pression ambiante et/ou la puissance électrique sont diminuées, les collisions sont moins nombreuses et le ratio  $T_e/T_h$  augmente.

Le modèle de Mostaghimi [126], qui néglige la diffusion d'enthalpie, représente un plasma d'argon pur soumis à diverses conditions de pression. Leurs résultats montrent que si les équilibres thermique et chimique dans le jet sont respectés à la pression atmosphérique, à basse pression (0,3 atm), ce n'est plus le cas.

Tanaka [177] a étudié un plasma argon-azote à la pression atmosphérique en s'appliquant particulièrement à décrire les mécanismes énergétiques reliés aux multiples espèces chimiques présentes. Ses résultats montrent un faible déséquilibre thermique aux limites du jet de plasma, en s'approchant des parois du réacteur, mais un effet plus marqué de déséquilibre chimique à cet endroit. Tanaka [178] a ensuite modifié son modèle pour prendre en compte l'alimentation des torches RF par un courant alternatif en utilisant une formulation instationnaire des équations de conservation afin de simuler les variations temporelles des champs électromagnétiques.

Finalement, Ye *et al.* [189] ont étudié une torche RF alimentée d'un mélange argon-hydrogène à 27 kPa. Leurs résultats montrent que le déséquilibre thermique dans le jet de plasma dépend de la concentration d'hydrogène et que le déséquilibre chimique, localisé aux parois dans la torche, se généralise dans la chambre. La densité volumique d'électrons dans le jet est donc supérieure à celle de l'équilibre chimique, car les grandes vitesses inhibent la recombinaison du plasma.

## Jets de plasma

L'apparition du déséquilibre thermique est habituellement causé par une diminution de la pression ambiante, mais d'autres conditions d'opération peuvent aussi avoir cet effet. C'est ce que montrent les modèles bidimensionnels et axisymétriques dans cette section.

Chang & Pfender [27] ont souligné qu'il était inadéquat de modéliser des jets plasma à basse pression (LPPS) par des modèles reposant sur l'hypothèse du LTE. Leur travail présente une revue exhaustive de la cinétique chimique de l'argon accompagnée d'une dérivation des équations de conservation pour l'énergie des électrons et des particules lourdes d'un plasma à deux températures. Leur modèle de jet inclut la diffusion ambipolaire des électrons, néglige la dissipation visqueuse et considère un écoulement laminaire. De plus, à l'instar du travail de Lee & Pfender [113], ce modèle néglige la diffusion axiale de la chaleur, ce qui permet de résoudre un système d'équations paraboliques plutôt qu'elliptiques. Les coefficients de transport sont obtenus en supposant l'équilibre chimique, et les conditions d'entrée du jet dans la chambre sont représentées par des profils plats. Leurs résultats montrent que l'équilibre thermique est atteint au centre du jet, mais pas

aux bords : cet effet est plus marqué lorsque la pression diminue de 100 à 8 kPa. Une situation similaire prévaut pour la densité d'électrons, qui respecte la loi de Saha lorsque  $p \approx p_{atm}$ , alors qu'à basse pression, la composition est presque figée ( $n_e > n_e^{Saha}$ ).

Chang & Ramshaw [30] ont étudié un jet subsonique à pression atmosphérique en incorporant un modèle collisionnel-radiatif pour l'argon (celui de Braun et Kunc [19, 20]) à leur description du jet plasma turbulent. Leur modèle inclut la diffusion d'enthalpie et la diffusion ambipolaire, et utilise des profils d'entrée de forme exponentielle. Leurs résultats montrent que le jet est en équilibre thermique au centre, mais qu'il y a un léger déséquilibre aux bords. Les auteurs suggèrent que l'établissement d'un critère pour l'apparition des déséquilibres chimique et thermique est plus complexe que la spécification d'une valeur seuil de la densité électronique, tel que l'évoque Griem [82]. Ils comparent différents temps caractéristiques de la dynamique de l'écoulement (*i.e.*, conduction et diffusion) avec des temps caractéristiques chimiques (*i.e.*, désexcitation et recombinaison), et en concluent que même à la pression atmosphérique, l'équilibre chimique n'est pas atteint dans un écoulement subsonique.

Enfin, Nishiyama *et al.* [134] ont modélisé un jet de plasma baigné par un champ magnétique externe. L'écoulement est laminaire et subsonique avec une composante tangentielle, et la dissipation visqueuse y est négligée. Il s'agit d'un "modèle à trois fluides", c'est-à-dire que des équations de conservation pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie sont résolues pour chaque espèce du plasma d'argon, ce qui permet de comparer les vitesses des atomes, des ions et des électrons entre elles. Ce modèle de jet utilise des profils d'entrée plats dans le domaine de calcul et des propriétés de transport simplifiées provenant de la théorie cinétique des gaz. Leurs résultats montrent que l'équilibre thermique est respecté dans le jet, mais pas aux bords, et met en évidence l'effet du champ magnétique externe sur le comportement des électrons (particulièrement leur vitesse).

## Récapitulatif

Avant d'aborder la revue de littérature à propos des jets de plasmas supersoniques, un bref sommaire est de mise. Ainsi, la section 3.1 montre que la sonde d'enthalpie est un outil de diagnostic valable et reconnu pour la caractérisation de jets de plasma. Les sections 3.2.1 à 3.2.4 présentent une revue de la littérature englobant la modélisation de toutes les parties d'un système de projection plasma (excepté l'injection de poudres). Le but de cette démarche est de mieux situer le problème que représente le processus de modélisation de jets de plasma à basse pression. Il faut rappeler :

- qu'il n'est pas encore envisageable de simuler la génération du plasma tout en pre-

nant en compte les déséquilibres thermique et chimique du plasma à basse pression (section 3.2.1) ;

- qu’il est possible de ne modéliser que le jet dans la chambre de projection, pourvu que des mesures expérimentales permettent de valider les résultats obtenus, et que les profils d’entrée du jet dans le domaine de calcul doivent être de forme exponentielle et non plate (section 3.2.2) ;
- qu’un modèle incluant la torche et le jet peut être mis en oeuvre, mais demande de négliger les phénomènes de déséquilibre (section 3.2.3) ;
- que le déséquilibre thermique est causé par la diminution de la pression dans la chambre de projection, et que le déséquilibre chimique est toujours présent dans les jets à basse pression (section 3.2.4).

En résumé, la plus grande faiblesse des modèles de jet de plasma ne réside pas en la mise de côté de phénomènes physiques, mais plutôt dans les condition d’entrée du jet dans le domaine de calcul, qui sont souvent arbitraires. Quoi qu’il en soit, l’approche de modélisation du jet plasma garde toute sa validité du moment qu’elle est subordonnée à des mesures expérimentales qui permettent d’accepter le postulat des profils d’entrée pour les variables de l’écoulement, et plus généralement, le modèle de jet dans son entier.

### 3.2.5 Jets de plasmas supersoniques

Jusqu’à présent, un bilan des recherches dans des domaines connexes aux jets de plasma supersoniques a été exposé. Dans la présente section sont recensés des modèles qui ont été développés afin de représenter des jets de plasma supersoniques, habituellement sous des conditions de basse pression. Ces travaux de recherche sont regroupés selon la géométrie qu’ils utilisent, qu’elle soit quasi-unidimensionnelle ou bidimensionnelle axisymétrique.

#### Jets quasi-unidimensionnels

Un écoulement supersonique de gaz parfait généré dans une tuyère à section variable entraîne la création de couches limites aux parois de celle-ci. De tels écoulements sont depuis longtemps étudiés par les équations unidimensionnelles d’Euler (modifiées afin de prendre en compte le changement de section de la tuyère,  $\partial A/\partial x$ , d’où le qualificatif "quasi-unidimensionnel") [3, 169]. L’étude des écoulements de plasma avant leur expulsion dans la chambre permet d’en estimer l’état en indiquant la présence des déséquilibres chimique et/ou thermique.

Burm *et al.* [24] se sont intéressés à un plasma RF à basse pression, mais leur travail repose sur des hypothèses discutables. Ainsi, les auteurs localisent le choc de façon empirique dans leur modèle, qui comprend un système d'équations sur-déterminé, et les comparaisons avec des mesures expérimentales sont mitigées.

Lino da Silva *et al.* [116] utilisent un jet DC pour reproduire la réentrée atmosphérique d'un véhicule spatial. Conséquemment, les jets étudiés sont à très basse pression et le continuum n'y est pas respecté. Leur étude montre que pour ces conditions, il y a apparition des états de déséquilibre chimique et thermique dans la partie divergente de la torche plasma.

Kroesen *et al.* [108] ont étudié l'arc en cascade (*cascaded arc*). Les auteurs ont inclus le traitement des effets visqueux dans leur modèle, en supposant que le jet supersonique généré est laminaire. Leurs résultats montrent un effet de déséquilibre chimique prononcé dans l'écoulement plasma.

### Jets axisymétriques en équilibre thermique

Une représentation détaillée du jet de plasma supersonique demande minimalement une description bidimensionnelle qui permet la comparaison entre les prédictions numériques et les mesures expérimentales (profils axiaux et radiaux). Deux catégories de jets supersoniques et axisymétriques sont présentées : dans cette section, ce sont les jets en équilibre thermique, et à la section suivante, ceux en déséquilibre thermique.

Si les modèles de jet plasma qui sont ici recensés supposent tous que l'équilibre thermique est atteint, la grande majorité des jets supersoniques sont générés sous des conditions de basse pression pour lesquelles l'hypothèse d'équilibre thermique demeure incertaine. Néanmoins, plusieurs détails intéressants peuvent être obtenus de ces modèles, comme un approfondissement des processus du déséquilibre chimique, de différents modèles de turbulence, de diverses conditions limites, *etc.*

Les études de Han & Chen [85] et de Zhao *et al.* [192, 193] font appel à des hypothèses qui inhibent complètement les comportements de déséquilibre caractérisant les plasmas à basse pression. Ainsi, elles supposent que le jet est non seulement en équilibre thermique, mais également en équilibre chimique malgré de faibles pressions de chambre de 6 et 15 kPa, respectivement. D'autres lacunes sont aussi évidentes, comme le fait que ces travaux ne considèrent que la composante thermique de l'énergie du jet, que [85] traitent le jet comme laminaire et que [192, 193] ne calculent pas les coefficients de transport du plasma (ils les interpolent à partir des valeurs à basse température) en utilisant des profils d'entrée plats comme conditions d'entrée du jet dans le domaine de calcul.

Chang & Ramshaw [32] se sont intéressés à un jet d'hydrogène-azote, en modifiant leur précédent modèle ([29]) par la prise en compte de la diffusion ambipolaire. Un déséquilibre aérodynamique est présent, mais le maillage est trop grossier pour en capturer les détails. Leurs résultats montrent un fort déséquilibre chimique, même si le jet est expulsé dans un environnement à la pression atmosphérique pour lequel l'hypothèse d'équilibre thermique est plausible. La principale lacune de leur modèle se situe au niveau de la cinétique chimique, car le possible déséquilibre vibrationnel des molécules d'hydrogène et d'azote n'est pas pris en compte.

Kolman *et al.* [107] et George *et al.* [67] ont étudié le procédé TPCVD (*Thermal Plasma Chemical Vapor Deposition*) pour la déposition de diamant à basse pression. Ces travaux ne prennent pas en compte le possible déséquilibre thermique du plasma à basse pression, et ils traitent tous deux le jet comme un écoulement laminaire avec dissipation visqueuse. L'étude de [107] porte surtout sur la cinétique chimique en phase gazeuse associée à la déposition du diamant : leur modèle n'inclut pas moins de cinquante-deux réactions chimiques différentes et traite de la diffusion d'enthalpie, mais néglige la composante cinétique de l'énergie. Au contraire, les travaux de [67] sur un jet d'argon-hydrogène négligent la diffusion d'enthalpie tout en incluant la composante cinétique de l'énergie. En bref, ces deux études démontrent que l'équilibre chimique n'est pas atteint dans un jet supersonique à basse pression.

Finalement, le modèle de El Morsli & Proulx [51] traite d'un jet supersonique généré par une torche RF. Le domaine de calcul comprend la torche et la tuyère, en plus du jet dans la chambre de projection. Ce modèle possède des caractéristiques plus complètes que les précédents par l'inclusion de la composante cinétique de l'énergie et par le traitement de la turbulence (RNG  $k-\epsilon$ ). Il inclut aussi la diffusion d'enthalpie : si dans le jet supersonique cet effet est négligeable face à la convection, dans la torche, la vitesse de l'écoulement est faible et la diffusion y joue un plus grand rôle. Le gaz plasmagène utilisé est l'air, représenté par onze espèces chimiques distinctes. Les calculs comparent l'équilibre chimique (*i.e.*, la loi de Saha) avec la cinétique chimique : les résultats montrent un déséquilibre dans le cœur du plasma, avec un effet marqué aux bords du jet. La densité électronique dans le jet est supérieure à celle calculée par la loi de Saha car la recombinaison, qui accompagne le décroissement de la température le long du jet, n'a pas le temps de s'accomplir à cause de l'important effet convectif. Peu de résultats sont présentés sur la dynamique de l'écoulement, et il est difficile de vérifier l'affirmation selon laquelle le jet est en déséquilibre aérodynamique (il y a très peu d'oscillations de la pression statique du jet, et le champ de vitesses de l'écoulement n'est pas présenté). Enfin, il demeure

incertain d'utiliser une approche "1T" pour représenter un écoulement plasma dans une chambre maintenue à 1,8 kPa.

### Jets axisymétriques en déséquilibre thermique

L'ajout d'une seconde équation d'énergie permet de représenter le clivage entre les distributions de température des particules lourdes (atomes et ions) et des électrons. Quelques hypothèses communes aux travaux qui représentent des jets de plasma supersoniques à basse pression en utilisant deux équations d'énergie sont les suivantes : (i) l'échange d'énergie entre les particules du plasma se fait par des collisions élastiques, (ii) toutes les espèces du plasma se déplacent à la même vitesse, (iii) la diffusion ambipolaire est prise en compte et (iv) le plasma est optiquement mince et les pertes d'énergie par rayonnement sont représentées par un coefficient volumique d'émission nette.

Un des premiers modèles de jet plasma à basse pression pour la projection plasma (LPPS) est celui de Chang & Pfender [28]. Il s'agit du modèle de jet laminaire présenté à la section 3.2.4 ([27]) auquel a été ajoutée la prise en compte de la turbulence par un modèle  $k-\epsilon$  modifié pour les jets ronds. La pression de chambre simulée est de 8 kPa, et les résultats montrent un léger déséquilibre thermique et un fort déséquilibre chimique. Ainsi, la température des électrons est légèrement supérieure à celle des particules lourdes aux bords et dans la queue du jet, alors que la densité électronique le long de l'axe du jet est grandement supérieure à la valeur d'équilibre, ce qui indique que l'effet convectif est si important que la recombinaison de l'argon n'a pas le temps de se produire.

Quelques remarques peuvent être formulées à propos du modèle [28] :

1. la pression du jet dans le plan de sortie de la torche est égale à la pression de chambre, ce qui est l'exception plutôt que la règle en LPPS ;
2. l'effet des parois de la torche sur le jet est négligée, et les profils d'entrée représentant l'expulsion du jet dans la chambre de projection sont plats ;
3. la diffusion axiale de chaleur est négligée dans les équations d'énergie des électrons et des particules lourdes (*i.e.*, équations paraboliques [113]) ;
4. l'énergie cinétique des particules lourdes est négligée ;
5. les coefficients de transport sont obtenus en supposant l'équilibre chimique ;
6. la dissipation visqueuse est négligée dans l'équation d'énergie des particules lourdes.

Un autre modèle est celui de Beulens *et al.* [12], qui traite de l'arc en cascade éjecté dans une chambre sous un vide poussé, aux alentours de 0,1 kPa. Ce modèle inclut

l'énergie cinétique des particules lourdes ainsi que le champ électrique le long de l'anode segmentée qui forme une conduite contenant le plasma. Les comparaisons entre les résultats du modèle numérique et des mesures expérimentales de pression, de vitesse, de densité électronique et de température des électrons sont bonnes. De plus, un large déséquilibre thermique est observé dans ce jet de plasma particulier. Cependant, certains détails rendent ce modèle incomplet, comme :

1. l'utilisation de profils d'entrée plats dans le domaine de calcul ;
2. le manque de détails quant au déséquilibre chimique, puisque les concentrations à l'équilibre (*i.e.*, équation de Saha) ne sont pas présentées ;
3. l'utilisation de coefficients de transport simplifiés.

Selezneva *et al.* ont publié plusieurs variations d'un modèle de jet supersonique à basse pression dans l'argon (Selezneva & Boulos [164, 165] et Selezneva *et al.* [166, 167]). Les publications [164, 165, 167] traitent d'un plasma généré par une torche RF, pour lesquels le domaine de calcul comprend la tuyère et la chambre de projection maintenue à 1,8 kPa. L'autre publication ([166]) décrit le jet d'une torche DC par un domaine de calcul ne comprenant que la chambre de projection, qui est maintenue à différentes pressions ( $p_c = 6,5\text{--}39$  kPa) afin d'en étudier l'effet sur le jet plasma. C'est la condition d'entrée du plasma dans le domaine de calcul qui différencie les modèles "jet DC" et "jet RF". En effet, pour [164, 165, 167], les équilibres thermique et chimique sont supposés être atteints parce que l'entrée du plasma dans le domaine de calcul se situe avant la tuyère. Au contraire, pour [166], l'entrée du domaine de calcul se situe après la tuyère, et des mesures spectroscopiques montrent qu'il y a déséquilibre thermique ( $T_e > T_h$ ), avec une densité électronique correspondant à la température des électrons. Enfin, si [164] et [165] sont des études purement numériques du modèle mathématique, les deux autres publications comparent les résultats du modèle avec des mesures expérimentales obtenues par spectroscopie d'émission [166, 167].

Ce modèle inclut la composante cinétique de l'énergie des particules lourdes, la dissipation visqueuse et la turbulence. Cependant, aucune information n'est donnée quant au traitement de la diffusion d'enthalpie dans l'équation d'énergie des particules lourdes<sup>3</sup>, alors que la version couplée (*coupled*) du solveur de CFD utilisé l'inclut par défaut [63].

Les résultats pour tous les cas étudiés montrent la présence de déséquilibres chimique et thermique dans les jets de plasma supersoniques. Lorsque la pression de chambre est

---

<sup>3</sup>Puisque l'effet de la diffusion d'enthalpie est faible en comparaison de la convection dans les écoulements supersoniques, il est possible que ces termes aient été "oubliés" dans le modèle en faisant la supposition qu'ils n'ont pas d'influence sur la solution.

suffisamment faible (6,5 kPa pour le jet DC, 1,8 kPa pour le jet RF), la densité électronique est pratiquement figée et les profils de pression et de température montrent les oscillations caractéristiques au déséquilibre aérodynamique. Cependant, certains profils de température obtenus montrent que la température des particules lourdes surpasse celle des électrons ([165, 167]) : les auteurs attribuent cet effet aux phénomènes aérodynamiques de réajustement de pression, liés aux ondes de compression et d'expansion dans le jet, qui influencent plus les particules lourdes que les électrons, compte tenu de leurs masses respectives. Enfin, d'autres profils de température montrent que le ratio  $T_e/T_h$  augmente le long de l'axe du jet, et que ce ratio augmente avec la pression de chambre [166]. Ce résultat va à l'encontre de l'idée selon laquelle une plus grande pression de chambre augmente les collisions dans le plasma, favorisant l'établissement de l'équilibre thermique ; de plus, en progressant le long de l'axe du jet, la vitesse décroît, ce qui devrait favoriser l'établissement de l'équilibre chimique. Les auteurs attribuent le comportement du ratio  $T_e/T_h$  au gain d'énergie des électrons résultant de la recombinaison à trois corps de l'argon dans un milieu où les temps caractéristiques sont comparables pour la dynamique de l'écoulement et la chimie du plasma.

Quelques remarques peuvent être formulées à propos du modèle [164, 165, 166, 167] :

1. le travail de pression des électrons ( $\vec{v} \cdot \nabla p_e$ ) n'est pas inclus dans l'équation d'énergie des électrons ;
2. l'utilisation d'un terme source d'ionisation de la forme

$$E_i \left[ \frac{\partial}{\partial x}(un_e) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rvn_e) \right],$$

analogue aux termes convectifs de l'équation de conservation pour la fraction massique des électrons [164, 166]. Les auteurs ont subséquemment modifié ce terme source dans leurs publications plus récentes ([165, 167]), utilisant la forme  $E_i \dot{n}_e$  ;

3. l'utilisation de propriétés de transport du plasma supposant l'équilibre chimique et thermique, puisqu'elles sont tirées de [18] ;
4. le choix du modèle de turbulence. En effet, [166] utilise le modèle RNG k- $\epsilon$  alors que [164, 165, 167] utilisent le modèle *realizable* k- $\epsilon$ , réputé plus dissipatif. Les auteurs donnent exactement les mêmes raisons pour justifier l'utilisation de l'un ou l'autre de ces modèles de turbulence ;
5. l'utilisation de la spectroscopie d'émission (EOS) comme outil de comparaison, alors que le traitement de ces mesures expérimentales requiert de supposer le LTE.

Ensuite, le travail de Bartosiewicz *et al.* [10] est le prolongement du travail de Jodoin *et al.* [100] : il en emprunte donc les conditions d'opération, et le jet étudié est sous-détendu, c'est-à-dire que la pression dans le plan de sortie de la torche est supérieure à la pression de chambre ( $34 \text{ kPa} > 15\text{-}25 \text{ kPa}$ ). C'est le seul modèle dont le traitement de la turbulence ne repose pas sur l'hypothèse d'isotropie en utilisant le modèle RSM (*Reynolds Stresses Modelling*), qui demande la résolution de cinq équations (plutôt que deux pour le modèle  $k\text{-}\epsilon$ ). Les propriétés de transport du plasma d'argon proviennent du travail de Burm *et al.* [23]. De plus, la diffusion d'enthalpie dans l'équation d'énergie des particules lourdes n'est pas prise en compte, alors que la version du solveur utilisée (solveur couplé de [63]) l'inclut automatiquement<sup>4</sup>.

Les résultats montrent bien les oscillations de la pression et des autres variables de l'écoulement qui caractérisent les jets sous-détendus par une répétition du motif expansion-compression. Le jet d'argon est en déséquilibre chimique, et la densité électronique calculée est supérieure à la densité d'équilibre ( $n_e > n_e^{Saha}$ ). De plus, lorsque la pression de chambre diminue, le déséquilibre chimique augmente et la composition de l'écoulement se fige. Quant au déséquilibre thermique, il est peu marqué le long de l'axe du jet, et s'accroît vers les bords du jet. Lorsque la pression de chambre diminue, le déséquilibre thermique augmente.

Ce travail montre que le terme de travail des électrons,  $\vec{v} \cdot \nabla p_e$ , a un effet sur la densité électronique calculée, mais aussi sur le terme d'échange par collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes,  $\dot{E}_{eh}$ . À ce propos, [10] attribuent à l'omission de ce terme, et aux changements qui en résultent sur  $n_e$  et  $\dot{E}_{eh}$ , les distributions de températures obtenues par [165, 167] qui montrent que  $T_e < T_h$  en certaines locations du jet (mais ils ajoutent cependant qu'un choc très fort, occasionné par une pression de chambre très faible, pourrait induire des températures telles que  $T_e < T_h$ ).

Quelques remarques sur le modèle [10] :

1. l'imposition de parois adiabatiques dans la tuyère provoque un profil de température irréaliste lorsque le jet est expulsé dans la chambre de projection ;
2. le domaine de calcul inclut la torche, la tuyère et la chambre, sans que ne soit modélisée la génération du plasma ;
3. les coefficients de transport, qui prennent en compte les déséquilibres thermique et chimique, sont limités à des températures inférieures à 12000 K [23] ;
4. l'absence de mesures expérimentales par lesquelles les résultats de ce modèle puissent

---

<sup>4</sup>Encore une fois, ces termes ont-ils été retirés, ou simplement laissés là ?

être validés.

Finalement, il faut mentionner le modèle plus récent de El Morsli & Proulx [52], qui est la suite logique de leur modèle en équilibre thermique [51] et qui traite d'un jet supersonique généré par une torche RF. Cette version "2T" de leur modèle est très fortement inspirée du modèle de Bartosiewicz *et al.* [10], à la différence que El Morsli & Proulx [52] utilisent des coefficients de transport calculés selon la méthode de Chapman-Enskog et prennent en compte la diffusion d'enthalpie dans les équations de conservation de l'énergie des particules lourdes et des électrons.

Leur analyse s'intéresse surtout à la zone de génération du plasma à l'intérieur de la torche RF, et non au jet expulsé dans la chambre à atmosphère contrôlée. Néanmoins, leurs résultats montrent que le jet est en équilibre thermique, qu'il soit expulsé dans une chambre à 1,8 ou à 5 kPa. Ce jet de plasma d'air est à une température avoisinant les 2000 K lorsqu'il quitte la tuyère ; dans la zone de génération, il atteint une température d'environ 12000 K. Par ailleurs, ils confirment l'importance donnée au terme de travail des électrons ( $\vec{v} \cdot \nabla p_e$ ) par Bartosiewicz *et al.* [10] et son influence sur le terme d'échange d'énergie par les collisions élastiques ( $\dot{E}_{eh}$ ).

Les trois premières remarques à propos du modèle de Bartosiewicz *et al.* [10] ne s'appliquent plus à celui de El Morsli & Proulx [52]. Cependant, l'absence de mesures expérimentales auxquelles comparer la solution numérique demeure la principale lacune de ce modèle. C'est donc sur les bases des modèles de Bartosiewicz *et al.* [10] et de El Morsli & Proulx [52] qu'est développé celui qui est présenté au chapitre 6.

# Chapitre 4

## Description du plasma d'argon

Dans une optique de modélisation, la description du plasma d'argon passe par la connaissance de la cinétique chimique du fluide, afin d'en obtenir la composition et les propriétés thermodynamiques, l'équation d'état du fluide, afin d'établir un lien entre température, pression et composition du plasma et les coefficients de transport du fluide, afin de pouvoir en représenter l'écoulement par des équations de conservation. Puisque c'est par des processus collisionnels que se réalisent les phénomènes de transport dans les gaz, qu'ils soient ionisés ou non, l'obtention des coefficients de transport requiert une description de toutes les collisions qui s'y produisent.

### 4.1 Cinétique chimique

Dans un plasma d'argon, pour des températures inférieures à 20000 K, la densité volumique des ions issus de la deuxième ionisation,  $n_{Ar^{2+}}$ , est si faible qu'elle peut être négligée [153]. La détermination de la composition du plasma se fait de différentes façons selon que le plasma est stationnaire ou qu'il est en écoulement :

- dans un état statique ou quasi-statique, le principe de minimisation de l'énergie libre de Gibbs ou la loi d'action de masse (*i.e.*, l'équation de Saha) sont généralement utilisés ;
- dans un état non-statique (*i.e.*, un écoulement), il est nécessaire d'utiliser les constantes de réaction formulées par la cinétique chimique.

Les constantes cinétiques sont utilisées dans cette thèse, et à ce sujet, Kruger [109] a comparé différents modèles chimique représentant les phénomènes d'ionisation et de recombinaison dans les plasmas monoatomiques. Il a formulé une préférence pour celui

d'Hoffert & Lien [90], dans lequel l'ionisation dans un plasma d'argon à pression modérée se produit par des collisions entre les atomes d'argon et certains catalyseurs  $\xi$ , en l'occurrence des électrons ( $\xi = e$ ) ou des atomes énergétiques ( $\xi = Ar$ ) :



pour la plage de températures électroniques 3000-20000 K. La limite inférieure est liée à certaines transitions énergétiques qui prennent de l'importance à basse température, alors que la limite supérieure indique l'apparition de l'ion  $Ar^{2+}$  [90].

Les constantes d'équilibre  $K_{eq}^\xi$  de ces réactions s'expriment par la loi d'Arrhenius, sous la forme  $K = Ae^{-E_a/(RT)}$ , dans laquelle  $A$  est le facteur pré-exponentiel, qui peut être fonction de la température, alors qu' $E_a$  est l'énergie d'activation de la réaction. Ainsi, les  $K_{eq}^\xi$  s'écrivent respectivement [90] :

$$K_{eq}^\xi = 2 \frac{Z_i}{Z_a} \left( \frac{2\pi m_e k_B T_\xi}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-E_i/(k_B T_\xi)}, \quad (4.2)$$

Ensuite, les constantes d'ionisation  $K_i^\xi$  de ces réactions s'expriment [90] :

$$K_i^\xi = S_1^c \left( \frac{32 m_h + m_\xi}{\pi m_h m_\xi} \right)^{3/2} (k_B T_\xi)^{3/2} \left( 1 + \frac{E_1}{2k_B T_\xi} \right) e^{-E_1/(k_B T_\xi)}. \quad (4.3)$$

Dans les équations 4.2 et 4.3,  $k_B$  ( $= 1,38067 \times 10^{-23}$  J/K) est la constante de Boltzmann,  $\hbar$  ( $= 6,626 \times 10^{-34}$  J·s) est la constante de Planck,  $E_i$  ( $= 2,528 \times 10^{-18}$  J) est l'énergie de première ionisation de l'argon,  $S_1^\xi$  ( $S_1^e = 4,369 \times 10^{-3}$  m<sup>2</sup>/J,  $S_1^a = 7,49 \times 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/J) et  $E_1$  ( $= 1,868 \times 10^{-18}$  J) sont respectivement le paramètre de section de collision et l'énergie du premier état excité de l'atome d'argon [90], alors que  $Z_i$  ( $= 4 + 2e^{-2059/T_e}$ ) et  $Z_a$  ( $= 1$ ) sont les fonctions de partition des ions et des atomes d'argon [136].

La constante de recombinaison de la réaction 4.1 pour  $\xi = e$  provient du travail d'Owano *et al.* [138], qui utilise des sections de collision plus récentes que [90] :

$$K_r^e = 3,68 \times 10^{-44} \left( \frac{135300}{T_e} + 2 \right) e^{47800/T_e}. \quad (4.4)$$

Quant à la réaction 4.1 pour  $\xi = Ar$ , la constante de recombinaison est donnée par [90] :

$$K_r^a = 5,8 \times 10^{-49} \left( \frac{135300}{T_h} + 2 \right) e^{47800/T_h}. \quad (4.5)$$

Par ailleurs, puisque  $K_{eq}^\xi = K_i^\xi / K_r^\xi$ , il suffit de connaître deux constantes chimiques pour décrire complètement le mécanisme réactionnel. Dans ce travail, les constantes

d'équilibre sont supposées être valides pour représenter le déséquilibre chimique [90, 109, 138].

Alternativement, la constante d'équilibre chimique pour la réaction 4.1 avec  $\xi = e$  s'écrit :

$$K_{eq}^e = \frac{n_e^2 n_i}{n_a n_e}, \quad (4.6)$$

et, en invoquant la condition de quasi-neutralité du plasma ( $n_i \equiv n_e$ ), elle devient :

$$K_{eq}^e = \frac{n_e^2}{n_a}. \quad (4.7)$$

Le taux net de création d'électrons par la réaction 4.1,  $\dot{n}_e (= dn_e/dt)$ , s'exprime quant à lui par :

$$\dot{n}_e = [K_i^e n_a n_e - K_r^e n_i n_e^2] + [K_i^a n_a^2 - K_r^a n_i n_e n_a]. \quad (4.8)$$

La figure 4.1 montre que l'apport de la réaction 4.1 pour  $\xi = Ar$  est négligeable face à la réaction 4.1 pour  $\xi = e$ , puisque les constantes  $K_i^a$  et  $K_r^a$  sont inférieures aux constantes  $K_i^e$  et  $K_r^e$  par plusieurs ordres de grandeur. Leur contribution au calcul de  $\dot{n}_e$  est marginale, et le taux net de création des électrons considéré est finalement :

$$\dot{n}_e = K_i^e n_a n_e - K_r^e n_i n_e^2. \quad (4.9)$$

Ultimement, l'utilisation d'un modèle de cinétique chimique permet d'accéder à la composition locale du mélange en fonction de la température et de la pression locales. Cette composition s'exprime en fractions molaires,  $x_j = n_j/n_{tot}$ , ou massiques,  $y_j = x_j M_j / M_g$  ( $M_j$  est la masse molaire de l'espèce  $j$ ,  $M_g$  celle du gaz), qui sont assujetties à la condition :

$$\sum_j x_j = \sum_j y_j = 1. \quad (4.10)$$

Dans le cas d'un plasma d'argon pur, il est suffisant de ne solutionner que l'équation de conservation des électrons pour obtenir la composition, même si le plasma est formé de trois espèces ( $a = Ar$ ,  $i = Ar^+$  et  $e$ ), parce que :

- par la quasi-neutralité,  $n_e = n_i$  ;
- les masses des atomes et des ions étant presque identiques ( $m_a \approx m_i$ ), ces espèces sont regroupées et forment l'ensemble des "particules lourdes", dont la fraction massique est  $y_h (= 1 - y_e)$ .

Ce traitement de la chimie du plasma d'argon est usuel en modélisation [10, 12, 27, 28, 126, 165].

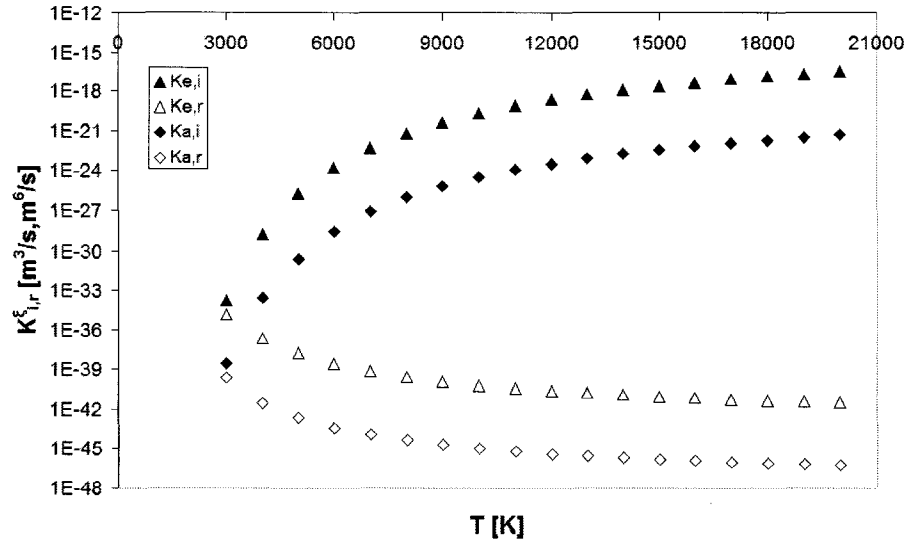


FIG. 4.1 – Constantes d'ionisation  $K_i^\xi$  et de recombinaison  $K_r^\xi$  de l'argon en fonction de la température, selon le modèle d'Hoffert & Lien [90]. Légende : les constantes d'ionisation sont indiquées par l'indice "i" et les constantes de recombinaison par "r".

Par ailleurs, il peut sembler que le traitement de la composition du plasma par l'équation 4.1 pour  $\xi = e$  soit plutôt cru, en comparaison de certains modèles qui existent dans la littérature. Pour l'argon, il existe par exemple le modèle collisionnel de Hossain *et al.* [94] ou le modèle collisionnel-radiatif de Braun & Kunc [19, 20]. Ceux-ci permettent de décrire plus en détail la population des atomes énergétiques en incluant divers états excités, et le rayonnement qui y est associé pour [19, 20], ce qui amène une description plus fine de la composition du plasma. Cependant, l'inclusion de ces niveaux excités complexifie grandement autant la prise de mesures expérimentales que le calcul des coefficients de transport. Une telle description chimique semble plutôt accessoire dans l'optique de la présente étude. C'est qu'il n'y a pas de mesures expérimentales de densités volumiques (électronique, atomique) disponibles à comparer aux prédictions du modèle. De plus, la comparaison entre les prédictions du modèle et les mesures expérimentales dans ce travail se fait à partir de mesures axiales, au cœur du jet. En cet endroit, la concentration des électrons est bien représentée par la cinétique chimique puisque la température y est supérieure à 3000 K. Ainsi, une connaissance détaillée des états excités des atomes n'apporte rien de nouveau au calcul des termes sources des équations de transport, ni même à l'évaluation des coefficients de transport. La seule exception notable est le terme

source de rayonnement thermique du plasma,  $\dot{E}_R$  ; cependant, son importance est mineure dans l'équation de conservation de l'énergie, comme le montrent les solutions numériques présentées au chapitre 8.

## 4.2 Propriétés thermodynamiques

Les propriétés thermodynamiques nécessaires à la modélisation sont la masse volumique et la chaleur spécifique. L'obtention de ces propriétés, tout comme celle des coefficients de transport, nécessite de connaître la composition du plasma.

### 4.2.1 Masse volumique

Lorsque la composition est connue, la masse volumique s'obtient par la relation :

$$\rho = \sum_j n_j m_j. \quad (4.11)$$

Dans l'équation précédente,  $n_j$  est la densité volumique et  $m_j$  la masse de l'espèce  $j$ .

### 4.2.2 Chaleur spécifique

L'énergie d'un écoulement s'exprime par son enthalpie :

$$h = h_{i-r} + \int_{T_{ref}}^T c_p dT. \quad (4.12)$$

L'équation 4.12 est formée de deux parties distinctes : la première prend en compte l'énergie associée aux réactions d'ionisation et de recombinaison du plasma, alors que la seconde représente l'énergie de translation du gaz considéré. En invoquant le principe de conservation de l'énergie pour un plasma en écoulement laminaire et compressible, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit alors pour l'énergie totale de l'écoulement  $E$  ( $= e + (\vec{v})^2/2$ , avec  $e$  l'énergie interne) [13] :

$$\nabla \cdot \left[ \rho \vec{v} \left( E + \frac{p}{\rho} \right) \right] = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + \Phi_\mu - \dot{E}_I - \dot{E}_R. \quad (4.13)$$

Cette équation est formée de cinq termes, représentant respectivement les échanges d'énergie dûs à l'advection ( $\propto \vec{v}$ ) et ceux dûs à la diffusion ( $\propto \kappa$ ), ainsi que les pertes d'énergies liées à la dissipation visqueuse ( $\Phi_\mu$ ), à l'ionisation ou à la recombinaison du plasma ( $\dot{E}_I$ ) et au rayonnement ( $\dot{E}_R$ ).

Pour l'approche de modélisation adoptée dans ce travail, l'énergie liée à l'ionisation et à la recombinaison du plasma,  $h_{i-r}$ , est incluse dans le terme  $\dot{E}_I$  de l'équation 4.13. C'est pourquoi l'enthalpie du plasma,  $h = e + p/\rho$ , peut alors s'écrire :

$$h = \int_{T_{ref}}^T c_p dT. \quad (4.14)$$

Un tel fractionnement des formes d'énergie contenues dans le plasma est usuel en modélisation [10, 12, 27, 28, 164, 165, 166, 167].

Afin de déduire la température du plasma de l'équation 4.14, sa chaleur spécifique doit être connue. Puisque l'argon est un gaz monoatomique, il n'y a pas d'énergie de rotation ou de vibration à prendre en compte dans l'expression de la chaleur spécifique, comme ce serait le cas pour des gaz diatomiques tels que l'azote ou l'hydrogène. La chaleur spécifique du plasma monoatomique s'écrit donc de la façon suivante :

$$c_p = \sum_j y_j c_p^j. \quad (4.15)$$

Dans l'équation 4.15, les  $c_p^j$  sont associés à l'énergie de translation de l'espèce  $j$ , et s'expriment par :

$$c_p^j = \frac{5}{2} \frac{k_B}{m_j}. \quad (4.16)$$

Enfin, comme les gaz nobles (tel l'argon) ont par convention une enthalpie nulle pour une température de 0 K ( $= T_{ref}$ ), le passage enthalpie-température de l'équation 4.14 devient simplement :

$$h = \sum_j y_j h_j = \sum_j y_j c_p^j T_j. \quad (4.17)$$

Une telle description de l'enthalpie du plasma est valide autant en équilibre ( $T_e = T_h$ ) qu'en déséquilibre thermique ( $T_e \neq T_h$ ).

### 4.2.3 Équation d'état du plasma

Pour les gaz nobles à des pressions modérées, la loi des gaz parfaits s'applique, qui néglige toute interaction entre les particules constituant le gaz [89]. Elle s'exprime par l'une ou l'autre des formes suivantes :

$$p = \frac{N}{V} \Re T = \rho R T = n_g k_B T, \quad (4.18)$$

avec  $V$  le volume,  $N$  le nombre de moles,  $\Re$  ( $= 8,31451$  J/mol·K) la constante universelle des gaz,  $R$  ( $= \Re/M_g$ ) la constante du gaz et  $n_g$  la densité volumique totale du gaz. La

loi des pressions partielle de Dalton,  $p = \sum_j x_j p$ , permet d'introduire la composition du mélange dans la loi des gaz parfaits :

$$p = \sum_j n_j k_B T_j = \sum_j \rho_j R_j T_j, \quad (4.19)$$

puisque la fraction molaire s'exprime aussi par  $x_j = n_j/n_g = y_j M_g/M_j$ .

Il peut sembler contradictoire que la loi des gaz parfaits soit adéquate pour décrire le comportement P-V-T des plasmas, puisque ceux-ci contiennent des particules électriquement chargées soumises aux forces de Coulomb. En fait, un paramètre du plasma permet de différencier les plasmas dont le comportement dépend des interactions coulombiennes de ceux dont le comportement n'en dépend pas. Ce paramètre ( $\Gamma$ ) est défini comme le ratio des énergies dues aux interactions coulombiennes et à l'activité atomique dans le plasma [114] :

$$\Gamma = \frac{e^2 n_{tot}^{1/3}}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{3k_B T}. \quad (4.20)$$

Lorsque  $\Gamma \geq 1$ , le plasma est dit "corrélé" et son comportement dépend des interactions coulombiennes, alors que pour  $\Gamma < 1$ , il est "non-corrélé" et c'est un gaz parfait. Les plasmas de type industriel ( $p \leq 100$  kPa,  $T \approx 10000$ - $20000$  K), tels que ceux rencontrés en LPPS, sont des plasmas non-corrélés.

### 4.3 Coefficients de transport du plasma

Les coefficients de transport caractérisent la réponse d'un fluide aux forces externes qui lui sont appliquées : au gradient de température est associée la conductibilité thermique, au gradient de vitesse, la viscosité et au gradient de concentration, la diffusivité. Pour obtenir les coefficients de transport, il est nécessaire de caractériser les collisions qui ont lieu dans le fluide, puisque les phénomènes de transport sont collisionnels. Cela sous-entend une description à très petite échelle afin de pouvoir étudier le comportement des espèces du plasma d'argon entre elles. Pour un gaz parfait, il n'y a pas d'interaction entre les particules constituantes et la description des collisions emprunte l'analogie des "boules de billard" (*hard spheres*). Dans un gaz neutre comme l'argon aux conditions standard, elle permet une estimation des coefficients de transport tout à fait acceptable. Cependant, lorsque le gaz est partiellement ionisé, les forces de Coulomb entrent en jeu pour les particules électriquement chargées (ions et électrons). Ces forces se font sentir sur de grandes distances à l'échelle des particules et c'est pourquoi il n'est plus possible d'utiliser cette analogie afin de représenter les coefficients de transport d'un plasma.

Par ailleurs, c'est avec l'avènement d'ordinateurs personnels assez puissants pour prendre en charge la modélisation bidimensionnelle d'écoulements plasma, dans les années 1990, qu'est apparu un certain engouement pour le calcul des coefficients de transport des plasmas. En effet, lorsque les simulations ont commencé à prendre en compte des situations de plus en plus complexes, il est devenu souhaitable de calculer les coefficients de transport plutôt que d'utiliser des tables, comme celles de Boulos *et al.* [18], pour ensuite en extrapoler les valeurs nécessaires.

Les travaux de Murphy [129, 130, 131, 132], entre autres, ont contribué à rendre accessibles les calculs des coefficients de transport pour les gaz plasmagènes et leurs mélanges les plus utilisés dans l'industrie des plasmas thermiques. Ainsi, Murphy présente les coefficients de transport supposant le LTE (*i.e.*, équilibres chimique et thermique), pour des plasmas :

- d'argon, d'azote ou d'oxygène, et pour les mélanges azote-argon et hydrogène-argon [132];
- d'air, et pour les mélanges argon-air, azote-air, et oxygène-air [129];
- de mélange hélium-argon [130];
- d'hydrogène et les mélanges hydrogène-argon [131].

Depuis, le développement de nombreuses applications basées sur les plasmas froids ou à basse pression a remis le calcul des coefficients des plasmas à l'ordre du jour, mais en incluant le déséquilibre thermique. C'est pourquoi Aubreton *et al.* [7, 8], Rat *et al.* [151, 152] et Ghorui *et al.* [71] ont récemment présentés les coefficients de transport en déséquilibre thermique pour des plasmas : d'argon-hélium [8], d'argon-hydrogène-hélium [7], d'argon-hydrogène [151, 152] et d'oxygène [71], respectivement.

#### 4.3.1 Coefficients de transport à l'équilibre thermique

Sans entrer dans des considérations qui sortent du cadre de cette thèse, il est important de mentionner que : (i) les coefficients de transport sont supposés isotropes et que (ii) les processus de transport d'énergie, de momentum et de masse dans le plasma sont le résultat de collisions binaires élastiques [33, 89]. C'est par la solution de l'équation de Boltzmann, qui décrit les distributions de vitesse des espèces du gaz soumis à des forces externes (comme des gradients de température, de vitesse et de concentration), que sont obtenus les coefficients de transport. L'obtention de cette solution analytique représente une tâche ardue qui a été menée à bien indépendamment par Chapman & Enskog, qui l'ont exprimée à l'aide de séries polynômiales, nommées "polynômes de Sonine" [33, 89].

Les calculs menant à l'évaluation des coefficients de transport pour un plasma d'argon en équilibre thermique, présentés ci-dessous, proviennent du travail de Bolot [14]. Cette formulation des coefficients de transport d'un plasma repose sur la première approximation de la méthode de Chapman-Enskog pour les coefficients de viscosité, de conductibilité thermique de translation des particules lourdes et de diffusion ambipolaire, et sur la troisième approximation pour le coefficient de conductibilité thermique de translation des électrons.

Enfin, dans toutes les relations données ci-dessous pour les coefficients de transport, les indices "j" et "k" sont des indices libres alors que les indices "a", "i" et "e" indiquent respectivement les atomes, les ions et les électrons.

### Viscosité

Dans le calcul du coefficient de viscosité, la contribution des électrons est ignorée ( $j, k \neq e$ ), car leur masse est négligeable [89]. Pour la première approximation de la méthode de Chapman-Enskog, ce coefficient s'écrit :

$$\mu = - \frac{\begin{vmatrix} H_{aa} & H_{ai} & x_a \\ H_{ia} & H_{ii} & x_i \\ x_a & x_i & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{aa} & H_{ai} \\ H_{ia} & H_{ii} \end{vmatrix}}. \quad (4.21)$$

Les  $H_{jk}$  de l'équation 4.21 s'expriment comme :

$$H_{jj} = \frac{x_j^2}{\mu_j} + \sum_{k \neq j}^N \frac{x_j x_k}{2\mu_{jk}} \left[ \frac{5}{3A_{jk}^*} + 1 \right], \quad (4.22)$$

et

$$H_{jk} = H_{kj} = - \frac{x_j x_k}{2\mu_{jk}} \left[ \frac{5}{3A_{jk}^*} - 1 \right]. \quad (4.23)$$

Les équations 4.22 et 4.23 font intervenir les coefficients de viscosité des espèces pures  $\mu_j$  et des mélanges binaires  $\mu_{jk}$  dans le plasma, ainsi que la grandeur  $A_{jk}^*$ , qui dépendent des intégrales de collision  $\overline{Q}_{jk}^{(l,s)}$  :

$$\mu_j = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{\pi m_h k_B T_h}}{\overline{Q}_{jj}^{(2,2)}}, \quad (4.24)$$

$$\mu_{jk} = \mu_{kj} = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{\pi m_h k_B T_h}}{\overline{Q}_{jk}^{(2,2)}}, \quad (4.25)$$

et

$$A_{jk}^* = A_{kj}^* = \frac{\overline{Q}_{jk}^{(2,2)}}{\overline{Q}_{jk}^{(1,1)}}. \quad (4.26)$$

### Conductibilité thermique

La conductibilité thermique de translation du plasma en équilibre thermique,  $\kappa$ , est formée par la somme des conductibilités thermiques de translation des particules lourdes,  $\kappa_h$ , et des électrons,  $\kappa_e$ .

### Conductibilité thermique des particules lourdes

La conductibilité thermique des particules lourdes  $\kappa_h$  n'inclut pas la contribution des électrons ( $j, k \neq e$ ) puisque leur masse est négligeable [89]. Pour la première approximation de la méthode de Chapman-Enskog, ce coefficient s'écrit :

$$\kappa_h = 4 \frac{\begin{vmatrix} L_{aa} & L_{ai} & x_a \\ L_{ia} & L_{ii} & x_i \\ x_a & x_i & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} L_{aa} & L_{ai} \\ L_{ia} & L_{ii} \end{vmatrix}}. \quad (4.27)$$

Les  $L_{jk}$  de l'équation 4.27 s'expriment de la façon suivante :

$$L_{jj} = \frac{-4x_j^2}{\kappa_j} - \sum_{k \neq j}^N \frac{x_j x_k}{2\kappa_{jk} A_{jk}^*} \left[ \frac{55}{4} - 3B_{jk}^* + 4A_{jk}^* \right], \quad (4.28)$$

et

$$L_{jk} = L_{kj} = \frac{x_j x_k}{2\kappa_{jk} A_{jk}^*} \left[ \frac{55}{4} - 3B_{jk}^* - 4A_{jk}^* \right]. \quad (4.29)$$

Les équations 4.28 et 4.29 font référence aux coefficients de conductibilité thermique des espèces pures  $\kappa_j$  et des mélanges binaires  $\kappa_{jk}$  dans le plasma, ainsi qu'à la grandeur  $B_{jk}^*$ , qui dépendent des intégrales de collision  $\overline{Q}_{jk}^{(l,s)}$  :

$$\kappa_j = \frac{75}{64} \frac{k_B}{\overline{Q}_{jj}^{(2,2)}} \sqrt{\frac{\pi k_B T_h}{m_h}}, \quad (4.30)$$

$$\kappa_{jk} = \kappa_{kj} = \frac{75}{64} \frac{k_B}{\overline{Q}_{jk}^{(2,2)}} \sqrt{\frac{\pi k_B T_h}{m_h}}, \quad (4.31)$$

et

$$B_{jk}^* = B_{kj}^* = \frac{5\overline{Q}_{jk}^{(1,2)} - 4\overline{Q}_{jk}^{(1,3)}}{\overline{Q}_{jk}^{(1,1)}}. \quad (4.32)$$

### Conductibilité thermique des électrons

La conductibilité thermique des électrons  $\kappa_e$ , selon la troisième approximation de la méthode de Chapman-Enskog, s'écrit :

$$\kappa_e = \frac{75}{8} n_e^2 k_B \sqrt{\frac{2\pi k_B T_e}{m_e}} \frac{q^{22}}{\begin{vmatrix} q^{11} & q^{12} \\ q^{21} & q^{22} \end{vmatrix}}. \quad (4.33)$$

Les coefficients  $q^{mp}$  de l'équation 4.33 s'expriment par les relations suivantes :

$$q^{11} = 8\sqrt{2}n_e^2 \overline{Q}_{ee}^{(2,2)} + 8n_e \sum_{j \neq e}^N n_j \left[ \frac{25}{4} \overline{Q}_{je}^{(1,1)} - 15\overline{Q}_{je}^{(1,2)} + 12\overline{Q}_{je}^{(1,3)} \right], \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} q^{12} = q^{21} &= 8\sqrt{2}n_e^2 \left( \frac{7}{4} \overline{Q}_{ee}^{(2,2)} - 2\overline{Q}_{ee}^{(2,3)} \right) \\ &+ 8n_e \sum_{j \neq e}^N n_j \left[ \frac{175}{16} \overline{Q}_{je}^{(1,1)} - \frac{315}{8} \overline{Q}_{je}^{(1,2)} + 57\overline{Q}_{je}^{(1,3)} - 30\overline{Q}_{je}^{(1,4)} \right], \end{aligned} \quad (4.35)$$

et

$$\begin{aligned} q^{22} &= 8\sqrt{2}n_e^2 \left( \frac{77}{16} \overline{Q}_{ee}^{(2,2)} - 7\overline{Q}_{ee}^{(2,3)} + 5\overline{Q}_{ee}^{(2,4)} \right) \\ &+ 8n_e \sum_{j \neq e}^N n_j \left[ \frac{1225}{64} \overline{Q}_{je}^{(1,1)} - \frac{735}{8} \overline{Q}_{je}^{(1,2)} + \frac{399}{2} \overline{Q}_{je}^{(1,3)} \right. \\ &\quad \left. - 210\overline{Q}_{je}^{(1,4)} + 90\overline{Q}_{je}^{(1,5)} \right]. \end{aligned} \quad (4.36)$$

### Diffusion ambipolaire

Le coefficient de diffusion ambipolaire s'exprime par :

$$D_{amb} \approx 2D_{ai}, \quad (4.37)$$

alors que le coefficient de diffusion binaire, selon la première approximation de Chapman-Enskog, s'écrit :

$$D_{ai} = D_{ia} = \frac{3}{16} \frac{k_B T_h}{p \overline{Q}_{ai}^{(1,1)}} \sqrt{\frac{4\pi k_B T_h}{m_h}}. \quad (4.38)$$

## Obtention des coefficients de transport

À la lumière des relations précédentes pour le calcul des coefficients de transport  $\mu$ ,  $\kappa_h$ ,  $\kappa_e$  et  $D_{amb}$ , il apparaît que deux types de grandeurs sont nécessaires. Premièrement, puisque les coefficients de transport dépendent de la composition du plasma, les densités volumiques  $n_j$  doivent être connues (voir la section 4.1). Deuxièmement, les grandeurs  $\overline{Q}_{jk}^{(l,s)}$  doivent être évaluées : ce sont les intégrales de collision, abordées plus en détail à la section 4.3.4. Cependant, au préalable, il est nécessaire de présenter quelques notions concernant les collisions binaires, à la section 4.3.2, et les potentiels d'interaction, à la section 4.3.3. Ce chapitre se termine par la comparaison de diverses approches de calcul des coefficients de transport d'un plasma en déséquilibre thermique, provenant de la littérature scientifique, à la section 4.3.5. Par ailleurs, une description détaillée des coefficients de transport pour un plasma d'argon en déséquilibre thermique et des calculs menant à leur obtention est présentée dans la thèse de Rat [149].

### 4.3.2 Collisions binaires dans l'argon

Une collision binaire entre deux particules,  $j$  et  $k$ , est illustrée à la figure 4.2. Plusieurs paramètres sont nécessaires afin de la décrire : la distance inter-particulaire  $r$ , le paramètre d'impact  $b$ , l'angle de déflexion  $\chi$ , la vitesse relative  $g$ , le potentiel d'interaction  $\phi(r)$  ainsi que l'énergie  $E$  de la collision.

Lors d'une telle collision, trois comportements des particules  $j$  et  $k$  peuvent être observés [89] :

- elles sont assez près l'une de l'autre pour s'influencer et modifier leurs trajectoires respectives, cependant elles ne se touchent pas ;
- elles entrent en collision et changent complètement de trajectoires ;
- elles se rencontrent pour certaines valeurs critiques des paramètres de collision et l'une des particules est "mise en orbite" (*orbiting*) autour de l'autre.

Ces différentes interactions doivent être prises en compte lors du calcul de l'angle de déflexion  $\chi$ .

En mécanique classique<sup>1</sup>, l'angle de déflexion  $\chi$  et la section efficace de collision  $Q_{jk}^{(l)}$

---

<sup>1</sup>La mécanique quantique permet elle aussi d'écrire la section efficace de collision, qui ne dépend plus de l'angle de déflexion  $\chi$ , mais plutôt de déphasages quantiques  $\psi_l$  [120].

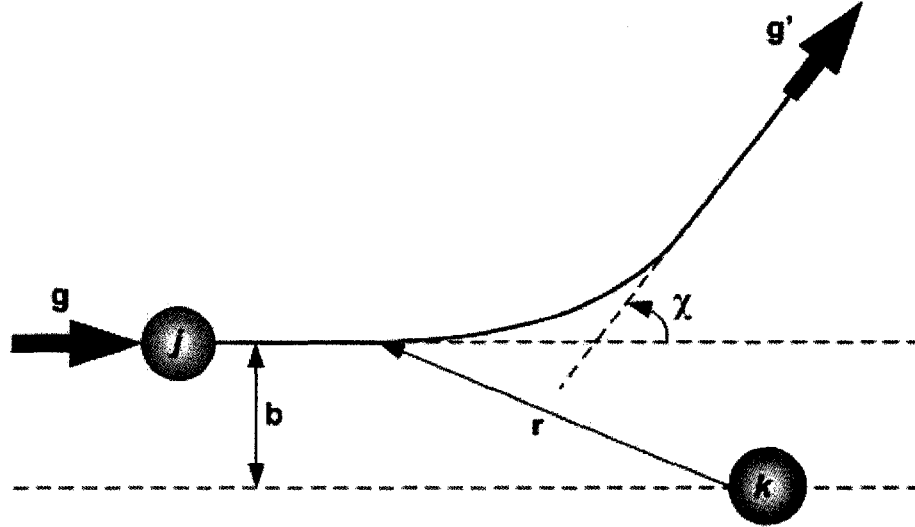


FIG. 4.2 – Description d'une collision binaire : la trajectoire d'une particule  $j$  lors d'une collision avec une particule  $k$ .

sont définis par [89, 33] :

$$\chi = \pi - 2b \int_{r_m}^{\infty} \left[ r^2 \sqrt{1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{\phi(r)}{E}} \right]^{-1} dr, \quad (4.39)$$

$$Q_{jk}^{(l)} = 2\pi \int_0^{\infty} (1 - \cos^{(l)} \chi) b db. \quad (4.40)$$

La section efficace de collision est analogue à une sphère imaginaire autour de la particule  $j$  indiquant la zone de l'espace sur laquelle s'étend son influence dans le cadre des processus collisionnels avec toutes les particules  $k$  possibles.

### 4.3.3 Potentiels d'interaction pour l'argon

Lorsque deux particules (atome, ion ou électron du plasma) s'approchent l'une de l'autre, elles s'influencent par des forces interatomiques. Cette influence est décrite par le potentiel d'interaction  $\phi(r)$  qui dépend de la nature des particules. Par exemple, le potentiel de Lennard-Jones  $E_{LJ}$  est souvent utilisé pour décrire les interactions atomiques

des gaz nobles. Ce potentiel, illustré à la figure 4.3, s'écrit :

$$E_{LJ}(r) = 4\epsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right], \quad (4.41)$$

et les constantes  $\epsilon$  et  $\sigma$  pour l'argon valent respectivement  $1,61 \times 10^{-21}$  J et  $3,405 \times 10^{-10}$  m. Dans l'équation 4.41, le terme qui porte l'exposant 12 représente la répulsion des atomes pour de courtes distances interparticulaires, selon le principe d'exclusion de Pauli<sup>2</sup>, alors que celui portant l'exposant 6 représente l'attraction à longue portée liée aux forces de van der Waals.

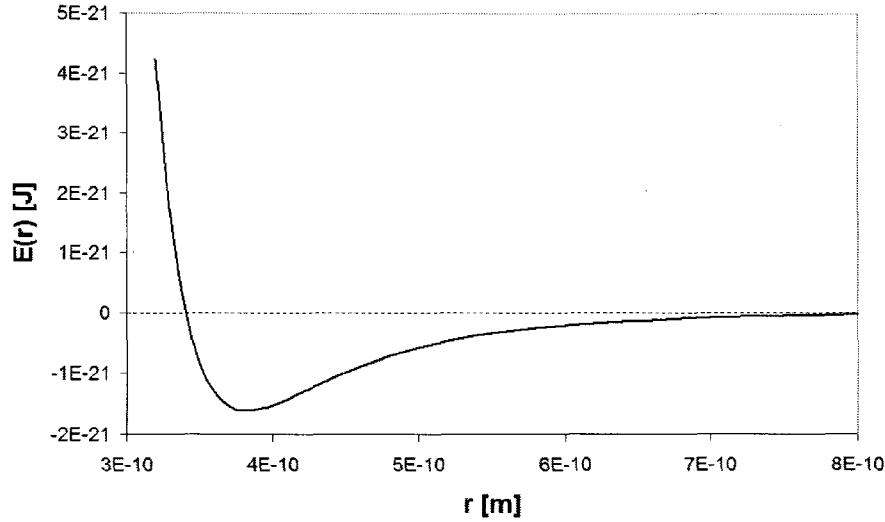


FIG. 4.3 – Le potentiel de Lennard-Jones pour l'argon.

Dans la description du plasma d'argon, il y a trois espèces considérées : les atomes, les ions et les électrons. Il y a donc six types de collisions possibles ( $e-e$ ,  $e-Ar^+$ ,  $e-Ar$ ,  $Ar^+-Ar^+$ ,  $Ar^+-Ar$  et  $Ar-Ar$ ) et théoriquement, six potentiels d'interaction pour les décrire. En réalité, seulement cinq potentiels sont nécessaires parce que les collisions ion-ion et électron-électron sont régies par les mêmes forces d'interaction. Les potentiels d'interaction pris en compte dans la description du plasma d'argon sont tirés des travaux de Rat *et al.* [149, 153] :

- les collisions de type "neutre-neutre" ( $Ar-Ar$ ) sont représentées par le potentiel HFDTCS2 ;

<sup>2</sup>Ce principe stipule que les nuages électroniques des atomes ne peuvent s'interpénétrer.

- les collisions de type "chargée-chargée"  $Ar^+ - Ar^+$  et  $e-e$  sont représentées par le potentiel écranté de Coulomb répulsif, alors que la collision  $Ar^+-e$  est représentée par le potentiel écranté de Coulomb attractif. La dimension caractérisant l'écrantage est la longueur de Debye,  $\lambda_D$  ;
- les collisions de type "neutre-ion" ( $Ar^+ - Ar$ ) prennent différentes formes selon la valeur de  $l$ , l'un des coefficients de coupure des polynômes de Sonine. Pour  $l$  impair, le processus collisionnel dominant est un échange de charge résonant (*i.e.*, collision de type inélastique). Au contraire, lorsque  $l$  est pair, ce sont les collisions élastiques des divers états de la molécule  $Ar_2^+$  qui dominent le comportement collisionnel ;
- pour les collisions de type "neutre-électron" ( $Ar - e$ ), des mesures expérimentales de déphasages quantiques  $\psi_l$  et de sections de collision différentielles élastiques  $\sigma_l$  permettent d'obtenir les sections efficaces de transport  $Q_{jk}^{(l)}$ .

La liste complète des références décrivant en détail chacun de ces potentiels est donnée dans [153].

#### 4.3.4 Intégrales de collision

Le lien entre la description des collisions binaires dans le gaz et la formulation des coefficients de transport est l'"intégrale de collision". Chaque collision possible entre deux particules du plasma est associée à une telle intégrale, qui est mathématiquement le résultat d'une intégration triple :

- la première intégrale évalue l'angle  $\chi$  en compilant l'effet du potentiel d'interaction  $\phi(r)$  dans l'espace ;
- la deuxième intégrale permet d'obtenir la section efficace de collision  $Q_{jk}^{(l)}$  par la prise en compte de tous les paramètres d'impact  $b$  possibles et de tous les angles de déflexion  $\chi$  associés ;
- la troisième intégrale collige les sections efficaces de collision sur tout le spectre énergétique collisionnel.

Afin de clore notre brève présentation des intégrales de collision, voici le formalisme de Chapman et Enskog [33], pionniers de ces calculs des propriétés des gaz, pour l'écriture des intégrales de collision<sup>3</sup> :

$$\Omega_{jk}^{(l,s)} = \sqrt{\frac{k_b T_{jk}^*}{2\pi\mu_{jk}}} \int_0^\infty e^{-\gamma^2} \gamma^{2s+3} Q_{jk}^{(l)} d\gamma. \quad (4.42)$$

---

<sup>3</sup>Un bref retour aux équations 4.39 et 4.40 montre que l'équation 4.42 est bien une triple intégrale.

Dans l'équation 4.42,  $\gamma$  est définie par :

$$\gamma^2 = \frac{\mu_{jk} g^2}{2k_B T_{jk}^*}, \quad (4.43)$$

avec  $g$  la vitesse relative entre les particules  $j$  et  $k$ ,  $\mu_{jk}$  la masse réduite caractérisant la collision,

$$\mu_{jk} = \frac{m_j m_k}{m_j + m_k}, \quad (4.44)$$

et  $T_{jk}^*$  la température réduite,

$$T_{jk}^* = \left[ \frac{1}{m_j + m_k} \left( \frac{m_j}{T_k} + \frac{m_k}{T_j} \right) \right]^{-1}. \quad (4.45)$$

En appliquant une transformation basée sur un fractionnement de l'énergie  $E$  en multiples de  $k_B T$  :

$$E = x k_B T_{jk}^*, \quad (4.46)$$

il est possible de réécrire l'intégrale de collision de l'équation 4.42 comme :

$$\Omega_{jk}^{(l,s)} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k_B T_{jk}^*}{2\pi\mu_{jk}}} \int_0^\infty e^{-x} x^{s+1} Q_{jk}^{(l)} dx. \quad (4.47)$$

Cependant, l'intégrale de collision de l'équation 4.47 n'a pas des unités de section (*i.e.*, des  $\text{m}^2$ ) [149]. L'intégrale de collision pour des sphères rigides  $[\Omega_{jk}^{(l,s)}]_{sr}$  est alors utilisée pour obtenir une nouvelle intégrale de collision,  $\overline{Q}_{jk}^{(l,s)}$ , qui possède les unités souhaitées.

L'intégrale de collision pour les sphère rigide est exprimée par Chapman [33] comme :

$$[\Omega_{jk}^{(l,s)}]_{sr} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{k_B T_{jk}^*}{2\pi\mu_{jk}}} \left( \frac{2l+1-(-1)^{(l)}}{l+1} \right) \pi \sigma_{jk}^2, \quad (4.48)$$

avec  $\sigma_{jk} = \pi (d_j + d_k)^2$  la section efficace de collision pour des sphères rigides ("d" est le diamètre des particules), et la transformation appliquée est la suivante :

$$\overline{Q}_{jk}^{(l,s)} = \pi \sigma_{jk}^2 \frac{\Omega_{jk}^{(l,s)}}{[\Omega_{jk}^{(l,s)}]_{sr}}. \quad (4.49)$$

Enfin, l'intégrale de collision est exprimée en fonction de  $\Omega_{jk}^{(l,s)}$ , de l'équation 4.47, sous la forme :

$$\overline{Q}_{jk}^{(l,s)} = \frac{4(l+1)}{(s+1)!(2l+1-(-1)^{(l)})} \sqrt{\frac{2\pi\mu_{jk}}{k_B T_{jk}^*}} \Omega_{jk}^{(l,s)}, \quad (4.50)$$

ou encore :

$$\overline{Q}_{jk}^{(l,s)} = \frac{4(l+1)}{(s+1)!(2l+1-(-1)^l)} \int_0^\infty e^{-x} x^{s+1} Q_{jk}^{(l)} dx. \quad (4.51)$$

Dans la symbolique de l'intégrale de collision, les variables  $l$  et  $s$  sont des entiers qui expriment l'ordre retenu pour les polynômes de Sonine dans la formulation des coefficients de transport. Plus  $l$  et  $s$  prennent de grandes valeurs, plus nombreux sont les termes retenus dans la description des coefficients de transport, et plus le nombre d'intégrales de collision  $\overline{Q}_{jk}^{(l,s)}$  requis est grand.

Les intégrales de collision colligées dans cette thèse proviennent des travaux du groupe de recherche en plasma de l'Université de Limoges [149, 150, 153]. Les détails relatifs au calcul de ces intégrales de collision sont donnés à l'annexe A [6].

#### 4.3.5 Résultats des diverses approches de calcul pour les coefficients de transport à deux températures de l'argon

Dans cette section sont comparés les coefficients de transport d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique, calculés pour quatre différentes approches disponibles dans la littérature. Les coefficients de viscosité, de conductibilité thermique de translation des particules lourdes et des électrons, ainsi que celui de diffusion ambipolaire ont été calculés grâce aux relations données dans les travaux de :

1. Bolot [14], qui obtient les coefficients de transport à l'équilibre thermique par la méthode de Chapman-Enskog (voir la section 4.3.1) ;
2. Burm *et al.* [23], qui utilisent des relations simplifiées afin de ne pas s'encombrer du calcul des intégrales de collision dans un plasma d'argon à deux températures. Ces coefficients de transport ne sont prescrits que pour  $T \leq 12000$  K ;
3. Tanaka [177], qui met en œuvre la première approximation de la méthode de Chapman-Enskog pour un plasma à deux températures. Dans l'argon, cette approximation des coefficients de transport n'est valide que pour  $T \leq 10000$  K ;
4. Devoto [42, 43, 44], qui développe la première ( $D_{amb}$ ), la deuxième ( $\mu$ ,  $\kappa_h$ ) ainsi que la troisième ( $\kappa_e$ ) approximation de la méthode de Chapman-Enskog pour un plasma à deux températures.

Une retranscription complète des relations pour  $\mu$ ,  $\kappa_h$ ,  $\kappa_e$  et  $D_{amb}$  selon les trois dernières approches est présentée à l'annexe B.

Par ailleurs, quelques valeurs des coefficients de viscosité et de conductibilité thermique de translation des électrons pour l'argon ont été tirées de travaux récents afin de

valider les coefficients de transport calculés. Ces travaux sont ceux de Rat *et al.* [150, 153], qui reposent sur la quatrième approximation de la méthode de Chapman-Enskog, et qui n'utilisent pas l'hypothèse d'un découplage complet entre les électrons et les particules lourdes lors de la dérivation des coefficients de transport, comme le suppose Devoto [42, 43, 44]. Ce processus implique donc de réécrire les équations de Boltzmann en introduisant un paramètre de déséquilibre thermique,  $\theta = T_e/T_h$ , liant les deux distributions de particules entre elles [150]. Si l'ampleur des calculs pour la quatrième approximation de Chapman-Enskog rend impensable leur inclusion dans le code numérique du modèle, il est certainement souhaitable que les coefficients de transport utilisés montrent un comportement similaire à ces coefficients de transport, les plus récents dans la littérature. Enfin, dans le but d'améliorer la lisibilité du texte, les figures 4.4 à 4.14 ont été déplacées à la fin du chapitre.

### Comportement des coefficients de transport calculés

Puisque la pression est liée aux densités volumiques de particules dans le plasma, elle influence aussi les taux de collision au sein de celui-ci. Ces taux de collision augmentent avec la pression ; c'est pourquoi les coefficients de transport prennent de plus grandes valeurs lorsque la pression est plus élevée.

Le comportement du coefficient de viscosité dépend des collisions entre particules lourdes. Sous 10000 K, l'accroissement du degré d'ionisation est lié à l'augmentation de la densité volumique des ions,  $n_{Ar+}$ . La collision ion-atome est alors dominante, puisque les forces de Coulomb agissent sur de plus grandes distances que les interactions entre atomes, ce qui explique l'augmentation de la viscosité jusqu'à environ 10000 K à la figure 4.4. Par la suite, la disparition progressive des atomes, qui s'ionisent, entraîne une diminution de l'importance des collisions atome-atome et de la viscosité.

Le coefficient de conductibilité thermique est lui fortement influencé par la présence des électrons. Leur grande mobilité facilite la conduction de la chaleur dans le gaz ionisé, surtout au-dessus de 10000 K. Pour les températures inférieures à 10000 K, ce sont les collisions entre particules lourdes qui permettent la conduction de la chaleur. Le comportement de  $\kappa$  à la figure 4.5 est décomposable : d'une part, la conductibilité thermique de translation des particules lourdes qui se comporte de façon similaire à la viscosité, et d'autre part, la conductibilité thermique de translation des électrons qui augmente continuellement avec la température.

Le coefficient de diffusion ambipolaire augmente graduellement avec la température et le degré d'ionisation, comme le montre la figure 4.6. Ce coefficient représente la diffusion

entre particules chargées ; c'est pourquoi son importance croît proportionnellement avec le nombre d'ions et d'électrons dans le plasma.

### Comparaison des coefficients de transport de l'argon calculés pour l'équilibre thermique

À l'équilibre thermique, une seule équation d'énergie permet de caractériser le plasma, et la conductibilité thermique s'écrit :  $\kappa = \kappa_e + \kappa_h$ . Les figures 4.4, 4.5 et 4.6 montrent les coefficients de transport à l'équilibre thermique pour la viscosité, la conductibilité thermique de translation et la diffusion ambipolaire, calculés selon les quatre approches (Bolot [14], Burm *et al.* [23], Tanaka [177] et Devoto [42, 43, 44]) pour des pressions de 101,325 et 25 kPa. À ces coefficients de transport s'ajoute celui de la viscosité obtenu par Rat *et al.*<sup>4</sup> [153] à 101,325 kPa.

La comparaison de ces approches montre que les coefficients de viscosité obtenus par Bolot [14], Tanaka [177] et Devoto [42, 43, 44] pour 101,325 kPa sont quasi-identiques à ceux de Rat *et al.* [153]. Pour les autres coefficients de transport, les approches de Bolot [14], Tanaka [177] et Devoto [42, 43, 44] donnent encore des résultats quasi-identiques, peu importe la pression. Ainsi, pour un plasma d'argon en équilibre thermique à une température inférieure à 10000 K, il n'y a pas lieu de s'encombrer des lourds calculs de Devoto [42, 43] ou même de ceux de Bolot [14], car les coefficients de Tanaka [177] sont alors acceptables.

Quant à l'approche de Burm *et al.* [23], elle produit les bonnes tendances mais avec un certain décalage (*i.e.*, le pic d'ionisation se produit trop tôt sur la figure 4.4). Cela est imputable aux taux de collisions simplifiés employés pour représenter la physique des intégrales de collision. Il est indiqué dans la littérature que ces coefficients conviennent jusqu'à 12000 K dans l'argon, mais 10000 K semble une limite plus réaliste. Déjà, sur la plage de température 1000-10000 K, le décalage entre les coefficients de transport de Burm *et al.* [23] et les autres :

- est d'environ 13% pour  $\mu$ , sauf pour 9000 et 10000 K où il chute sous les 10% ;
- est d'environ 18% pour  $\kappa$ , et il atteint même 20-30% entre 7000 et 10000 K ;
- est inférieur à 10% pour  $D_{amb}$  ;

L'approche de Burm *et al.* [23] est donc la moins appropriée pour décrire les coefficients de transport de l'argon en équilibre thermique.

---

<sup>4</sup>Dans ce chapitre, tous les coefficients de transport présentés ont été calculés, à l'exception de ceux de Rat *et al.*, qui sont tirés de la publication [153].

### Influence des intégrales de collision

Pour une même approximation des coefficients de transport, un différent ensemble d'intégrales de collision produira de nouvelles valeurs de  $\mu$ ,  $\kappa$  et  $D_{amb}$ . Afin de mettre en évidence l'importance de cet effet, les intégrales de collision colligées par Murphy & Arundell [132] ont été utilisées avec l'approche de calcul de Bolot [14] pour l'évaluation des coefficients de transport d'un plasma d'argon en équilibre thermique à 25 kPa.

La figure 4.7 montre les coefficients de transport obtenus à l'aide des ensembles d'intégrales de collision de Limoges [6] et de Murphy et Arundell [132], à l'exception des coefficients de diffusion ambipolaire qui ne sont pas montrés parce qu'ils sont quasi-identiques (la différence entre les  $D_{amb}$  est de 7% à 1000 K, mais sinon elle est inférieure à 5%). Quant aux coefficients de viscosité et de conductibilité thermique, la comparaison est excellente sous les 15000 K puisque les différences sont inférieures à 10% ( $\kappa$ ) et 5% ( $\mu$ ). Cependant, entre 15000 et 20000 K, ces différences augmentent jusqu'à 20% ( $\mu$ ) et 14% ( $\kappa$ ). Cet effet est attribuable aux différences entre les intégrales de collision dans les travaux de Murphy et Arundell [132] et celles des travaux de Limoges [6]. Certaines de ces intégrales de collision<sup>5</sup> sont présentées à la figure 4.8 (toutes les intégrales de collision de Limoges sont présentées à l'annexe A). Il apparaît donc important d'utiliser les intégrales de collision publiées le plus récemment possible, *i.e.*, celles de Limoges [6].

### Comparaison des coefficients de transport de l'argon calculés pour le déséquilibre thermique

Les coefficients de transport de l'argon en déséquilibre thermique ont été calculés pour deux situations différentes. Tout d'abord, la validité des coefficients calculés par les approches de Burm *et al.* [23], Tanaka [177] et Devoto [42, 43, 44] a été établie par une comparaison avec ceux de Rat *et al.* [153] à 101,325 kPa. Ensuite, les coefficients de transport des trois mêmes approches (Burm *et al.* [23], Tanaka [177] et Devoto [42, 43, 44]) sont comparés pour une pression de 25 kPa, dans l'ordre de grandeur caractérisant les jets LPPS. Les coefficients de viscosité, de conductibilité thermique de translation des particules lourdes et des électrons et de diffusion ambipolaire sont donc présentés : (i) aux figures 4.9 et 4.10 pour la comparaison à 101,325 kPa, et (ii) aux figures 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14 pour la comparaison à 25 kPa.

Les figures 4.9 et 4.10 présentent les coefficients de viscosité et de conductibilité

---

<sup>5</sup>Les intégrales de collision entre particules chargées ( $\bar{Q}_{eAr+}^{(l,s)}$  et  $\bar{Q}_{ee}^{(l,s)} \equiv \bar{Q}_{Ar+Ar+}^{(l,s)}$ ) ne sont pas présentées à la figure 4.8 parce que leur illustration nécessite l'emploi d'une échelle logarithmique.

thermique de translation des électrons,  $\mu$  et  $\kappa_e$ , à 101,325 kPa pour  $\theta = 1,6$  et 2. Ces figures montrent des tendances similaires à celles observées pour l'équilibre thermique, c'est-à-dire que les coefficients de transport calculés par les approches de Tanaka [177] et Devoto [42, 43, 44] donnent des résultats fort semblables. De plus, la comparaison de ces coefficients avec ceux de Rat *et al.* [153] est moins bonne qu'en équilibre thermique. Ainsi, pour un plasma dont la température est sous les 10000 K, l'approche de Tanaka [177] est suffisante, tout comme en équilibre thermique.

La prise en compte du paramètre  $\theta$  (qui n'entre en jeu que pour le déséquilibre thermique, évidemment) dans la dérivation des coefficients de transport de Rat *et al.* [153] les différencie de ceux de Devoto [42, 43, 44]. Ces différences sont aussi imputables à deux causes majeures :

1. les approximations de la méthode de Chapman-Enskog utilisées dans le calcul des coefficients de transport selon ces deux approches ne sont pas les mêmes ;
2. l'influence des électrons a été négligée<sup>6</sup> dans le calcul de  $\mu$  et de  $\kappa_h$  par l'approche de Devoto [42, 43, 44]. Or en déséquilibre thermique,  $T_e > T_h$ , ce qui augmente la contribution des intégrales de collision liées aux électrons par l'augmentation de la densité électronique  $n_e$  (voir l'annexe A).

Enfin, l'approche de Burm *et al.* [23] produit des valeurs de  $\mu$  et de  $\kappa_e$  qui diffèrent notablement des autres, sur-estimant la viscosité et sous-estimant la conductibilité thermique de translation des électrons.

Les figures 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14 présentent les coefficients  $\mu$ ,  $\kappa_h$ ,  $\kappa_e$  et  $D_{amb}$  à 25 kPa pour  $\theta = 1,5$  et 2. Ici aussi, les approches de Tanaka [177] et de Devoto [42, 43, 44] donnent des résultats fort semblables, qui diffèrent largement des coefficients de Burm *et al.* [23], à l'exception de  $\kappa_e$ , pour lequel les approches de Tanaka [177] et de Devoto [42, 43, 44] sont aussi en désaccord l'une avec l'autre. Ce fait concorde avec les publications de Devoto [42, 43, 44] selon lesquelles une approximation d'ordre supérieur doit être utilisée dans le calcul de  $\kappa_e$ , *i.e.*, l'approche de Tanaka [177] ne convient pas pour évaluer la conductibilité thermique de translation des électrons.

---

<sup>6</sup>Ce choix a été fait pour alléger le code numérique du jet de plasma, en tirant profit du fait qu'au cœur de celui-ci, l'équilibre thermique est probablement respecté.

### Approche retenue pour le calcul des coefficients de transport de l'argon

Puisque les travaux de Burm *et al.* [23] ne prennent pas en compte toute la physique des collisions binaires dans le plasma, telle que la décrivent les intégrales de collision, il semble inapproprié d'utiliser cette approche pour l'évaluation des coefficients de transport en déséquilibre thermique. De plus, comme les jets de plasmas supersoniques étudiés dans cette thèse atteignent des températures pouvant dépasser 10000 K, l'approche de Tanaka [177] est insuffisante. C'est donc l'approche de Devoto [42, 43, 44] qui doit être retenue pour l'évaluation des coefficients de transport du plasma d'argon en déséquilibre thermique dans cette thèse. Cette approche est celle qui utilise le plus grand nombre d'intégrales de collision (à l'exception de l'approche de Rat *et al.* [150]) ; elle représente donc le mieux le comportement collisionnel du plasma. Cette affirmation est appuyée par la comparaison favorable entre ces coefficients et ceux de Rat *et al.* [153] à la pression atmosphérique aux figures 4.4 (équilibre thermique), 4.9 et 4.10 (déséquilibre thermique).

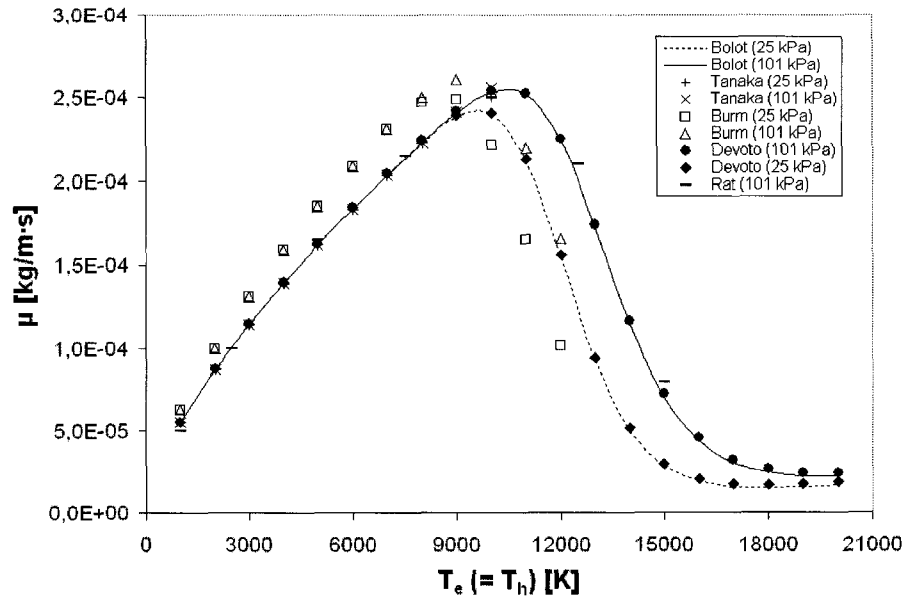


FIG. 4.4 – Coefficient de viscosité d'un plasma d'argon à l'équilibre thermique pour différentes pressions.

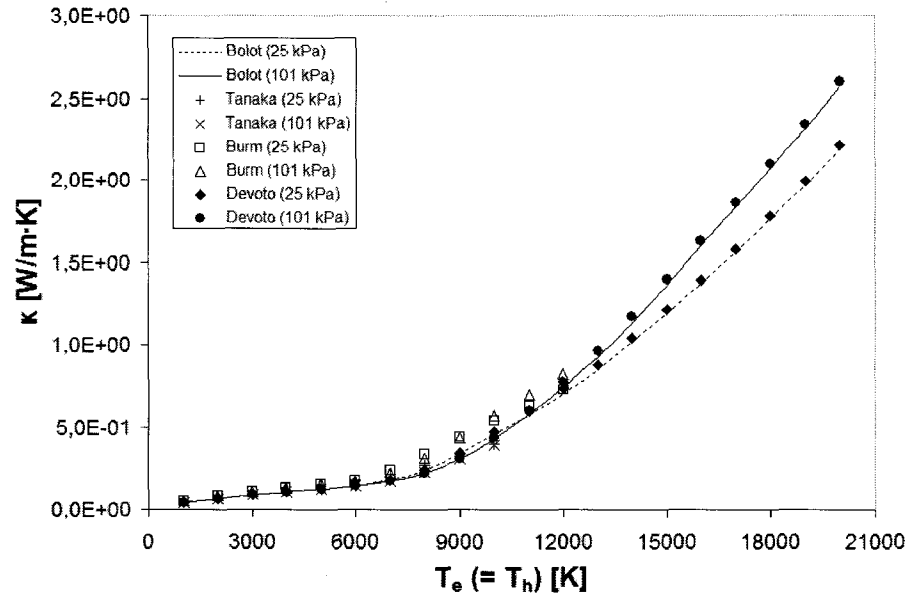


FIG. 4.5 – Coefficient de conductibilité thermique de translation d'un plasma d'argon à l'équilibre thermique pour différentes pressions.

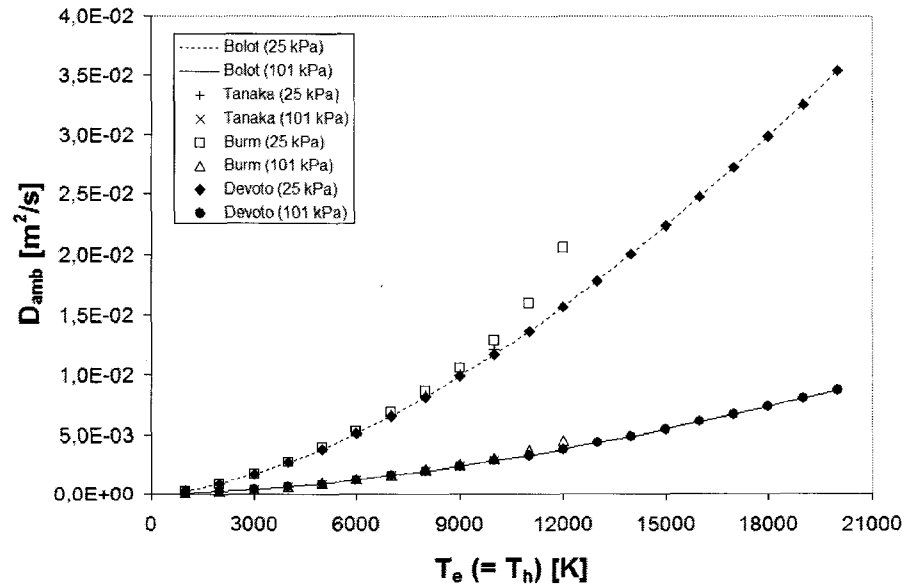


FIG. 4.6 – Coefficient de diffusion ambipolaire d'un plasma d'argon à l'équilibre thermique pour différentes pressions.

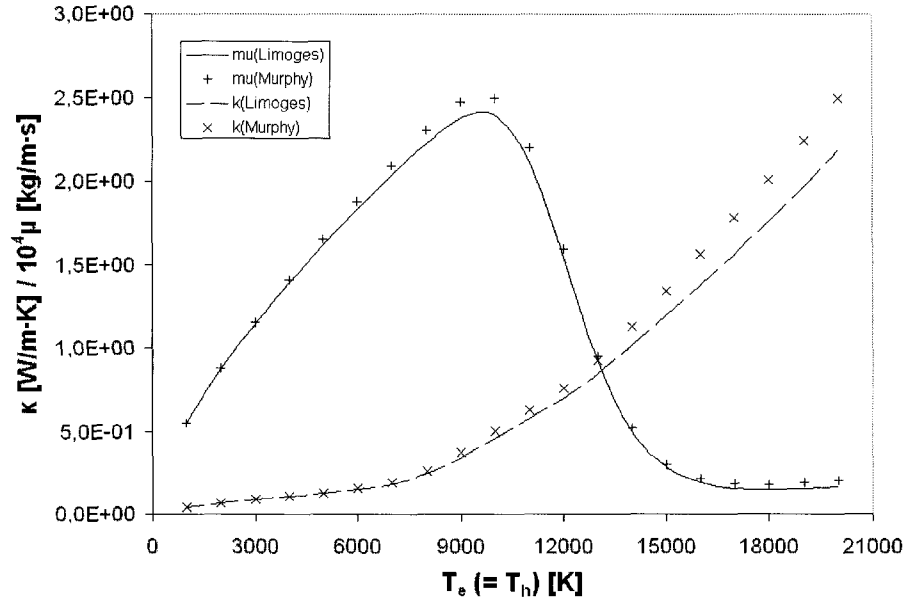


FIG. 4.7 – Coefficients de viscosité et de conductibilité thermique de translation obtenus par l'approche de Bolot [14] pour l'argon en équilibre thermique à 25 kPa.

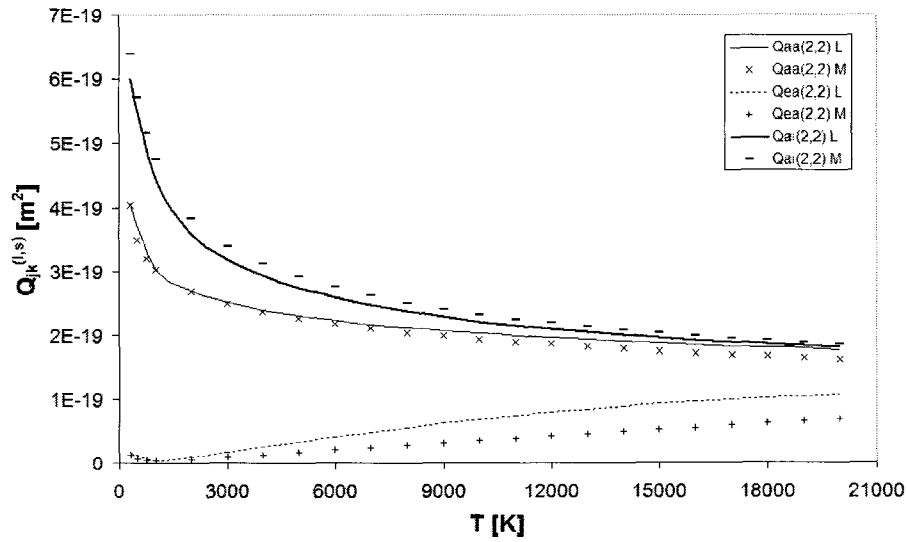


FIG. 4.8 – Comparaison de certaines intégrales de collision  $\overline{Q}_{jk}^{(l,s)}$  tirées des travaux de Limoges [6] ("L" dans la légende) et de Murphy et Arundell [132] ("M" dans la légende).

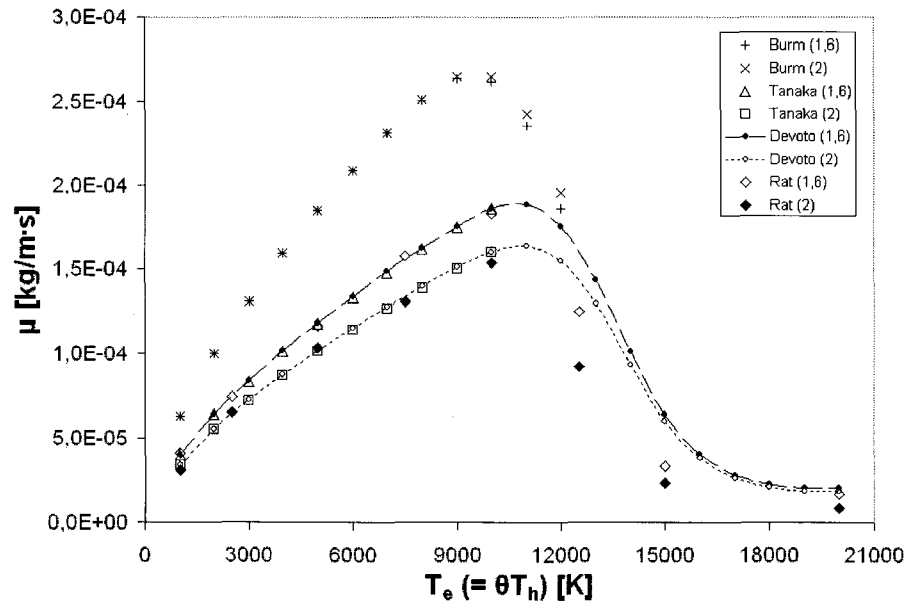


FIG. 4.9 – Coefficient de viscosité d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 101,325 kPa pour  $\theta = 1,6$  et 2.

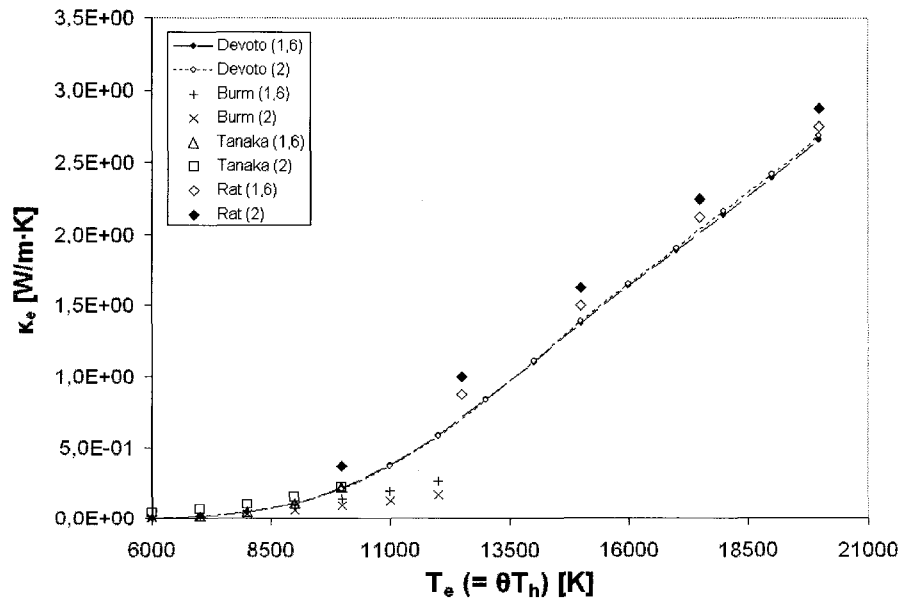


FIG. 4.10 – Coefficient de conductibilité thermique de translation des électrons d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 101,325 kPa pour  $\theta = 1,6$  et 2.

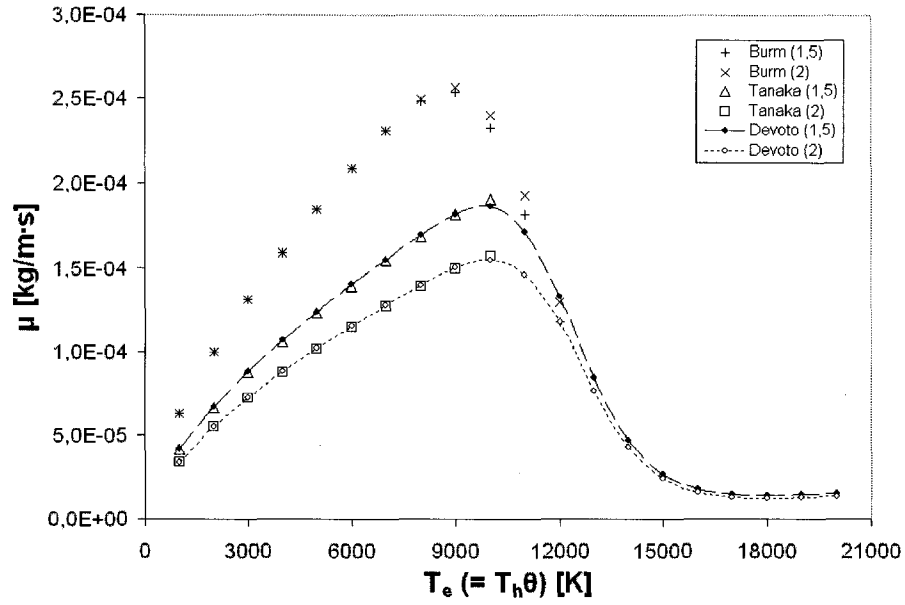


FIG. 4.11 – Coefficient de viscosité d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 25 kPa pour  $\theta = 1,5$  et 2.

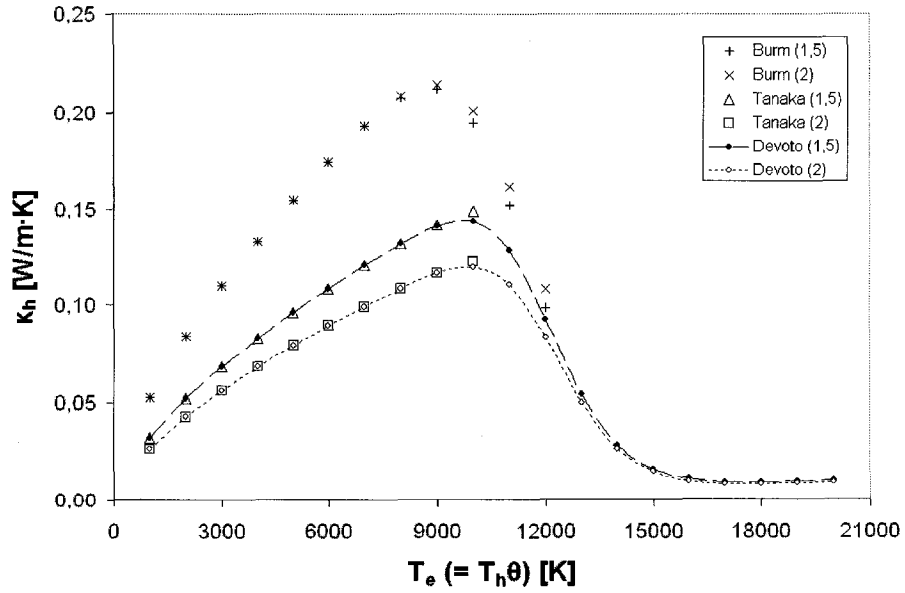


FIG. 4.12 – Coefficient de conductibilité thermique de translation des particules lourdes d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 25 kPa pour  $\theta = 1,5$  et 2.

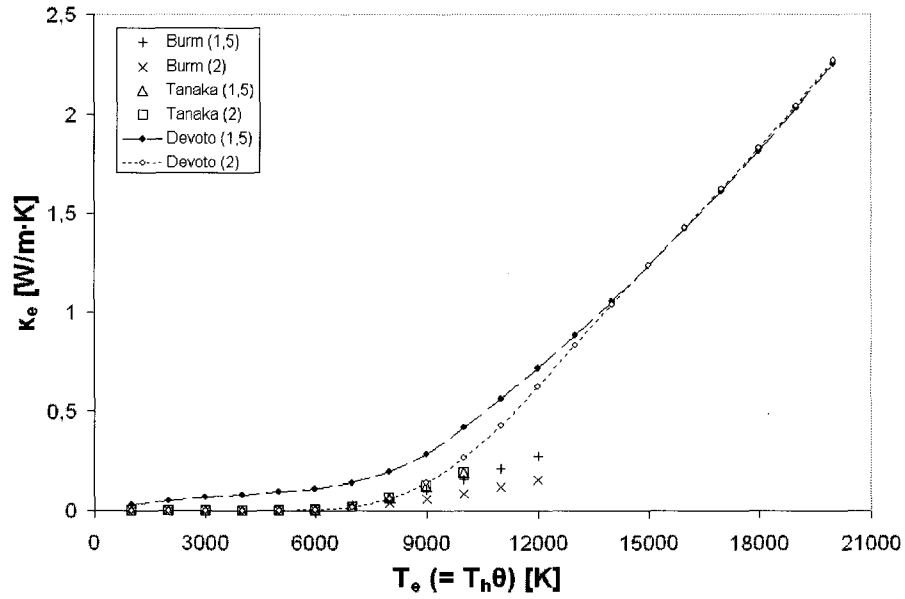


FIG. 4.13 – Coefficient de conductibilité thermique de translation des électrons d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 25 kPa pour  $\theta = 1,5$  et 2.

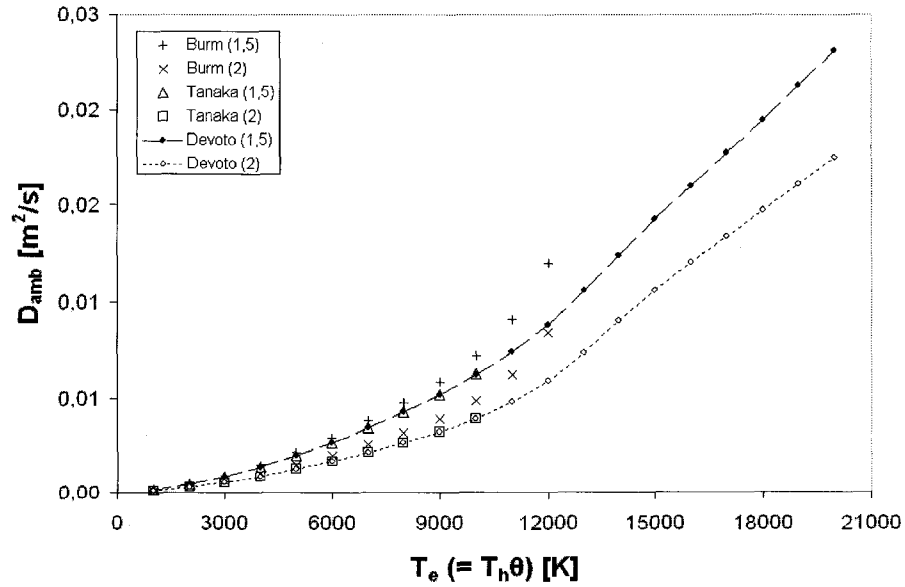


FIG. 4.14 – Coefficient de diffusion ambipolaire d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique à 25 kPa pour  $\theta = 1,5$  et 2.

## Chapitre 5

# Développement d'une méthode de mesures expérimentales pour caractériser les jets de plasma supersoniques en déséquilibre aérodynamique à basse pression

Les jets de plasmas sont des milieux hostiles aux mesures intrusives, parce qu'ils imposent un flux de chaleur élevé sur l'appareil de mesure inséré dans l'écoulement. Les écoulements à basse pression, quant à eux, sont confinés dans des chambres à atmosphère contrôlée pour lesquelles l'accès à l'écoulement par des appareils de mesure est limité, sans compter qu'il faut maintenir l'étanchéité de la chambre. Et si le jet de plasma à basse pression est un écoulement supersonique, alors la prise de mesures expérimentales intrusives devient ardue et complexe. Il est alors possible de se tourner vers des méthodes optiques pour analyser le jet, mais une telle approche ne donne pas accès à toutes les grandeurs de l'écoulement. De plus il est usuel, en industrie comme en laboratoire, de caractériser les jets de plasma à l'aide d'une sonde d'enthalpie, car c'est une méthode simple dont les résultats sont reproductibles.

En supposant qu'une sonde d'enthalpie soit insérée dans un jet de plasma supersonique à basse pression, et qu'elle soit utilisée avec succès afin de réaliser des mesures (de pression et d'enthalpie totales), il subsiste une difficulté majeure : le choc. En effet, la présence d'un obstacle (tel qu'une sonde) dans un écoulement supersonique occasionne

l'apparition d'un choc qui ralentit l'écoulement afin de lui permettre de contourner l'obstacle. Ce faisant, il modifie brusquement les propriétés de l'écoulement, et les valeurs mesurées sont physiquement recueillies dans un écoulement qui n'est plus supersonique.

L'analyse des mesures intrusives obtenues dans un écoulement supersonique passe par une description du choc, qui est mis en équation. Ces équations décrivent l'écoulement supersonique qui devient subsonique, alors que les mesures sont faites à la stagnation (*i.e.*, l'écoulement subsonique est amené au repos). Il y a donc trois régions d'écoulement distincte : le jet libre supersonique, l'écoulement subsonique derrière le choc induit par la présence de la sonde, et la stagnation à la sonde lors de la mesure. Dans la littérature, la façon habituelle de "remonter à travers le choc" et d'obtenir la vitesse ou l'enthalpie du jet supersonique consiste à supposer : (i) que la pression du jet est la même que la pression de chambre et (ii-a) que la chimie de l'écoulement est figée dans les trois zones, *i.e.*,  $\gamma$  constant, ou (ii-b) que le jet de plasma est en équilibre chimique et (iii) que l'écoulement supersonique est en équilibre thermique.

Au niveau de la dynamique des fluides compressibles, l'hypothèse (i) est une aberration. En effet, elle inhibe le comportement oscillatoire qui caractérise la vaste majorité des écoulements supersoniques industriels ou en laboratoire, qui ne sont pas en équilibre aérodynamique. La nouvelle méthode de mesures expérimentales qui est développée dans ce chapitre s'attaque à ce problème. Combinant une mesure supplémentaire à la théorie des écoulements supersoniques, elle permet de s'affranchir de l'hypothèse d'équilibre aérodynamique.

L'ensemble des mesures expérimentales présentées dans ce chapitre ont été réalisées au Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), en Suisse. Elles ont été réalisées afin de quantifier l'état de déséquilibre aérodynamique du jet de plasma à l'aide de la nouvelle méthode de mesures expérimentales. Par ailleurs, la méthode d'analyse des mesures recueillies, qui est présentée à la section 5.3.1, a été développée à l'Université d'Ottawa dans le cadre de ce travail de thèse.

## 5.1 Montage expérimental

Le montage expérimental, qui est présenté à la figure 5.1, comprend principalement :

- une chambre à atmosphère contrôlée, refroidie à l'eau pressurisée, qui est équipée d'un système de déplacement à deux axes sur lequel est montée la torche à plasma. Cet arrangement permet de mouvoir la torche le long de son axe et/ou

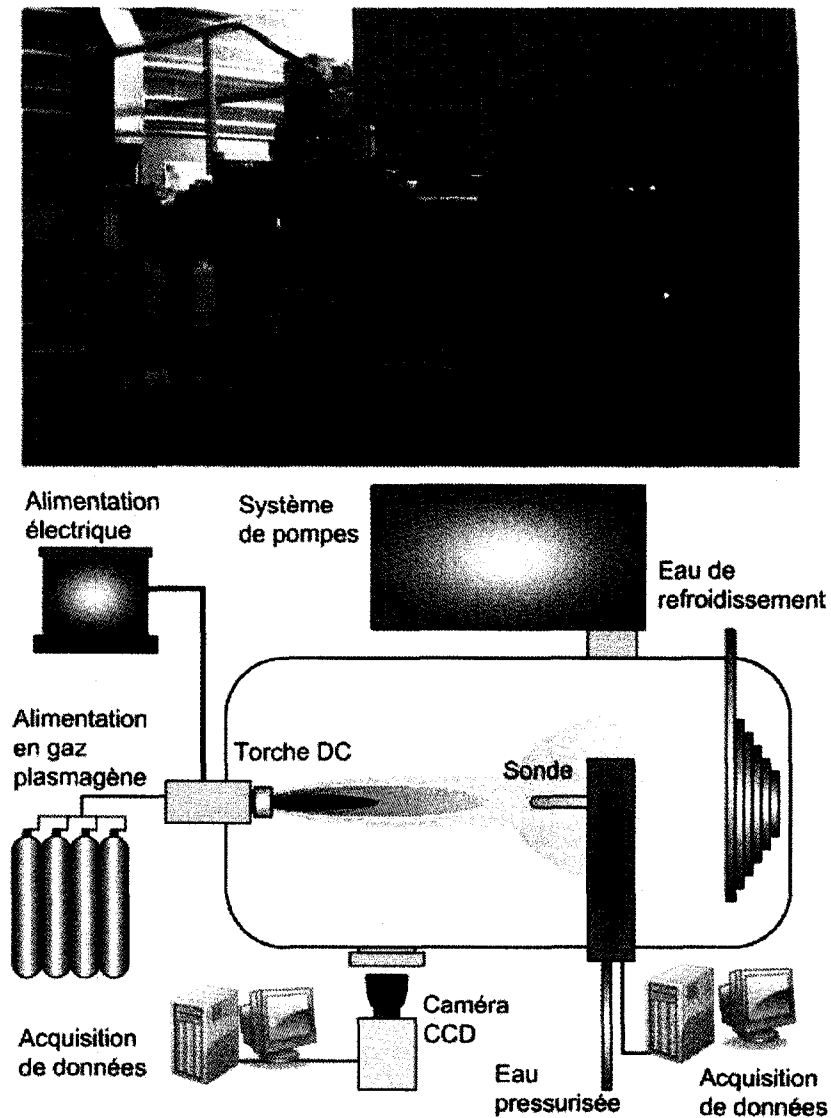


FIG. 5.1 – Le montage expérimental du CRPP à l'EPFL, pour la caractérisation de jets plasma supersoniques à basse pression (LPPS).

- perpendiculairement à celui-ci à l'intérieur de la chambre ;
- une unité de pompes à vide *Roots Vacuum Pumping Station WWD5500* de Pfeiffer Vacuum Technology AG, composée de trois pièces principales, soient deux pompes de type "roots" (WKP6000 et WKP1000) et une pompe à vannes rotatives (PAC400). Cette unité de pompage permet d'atteindre des pressions de l'ordre de  $10^{-5}$  kPa lorsqu'il n'y a pas d'écoulement dans la chambre, et de  $5 \times 10^{-2}$  kPa pour un débit de 50 slpm d'argon [73]. Ainsi, lors de l'opération de la torche plasma, la pression dans la chambre peut être réglée pour la plage 0,1 – 50 kPa, indépendamment du débit de gaz ;
  - un système plasma *Multicoat industrial installation* de Sulzer-Metco Switzerland AG muni d'une torche F4-VB. La torche DC se compose d'une anode-tuyère en cuivre avec insertion de tungstène, dont les diamètres au col et à la sortie sont respectivement de 6 et de 11,5 mm, et d'une cathode en tungstène thorié. Le gaz est alimenté dans la torche par un injecteur hélicoïdal ayant 16 ouvertures à un angle de  $45^\circ$  ;
  - un système de sonde d'enthalpie produit par Tekna Plasma Systems et conçu pour opérer à la pression atmosphérique. Quelques modifications ont été nécessaires afin d'opérer cet équipement sous des conditions de basse pression, notamment l'ajout d'une pompe de type "roots" pour l'échantillonnage de gaz et d'appareils mesurant la pression et le débit de gaz ;
  - une caméra CCD (*Charged Coupled Device*) à 12 bits munie d'une lentille grossissante. Installée devant un hublot situé sous la chambre à atmosphère contrôlée, elle facilite l'alignement de la torche plasma avec la sonde d'enthalpie, en plus de permettre la visualisation en temps réel du jet de plasma.

De plus amples détails concernant les équipements utilisés, et en particulier les modifications au système de sonde d'enthalpie, sont présentés dans quelques publications récentes [72, 73, 74].

### 5.1.1 Conditions d'opération

Toutes les mesures présentées dans ce chapitre ont été obtenues pour les conditions d'opération suivantes :

- le débit d'argon pur qui alimente la torche plasma est de 40 SLPM ;
- le courant électrique qui circule entre la cathode et l'anode-tuyère est de 400 A, et la puissance électrique dissipée par la torche DC est d'environ 14 kW ;

- une pression de chambre,  $p_c$ , maintenue à 4 kPa (en argon).

Pour ces conditions d'opération, la pression statique dans le plan de sortie de la torche a été mesurée grâce à un orifice percé dans l'anode-tuyère. Cette pression de sortie du jet vaut  $p_j = 2,8$  kPa [72]; puisque la pression de chambre est de  $p_c = 4$  kPa, le jet de plasma supersonique est sur-détendu (*over-expanded*). Des mesures expérimentales par sonde d'enthalpie ont été réalisées afin d'obtenir les profils axiaux de pression et d'enthalpie totales de ce jet de plasma supersonique.

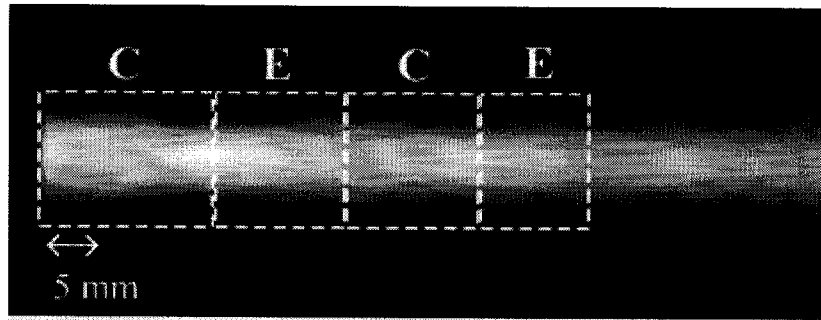


FIG. 5.2 – Jet d'argon sur-détendu à ( $p_c =$ ) 4 kPa, 40 SLPM et 400 A. Légende : les lettres "C" et "E" font respectivement référence aux processus de compression et d'expansion liés au déséquilibre aérodynamique.

La figure 5.2 montre l'allure du jet de plasma supersonique caractérisé dans cette thèse. Puisque c'est un jet sur-détendu (voir la section 2.2.7), des ondes de compression puis d'expansion se développent alternativement à la sortie de la torche afin de ramener la pression statique du jet à la valeur de la pression de chambre. Le passage du jet à travers les ondes de compression ralentit l'écoulement plasma et en augmente la pression statique et la température, ce qui augmente aussi la masse volumique et les pertes par rayonnement. Cela explique pourquoi le plasma est plus brillant lorsqu'il quitte les zones de compression notées "C" sur la figure 5.2. À l'opposé, lorsque le jet traverse des ondes d'expansion, l'écoulement accélère en diminuant sa pression statique et sa température, ce qui fait diminuer la masse volumique et les pertes par rayonnement. Cela explique pourquoi le plasma est plus sombre lorsqu'il quitte les zones d'expansion notées "E" sur la figure 5.2. Cette brève description illustre qualitativement le comportement du jet supersonique et permet d'anticiper un comportement oscillatoire en lien avec le déséquilibre aérodynamique, autant pour la pression mesurée ( $p_{o2}$ ) que pour les variables de l'écoulement supersonique libre ( $p_1$ ,  $T_1$ , *etc.*). Par ailleurs, la valeur de l'enthalpie totale

ne peut osciller puisqu'une augmentation de celle-ci violerait le principe de conservation de l'énergie.

## 5.2 Mesures par sonde d'enthalpie

Les sondes d'enthalpie qui ont été utilisées lors de la prise de mesures expérimentales sont illustrées à la figure 5.3. La sonde A n'a été utilisée que pour les mesures de PSSPP présentées à la section 5.3.2; c'est donc la sonde B qui a été utilisée pour les mesures expérimentales par sonde d'enthalpie. Cette sonde a un diamètre externe de 4,76 mm, un diamètre interne de 1,5 mm et est recouverte d'une barrière thermique (TBC). Insérée dans le jet plasma supersonique, la sonde d'enthalpie permet de mesurer la pression de stagnation  $p_{o2}$  et l'enthalpie de stagnation  $h_{o2}$  (voir la section 3.1.1). La sensibilité des mesures par sonde d'enthalpie est liée à la taille de l'échantillon recueilli [77], et règle générale, plus le débit échantillonné est important, meilleures sont les mesures d'enthalpie [144].

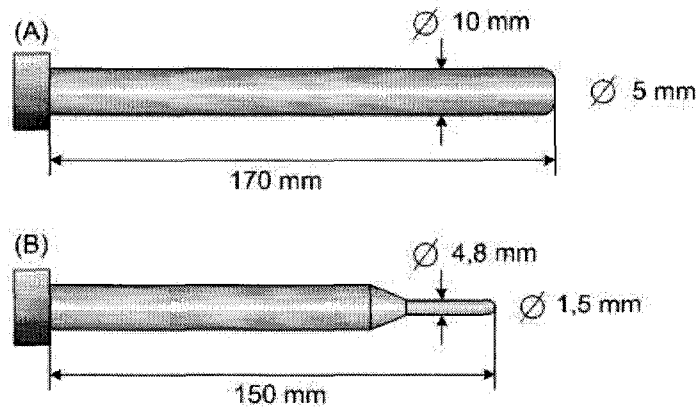


FIG. 5.3 – Dimensions des sondes d'enthalpie utilisées.

Pour une pression de chambre de 4 kPa, la plus petite sonde d'enthalpie disponible (qui n'est pas illustrée à la figure 5.3) n'a pu être utilisée dans le processus de mesures parce que le débit échantillonné était trop faible, rendant les mesures imprécises. Par ailleurs, la sonde d'enthalpie ne doit pas non plus être trop volumineuse, car cela

impliquerait une diminution de la résolution spatiale des mesures. À la lumière de ces précisions, il apparaît que le présent travail traite de conditions d'opération proche de la limite d'applicabilité de la technique de sonde d'enthalpie. Il est donc impératif de concéder une certaine marge sur la résolution spatiale des mesures (*i.e.*, augmenter le diamètre interne de la sonde) afin d'utiliser une sonde pour laquelle le débit de plasma recueilli soit suffisant. Cela permet d'obtenir une différence acceptable entre la quantité de chaleur transférée dans les modes *tare* et *sample*, et donc une mesure d'enthalpie satisfaisante.

Toutes les mesures expérimentales présentées dans ce chapitre sont illustrées sous la forme de courbes continues, malgré le fait qu'elles soient ponctuelles. Cette façon de faire améliore la lisibilité des figures du chapitre.

### Pression de stagnation

La pression de stagnation mesurée par la sonde d'enthalpie correspond à la stagnation derrière le choc induit,  $p_{o2}$ , dont le profil axial est présenté à la figure 5.4. Ce choc apparaît devant la sonde d'enthalpie en réponse à son insertion dans le jet supersonique. Il n'y a pas de barres d'erreur associées au profil de pression de stagnation présenté parce que l'erreur de mesure est trop faible et que la répétabilité des mesures est excellente.

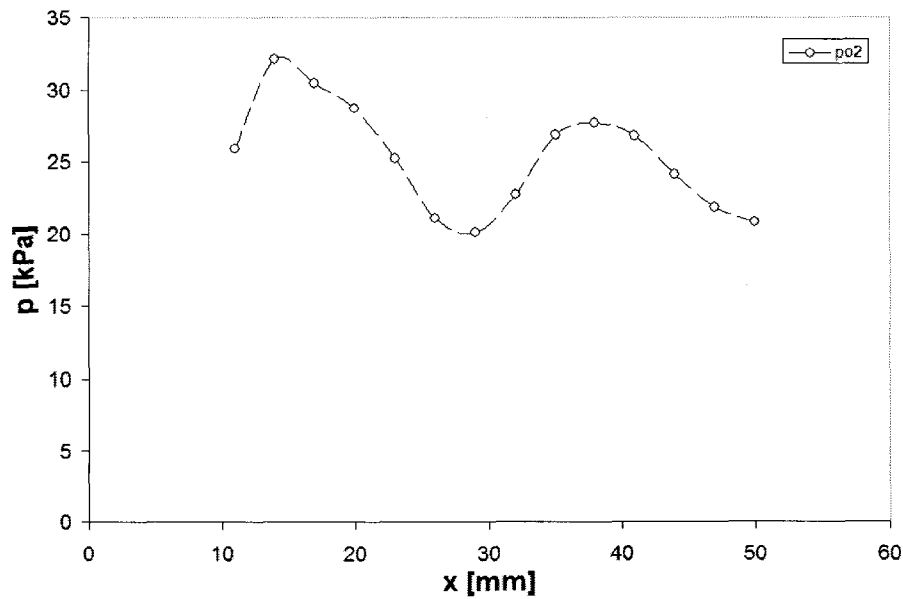


FIG. 5.4 – Pression de stagnation  $p_{o2}$  derrière le choc induit par la sonde d'enthalpie.

L'état de déséquilibre aérodynamique du jet est observable à la figure 5.4 par les oscillations du profil de la pression de stagnation  $p_{o2}$ , dont l'amplitude diminue le long de l'axe du jet. Cette atténuation s'explique par l'expansion du jet dans la chambre et la croissance des zones de cisaillement dans lesquelles est dissipée une partie de son énergie. De plus, puisque le jet est sur-détendu, l'écoulement de plasma quittant la torche DC génère un choc qui le ralentit tout en augmentant sa pression totale (et statique), ce qu'illustre la figure 5.4 pour  $x^1$  entre 10 mm et 20 mm.

Une description plus fine du profil axial de la pression de stagnation dans le jet montre qu'en  $x \approx 15$  mm et  $x \approx 40$  mm, la sonde est insérée dans une zone de compression, alors qu'en  $x \approx 30$  mm se trouve une zone d'expansion, et qu'une seconde zone d'expansion se situe aux alentours de  $x \approx 50$  mm. Ces déductions sont basées sur le fait que dans une zone de compression, l'écoulement est ralenti et la température et la pression locales augmentent, alors que dans une zone d'expansion, l'écoulement accélère et la température, ainsi que la pression, diminuent. L'alternance compression-expansion observée à la figure 5.4 (*i.e.*, les pics liés à la compression et les creux liés à l'expansion) correspond bien au comportement d'un jet sur-détendu.

### Enthalpie de stagnation

Le profil axial d'enthalpie de stagnation est présenté à la figure 5.5, dont l'échelle des ordonnées débute à 7 MJ/kg afin d'en améliorer la lisibilité. Chaque point expérimental représente la moyenne de toutes les mesures prises à cette position. Les barres d'erreur représentent les valeurs maximales et minimales obtenues lors de ces mesures répétitives. La relative imprécision sur le profil axial d'enthalpie totale est inhérente au processus de mesure indirect de la sonde d'enthalpie.

Lorsque le jet plasma s'écoule dans la chambre, il ralentit en s'éloignant de la torche plasma par des effets visqueux, tout en occupant un volume de plus en plus grand. Il est donc attendu que l'enthalpie totale du jet de plasma diminue le long de son axe : c'est bien ce qui est observé à la figure 5.5. Il faut noter l'impossibilité pour l'enthalpie totale d'augmenter le long de l'axe du jet, puisque cela violerait le principe de conservation de l'énergie. En effet, il n'y a pas d'ajout d'énergie dans le jet, qui dissipe simplement son énergie dans l'environnement ambiant.

---

<sup>1</sup>La variable " $x$ " représente la distance entre le plan de sortie de la torche et l'extrémité de la sonde d'enthalpie.

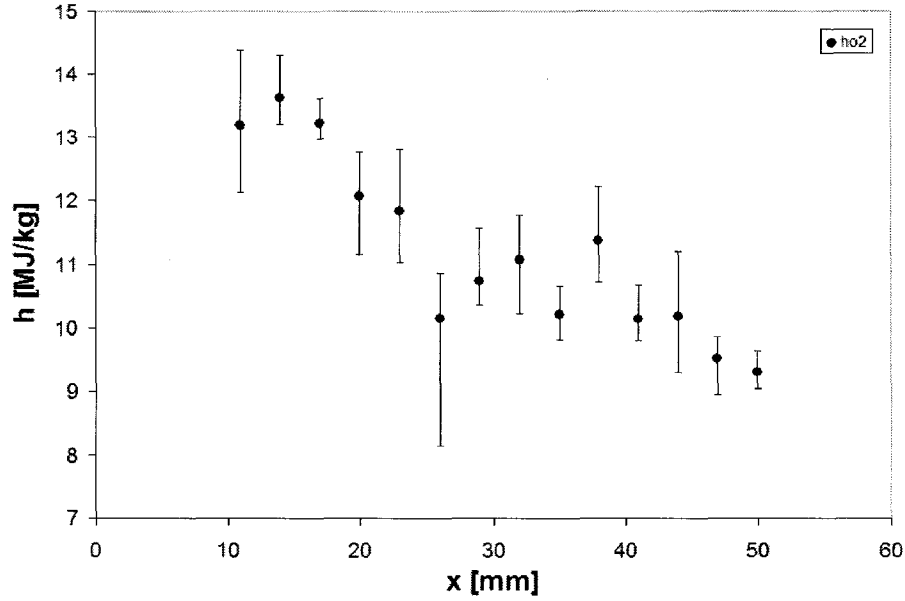


FIG. 5.5 – Enthalpie de stagnation  $h_{o2}$  derrière le choc induit par la sonde d'enthalpie.

### 5.3 Diagnostic des jets de plasma supersoniques

Les mesures expérimentales présentées à la section 5.2 résultent de l'insertion d'une sonde d'enthalpie dans un écoulement de plasma supersonique. Une onde de choc se crée devant la sonde, et la mesure ne quantifie plus directement le jet libre, mais plutôt la zone subsonique derrière ce choc. Une analyse détaillée reposant sur les principes liés aux écoulements compressibles permet évidemment de faire le lien, de façon qualitative, entre les valeurs mesurées derrière le choc et les valeurs du jet libre qui y sont associées. Il est primordial de quantifier les grandeurs de l'écoulement libre (*i.e.*, pression, température et vitesse sans la présence de la sonde d'enthalpie) afin de comprendre l'effet du déséquilibre aérodynamique sur les particules de poudre injectées dans le processus de projection plasma. Cette quantification peut être menée à bien par de fastidieux aller-retour entre mesures expérimentales et simulations numériques [73, 99].

Par ailleurs, un retour aux équations 2.17, 2.18 et 2.19 (qui représentent l'écoulement des deux côtés d'un choc normal) montre que la connaissance de trois variables d'un même côté (*i.e.*, en "1", en "2" ou en "o2") permet de les solutionner. Dans le cas présent, deux variables sont connues au point de stagnation en "o2", soient  $p_{o2}$  et de  $h_{o2}$ . En faisant l'hypothèse que le processus de stagnation derrière le choc respecte le LTE, les

états "2" et "o2" peuvent être directement associés. Alors, il devient logique de chercher à connaître une troisième variable derrière le choc induit par la sonde. C'est pour cette raison qu'est développé un nouvel outil de mesure, à la section 5.3.1, qui permet d'obtenir  $p_2$ , la pression statique derrière le choc induit par la sonde. L'obtention de cette troisième mesure permet de s'affranchir de l'hypothèse erronée qui consiste à systématiquement imposer  $p_1 = p_c$  dans l'analyse des jets supersoniques, qu'ils soient ou non en déséquilibre aérodynamique. Cette hypothèse est fausse, comme l'expliquent les sections 1.2.7 et 2.2.7, selon lesquelles : (i) l'équilibre aérodynamique est très rare dans les jets supersoniques (même en laboratoire), et (ii) la pression statique d'un jet en déséquilibre aérodynamique est oscillante et ne peut être mesurée, à cause du choc induit par l'insertion de tout appareil dans cet écoulement. L'hypothèse d'équilibre aérodynamique est donc inappropriée dans la plupart des jets supersoniques ; l'obtention de  $p_2$  permettra de la mettre au rancart.

### 5.3.1 Développement du PSSPP

Le *Post-Shock Static Pressure Probe*, ou PSSPP, est une pièce dont le bout cône est tronqué, comme l'illustre la figure 5.6. Une petite ouverture est pratiquée sur la surface cône du PSSPP, de façon à mesurer la pression statique du jet. Dans sa version finale (voir la sous-section suivante), le PSSPP est fixé tel un bouchon sur le bout de la sonde d'enthalpie A de la figure 5.3.

Lorsque l'ensemble sonde-PSSPP est inséré dans le jet de plasma supersonique, un choc normal se forme devant le PSSPP. L'écoulement subsonique, qui est complètement décéléré au bout du PSSPP, réaccélère graduellement le long de sa surface cône, ce qui implique un changement de pression de l'écoulement. L'idée maîtresse derrière la conception du PSSPP est de placer l'orifice (*i.e.*, l'ajustement de la longueur  $d$ , abordé à la sous-section *Modélisation* ci-après) de façon à ce que la pression mesurée corresponde à la valeur de la pression statique tout juste derrière le choc induit dans le jet de plasma supersonique par l'insertion du PSSPP ( $p_2$ ).

### Conception du PSSPP

Pour des raisons pratiques, le PSSPP a d'abord été imaginé comme une pièce s'insérant tel un capuchon sur la sonde d'enthalpie déjà utilisée pour les mesures de  $p_{o2}$  et de  $h_{o2}$  (*i.e.*, la sonde B de la figure 5.3). Ce concept a été mis en application, comme le montre la figure 5.7, mais il n'a pas été retenu parce que la sonde d'enthalpie subissait

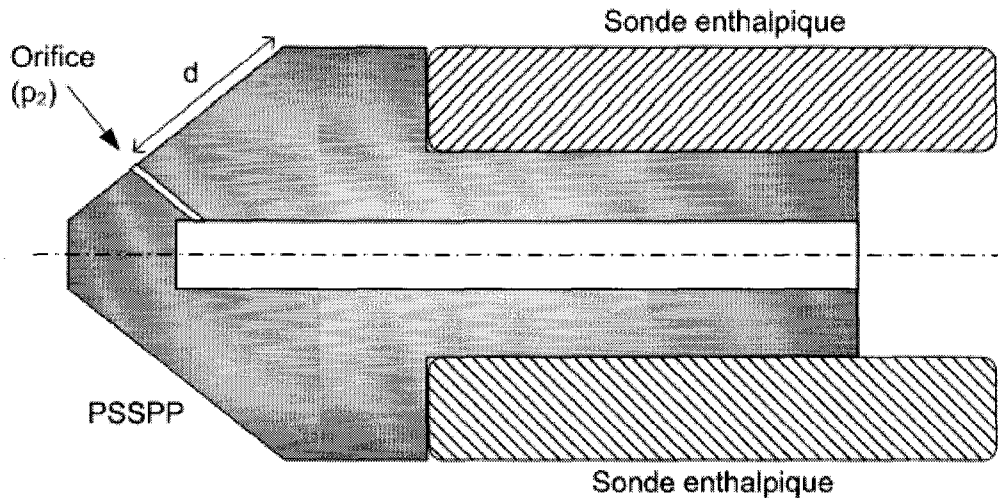


FIG. 5.6 – Vue en coupe du PSSPP.

des dommages évidents. C'est que lors de l'insertion de l'ensemble sonde-PSSPP dans le jet, ce dernier est soumis à un chauffage intense par le plasma. Cet apport de chaleur se traduit par l'expansion du matériel du PSSPP, qui entre alors en contact intime avec la paroi externe à l'extrémité de la sonde. Or, l'extrémité de la sonde est un endroit fragile qui comporte plusieurs soudures garantissant l'étanchéité des tubes concentriques qui la forment.

L'alternative proposée pour remplacer le PSSPP de type "capuchon" est d'en développer un de type "bouchon", ce qui demande d'utiliser une sonde d'enthalpie ayant un plus grand orifice (*i.e.*, la sonde A de la figure 5.3) afin d'y insérer le PSSPP. Cette technique est illustrée aux figures 5.6 (schéma) et 5.8 (photographie). Le joint entre la sonde d'enthalpie et le PSSPP subit encore une certaine érosion, mais il n'y a pas de soudure à l'intérieur du tube central de la sonde, ce qui rend ce point de contact moins fragile.

Par ailleurs, pour des raisons de coûts et de facilité à travailler certains matériaux plutôt que d'autres, les premiers PSSPP ont été modélés à partir d'un bloc de graphite. Cependant, les conditions d'opération du jet de plasma étaient telles qu'elles ont causé l'érosion de ce PSSPP de graphite par sublimation du carbone. Il n'est évidemment pas souhaitable que le PSSPP change de forme, dans l'optique d'assurer la répétabilité des

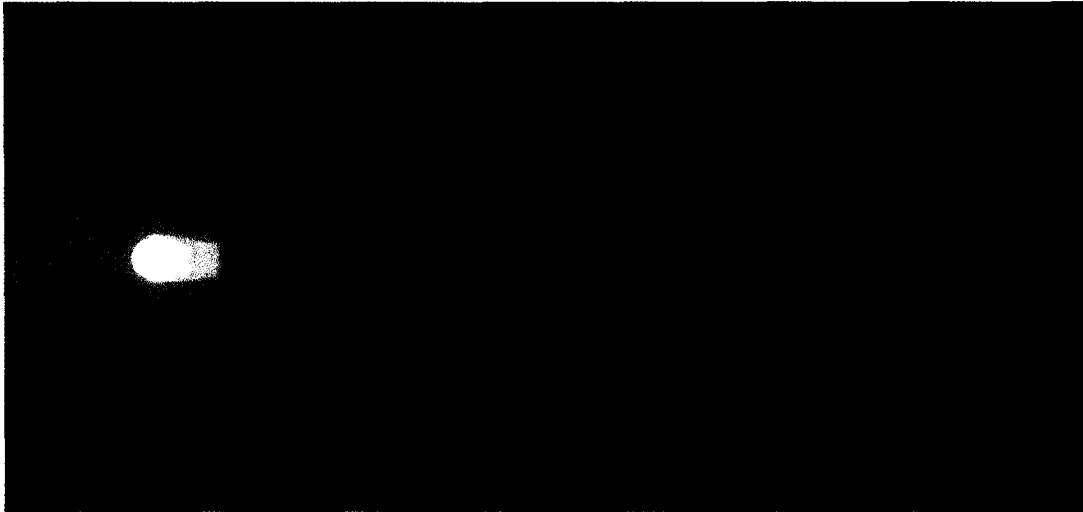


FIG. 5.7 – Prise de mesures avec le premier design de PSSPP, en forme de capuchon.

mesures et la pérennité de cet équipement ; c'est pourquoi il est fabriqué de tungstène.

Enfin, il est primordial d'établir la similitude entre les chocs créés par l'insertion de la sonde d'enthalpie et du PSSPP, afin de pouvoir combiner les mesures effectuées par ces deux appareils (*i.e.*,  $p_{o2}$ ,  $h_{o2}$  et  $p_2$ ), sous l'hypothèse que la stagnation respecte le LTE. Les deux indicateurs de similitudes utilisés sont : (i) la distance entre le choc induit et l'extrémité de l'appareil de mesure et (ii) la comparaison des pressions de stagnation obtenues avec chacun des appareils. Pour le point (i), la figure 5.9 montre bien la similarité des chocs induits par les deux appareils de mesure<sup>2</sup> : une inspection attentive des photographies indique que ces deux chocs apparaissent  $\approx 2$  mm devant l'appareil de mesure, quel qu'il soit. Quant au point (ii), il a été vérifié, à l'aide d'un PSSPP dont l'extrémité est trouée, que la pression de stagnation ( $p_{o2}$ ) mesurée était bien la même que celle obtenue lors des mesures par sonde d'enthalpie. Le design final du PSSPP de tungstène est présenté à la figure 5.8, qui montre aussi l'ajustement du PSSPP sur la sonde d'enthalpie avant la prise de mesures, lors de l'alignement du système de mesure (fixe) avec la torche DC (mobile).

<sup>2</sup>L'apparence du plasma n'est pas la même d'une photographie à l'autre, car un filtre différent a dû être utilisé sur la caméra CCD lors des mesures avec le PSSPP, qui devient incandescent lorsqu'exposé au jet de plasma.

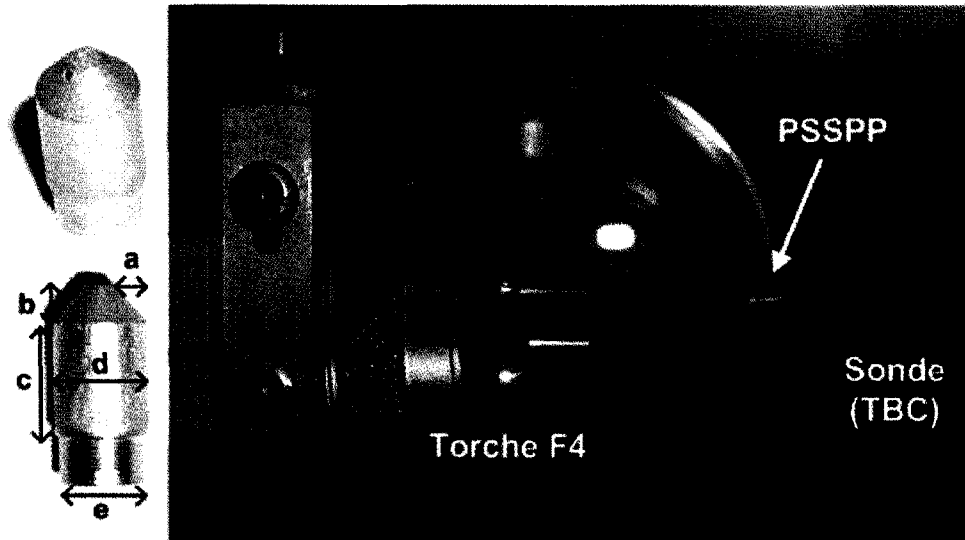


FIG. 5.8 – Ajustement du PSSPP en tungstène (type "bouchon") sur la sonde d'enthalpie. Légende :  $a = 2$  mm,  $b = 3$  mm,  $c = 7$  mm,  $d = 6$  mm et  $e = 5$  mm.

### Modélisation du PSSPP

Afin de décrire la réaccélération de l'écoulement le long du PSSPP, une simulation numérique préliminaire (*i.e.*, sans plasma) a été réalisée. Pour cette simulation, le modèle mathématique utilisé est celui présenté au chapitre 6 et le domaine de calcul est celui de la figure 8.1 du chapitre 8. Les principales conditions aux limites représentant le jet, la chambre de projection et le PSSPP sont les suivantes :

- la chambre de projection est maintenue à 300 K et 4 kPa ;
- la pression statique du jet est de 3 kPa ;
- les profils de température et de pression totales imposés correspondent à des valeurs centrales (maximales) de  $T = 500$  K et  $u = 850$  m/s ;
- le bout du PSSPP est adiabatique, alors que les surfaces du PSSPP et du TBC sont maintenues à 300 K.

Tous les détails concernant cette simulation numérique (maillage, critère de convergence, *etc.*) sont fournis à la section 7.1 du chapitre 7.

La figure 5.10 présente les isocontours de la pression statique du jet. Ceux-ci montrent que la pression derrière le choc induit (*i.e.*,  $p_2$ , qui vaut  $\approx 14$  kPa à la figure 5.10) peut

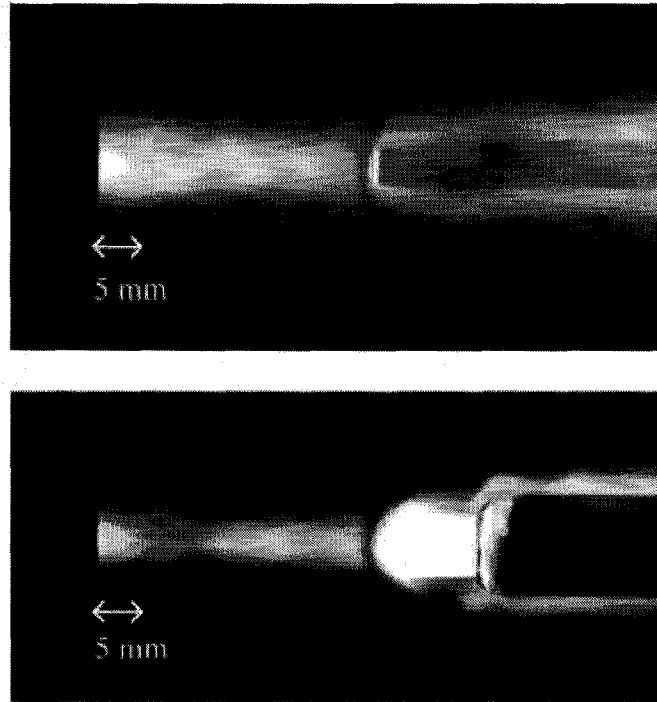


FIG. 5.9 – La sonde d'enthalpie (en haut) et le PSSPP (en bas), insérés dans le jet supersonique de plasma à une distance  $x = 29$  mm du plan de sortie de la torche.

être mesurée le long de la surface cônica du PSSPP. Pour cela, il suffit d'utiliser un positionnement adéquat du point de pression sur la surface du PSSPP, soit une longueur  $d = 2,5$  mm (voir la figure 5.6). Quelques distances " $d$ " ont été testées expérimentalement, toutes plus petites que 2,5 mm, mais comme le montre la figure 5.10, il y a étalement de l'isocontour de pression représentant le choc près de l'extrémité du PSSPP (le long de la surface cônica). C'est donc près de l'extrémité que la pression  $p_2$  doit être mesurée : la valeur choisie ( $d = 2,5$  mm) représente la distance la plus près de l'extrémité du PSSPP pour laquelle il a été possible de machiner l'orifice servant à la mesure de pression.

### 5.3.2 Mesures expérimentales avec le PSSPP

Les mesures de PSSPP ont été réalisées uniquement pour le profil axial du jet afin de mettre en évidence sa caractéristique marquante, *i.e.*, le déséquilibre aérodynamique. C'est la sonde d'enthalpie A de la figure 5.3, recouverte d'un TBC et ayant des diamètres externe et interne de 10 mm et 5 mm respectivement, qui a été utilisée pour ces mesures.

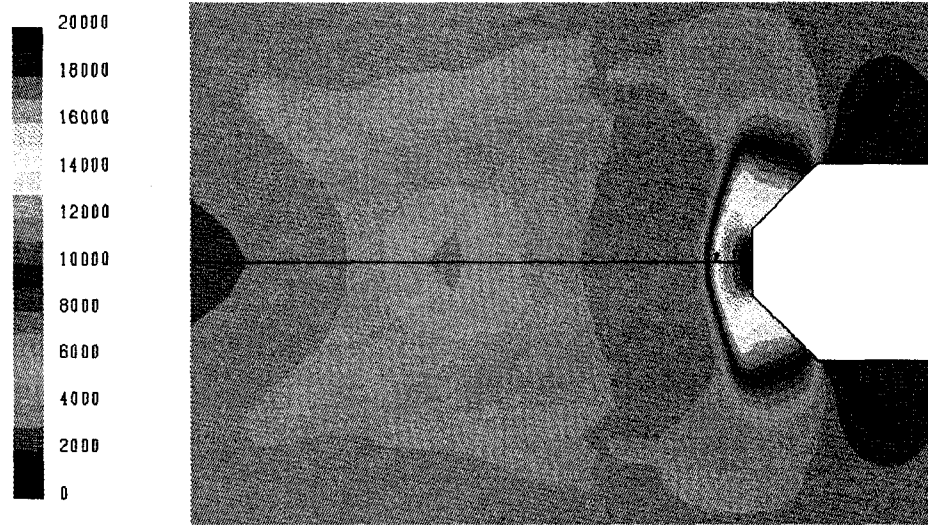


FIG. 5.10 – Pression statique (en Pascal) du jet froid d'argon impactant le PSSPP.

Le PSSPP, d'un diamètre externe de 6 mm, est inséré au bout de la sonde afin de mesurer la pression statique de l'écoulement derrière le choc,  $p_2$ . Le profil axial de pression statique obtenu est présenté à la figure 5.11 : tout comme pour  $p_{o2}$ , la pression statique commence par augmenter en réponse aux ondes de chocs qui se forment à la sortie de la torche. Puis elle se met à osciller, au gré du déséquilibre aérodynamique du jet. L'intensité de ces oscillations diminue le long du jet parce que celui-ci perd son énergie par différents phénomènes dissipatifs qui l'amènent à occuper un volume de plus en plus important dans la chambre.

La figure 5.12, qui combine les deux mesures de pression précédentes ( $p_2$  et  $p_{o2}$ ) sous la forme d'un ratio, permet de montrer que le jet de plasma supersonique est bien sur-détendu. En effet, un retour à l'équation 2.12 montre qu'une faible valeur du ratio  $p_{o2}/p_2$  correspond à un faible nombre de Mach  $M_2$  (derrière le choc induit), alors qu'une plus grande valeur de  $p_{o2}/p_2$  se traduit par un plus grand  $M_2$ . Or, la valeur de  $M_2$  caractérise le choc induit : plus l'écoulement libre (supersonique) a un grand nombre de Mach  $M_1$ , plus le choc est fort et plus le nombre de Mach  $M_2$  de l'écoulement subsonique résultant est petit. Ainsi, dans une zone de compression, le ratio  $p_{o2}/p_2$  est grand, alors que dans une zone d'expansion, il est petit. L'inspection de la figure 5.12 permet de vérifier que l'écoulement est bien sur-détendu. En effet, le ratio  $p_{o2}/p_2$  passe d'abord par un maximum (en  $x \approx 20$  mm), ce qui indique que la pression du jet à la sortie de la torche est inférieure

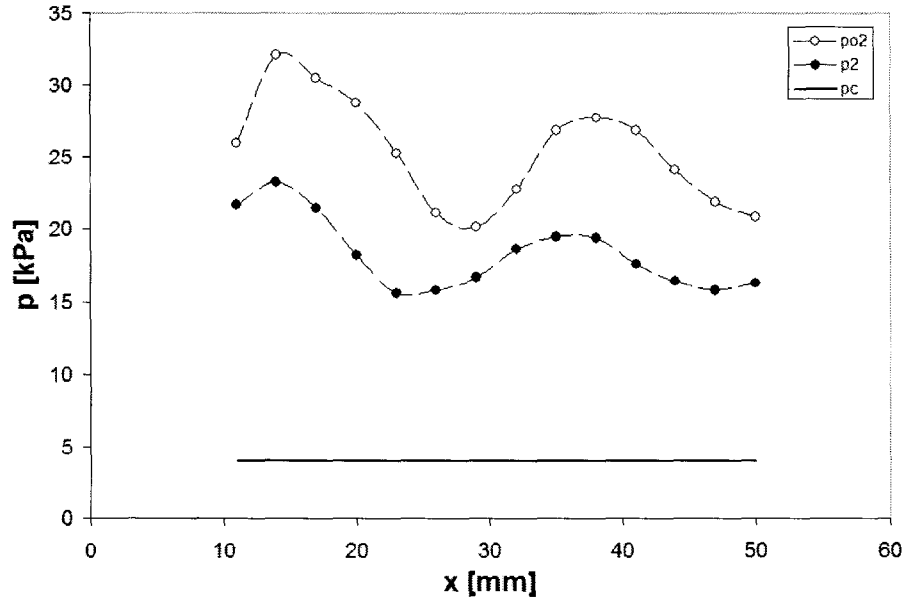


FIG. 5.11 – Pressions totale et statique,  $p_{o2}$  et  $p_2$ , derrière le choc induit ( $p_c$  est la pression de la chambre).

à la pression de chambre ( $p_j < p_c$ ).

### Méthode des lignes de Fanno et de Rayleigh

Une fois  $h_{o2}$ ,  $p_{o2}$  et  $p_2$  mesurées, il est possible de calculer toutes les variables de l'écoulement en "2" ( $h_2$ ,  $T_2$ ,  $u_2$ ,  $M_2$ ,  $\rho_2$  et  $s_2$ ). Pour cela, il est nécessaire de faire l'hypothèse que les équilibres chimique et thermique sont respectés dans le processus de stagnation (*i.e.*, de "2" à "o2"). La composition du plasma est alors obtenue par l'application de la loi de Saha (voir la section 4.1). C'est qu'une mesure expérimentale supplémentaire (comme la densité volumique d'électrons, par une mesure optique) impliquerait un processus mesure-analyse plus long et plus coûteux, peu intéressant pour une implémentation en industrie. Ensuite, les équations représentant le choc peuvent être résolues (équations 2.17-2.19), ce qui permet d'accéder aux variables de l'écoulement devant le choc, en "1". Toutefois, la résolution directe de ce système d'équations non-linéaires est une tâche ardue.

Afin de solutionner les équations de choc, il est possible de mettre à profit la théorie de la dynamique des gaz, en l'occurrence les lignes de Fanno et de Rayleigh [3, 169]. La

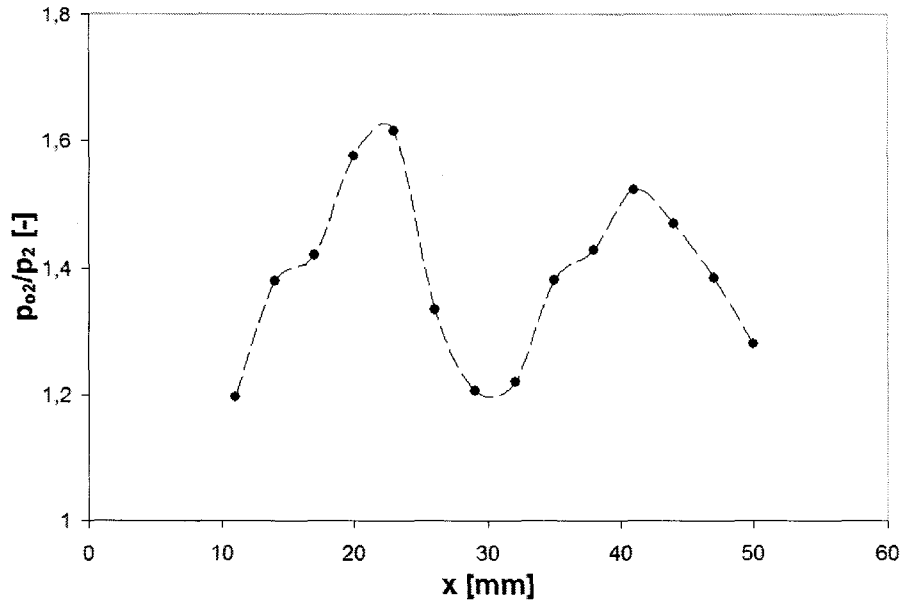


FIG. 5.12 – Ratio de la pression de stagnation sur la pression statique derrière le choc induit le long de l'axe du jet.

"ligne de Fanno" représente la solution simultanée des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement (équations 2.17 et 2.18), alors que la "ligne de Rayleigh" représente la solution simultanée des équations de conservation de la masse et de l'énergie (équations 2.17 et 2.19). La figure 5.13 montre que les intersections des lignes de Fanno et de Rayleigh, sur un diagramme de Mollier, représentent l'écoulement des deux côtés du choc, *i.e.*, en "1" et en "2". Aux points d'intersections, chacune des trois équations de conservation (équations 2.17-2.19) est respectée.

La deuxième loi de la thermodynamique permet de différencier les deux intersections sur le diagramme de Mollier. Pour un choc normal tel que celui qui est décrit à la section 2.2.8, la deuxième loi s'énonce :

$$s_2 = s_1 + s_{choc}, \quad (5.1)$$

car le choc n'est pas un processus isentropique, bien qu'il soit supposé adiabatique. L'intersection portant la plus grande entropie est donc associée à l'écoulement subsonique derrière le choc (*i.e.*, en "2"). Enfin, il est nécessaire d'obtenir les variables de l'écoulement libre supersonique (*i.e.*, en "1") comme la température  $T_1$ , la pression statique  $p_1$ , la masse volumique  $\rho_1$  ou la vitesse axiale  $u_1$  à l'aide des valeurs d'enthalpie et d'entropie obtenues,  $h_1$  et  $s_1$ , qui sont toutes deux des fonctions de la pression statique  $p_1$ . Cette

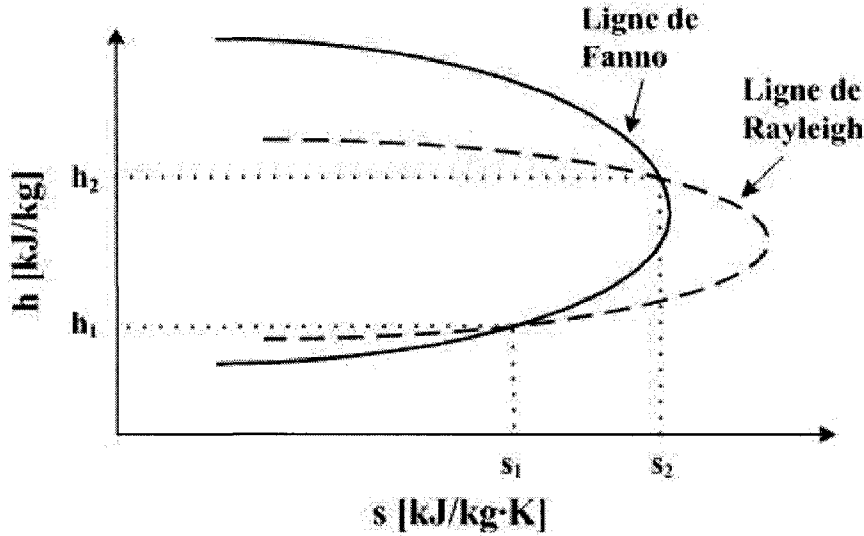


FIG. 5.13 – Diagramme de Mollier illustrant la solution des équations de choc.

façon de résoudre les équations de choc demande donc que le LTE soit respecté autant dans le jet libre (en "1") que derrière le choc (de "2" à "o2").

### Décalage des profils calculés et épaisseur du choc

Le choc induit par l'insertion de la sonde d'enthalpie ou du PSSPP dans le jet de plasma supersonique se trouve à une certaine distance devant l'appareil de mesure. Cette distance est un décalage  $\Delta x$ , schématisé à la figure 3.2, entre les zones "2-o2" et "1". Une telle représentation demande de poser l'hypothèse que l'écoulement derrière le choc (*i.e.*, en "2") soit identique à l'écoulement décéléré dans la sonde d'enthalpie (ou qui frappe le PSSPP) en "o2". Autrement dit, les propriétés de stagnation obtenues ( $h_{o2}$  et  $p_{o2}$ ) à l'intérieur de la sonde d'enthalpie sont considérées représenter l'écoulement juste derrière le choc normal.

Des photographies du jet plasma obtenues grâce à la caméra CCD, pour différentes positions axiales de la sonde d'enthalpie, comme les figures 5.9 ( $x = 29$  mm) et 5.14 ( $x = 35$  mm), permettent d'estimer visuellement le décalage  $\Delta x$  entre la zone "1" et l'extrémité de la sonde d'enthalpie. Ce décalage est inversement proportionnel à la force du choc [3, 169]. En effet, dans les zones de grande vitesse, le choc est fort et se produit plus près de la sonde d'enthalpie. À l'inverse, dans les zones pour lesquelles la vitesse est



FIG. 5.14 – Mesure du jet supersonique par l'insertion de la sonde d'enthalpie (sonde B de la figure 5.3) à 35 mm du plan de sortie de la torche, sur l'axe du jet.

moins grande, le choc est plus faible et se produit plus loin de la sonde d'enthalpie. C'est ce qui explique les oscillations du décalage mesuré en fonction de la position de la sonde d'enthalpie dans le jet de plasma supersonique à la figure 5.15.

Le jet de plasma supersonique (illustré aux figures 5.9 et 5.14) est sur-détendu car la pression de sortie du jet est inférieure à la pression dans la chambre de projection. Il a été expliqué au chapitre 2 que dans un tel écoulement, des ondes de pression sont générées pour ramener la pression du jet à la valeur de la pression de chambre. Des ondes de compression font tout d'abord augmenter la pression de l'écoulement, qui sont suivies d'ondes d'expansion qui la font diminuer, et cette alternance se répète jusqu'à l'équilibrage des pressions. Or, dans une zone de compression, le jet est ralenti, ce qui donne lieu à un "grand" décalage entre le choc normal et la sonde d'enthalpie insérée dans le jet. Au contraire, dans les zones d'expansion, le jet accélère et la distance entre le choc normal et la sonde d'enthalpie est plus faible. Les décalages de la figure 5.15 correspondent bien à la physique des jets sur-détendus, puisque les oscillations montrent de grands décalages en  $x \approx 20$  et  $40$  mm (*i.e.*, des compressions) suivis de faibles décalages en  $x \approx 30$  et  $50$  mm (*i.e.*, des expansions). Un comportement oscillatoire des décalages en lien avec le déséquilibre aérodynamique est aussi observé dans les travaux de Gindrat [72] et Jodoin *et al.* [99] pour un jet supersonique expulsé dans une chambre à 10 kPa.

Enfin, l'observation des figures 5.9 et 5.14 montre que le choc, représenté par la zone sombre (parce que filtrée par la caméra CCD) devant la sonde, semble avoir une épaisseur de l'ordre du millimètre. Or, des simulations de jets à basse pression et basse

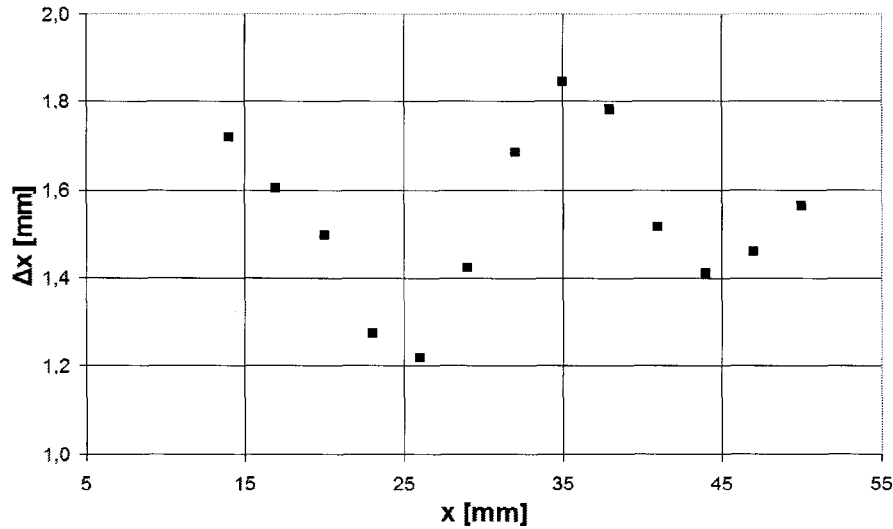


FIG. 5.15 – Estimation de la distance entre le choc normal induit et l'appareil de mesure inséré dans le jet de plasma supersonique. Cette estimation visuelle est faite en associant la zone plus sombre (parce que filtrée) au choc induit.

température frappant une sonde (dont certains résultats sont montrés à la figure 5.10) permettent d'affirmer que même à 4 kPa, les chocs dans l'argon à basse température sont minces. Cet élargissement du choc est donc fort probablement lié à la température élevée et à l'état plasma, pour lesquels les pertes d'énergie par rayonnement et par diffusion sont plus importantes (*e.g.*, la figure 4.4 montre que la viscosité de l'argon quadruple entre 1000 et 6000 K).

### Évaluation des caractéristiques du jet libre

Le procédé de solution par les lignes de Fanno & Rayleigh combine les mesures de sonde d'enthalpie et de PSSPP pour obtenir les variables caractérisant l'écoulement supersonique libre. Les figures 5.16 à 5.20 illustrent la solution obtenue, en tenant compte du décalage  $\Delta x$  entre l'appareil de mesure et le choc normal induit. L'observation simultanée des figures 5.2 et 5.16 indique la correspondance entre les phénomènes observés et mesurés. En effet, sur la figure 5.2, les zones de compression sont indiquées par des zones plus brillantes liées à l'augmentation des pertes par rayonnement (proportionnelles à la pression), qui correspondent qualitativement aux maximum des pressions statiques  $p_1$  et  $p_2$  sur la figure 5.16. Ce comportement (des jets sur-détendus) correspond aux

explications qui accompagnent la figure 2.12.

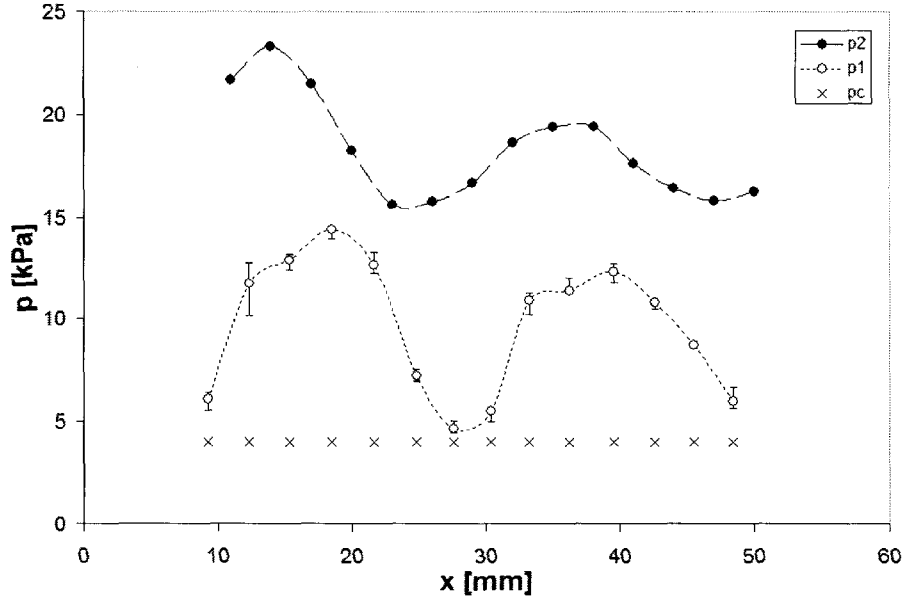


FIG. 5.16 – Pression statique de l'écoulement des deux côtés du choc induit.

Les figures 5.2 et 5.16-5.20 permettent de situer :

1. la première zone de compression entre le plan de sortie de la torche plasma ( $x = 0$  mm) et  $x \approx 20$  mm ;
2. la première zone d'expansion entre  $20 \text{ mm} < x < 30 \text{ mm}$  ;
3. la deuxième zone de compression entre  $30 \text{ mm} < x < 40 \text{ mm}$  ;
4. la deuxième zone d'expansion entre  $40 \text{ mm} < x < 50 \text{ mm}$ .

Plus loin en aval, les effets de la turbulence se font sentir, ce qui accélère la transition du jet vers le régime subsonique et l'équilibrage de la pression statique du jet avec la pression de chambre. Par ailleurs, les variables caractérisant le jet de plasma supersonique portent des barres d'erreur qui résultent du processus de mesure expérimentale et plus particulièrement de la mesure d'enthalpie de stagnation  $h_{o2}$ . C'est le profil axial d'enthalpie  $h_1$  (figure 5.17) qui est le plus affecté par les erreurs expérimentales, car il montre des fluctuations de  $\pm 8\%$ . Les autres variables du jet supersonique sont moins sensibles aux erreurs expérimentales puisqu'elles portent des barres d'erreur d'amplitude plus faible :  $\pm 4\%$  pour la distribution de pression axiale  $p_1$  et  $\pm 2\%$ , ou même moins, pour les autres variables ( $T_1$ ,  $u_1$  et  $M_1$ ).

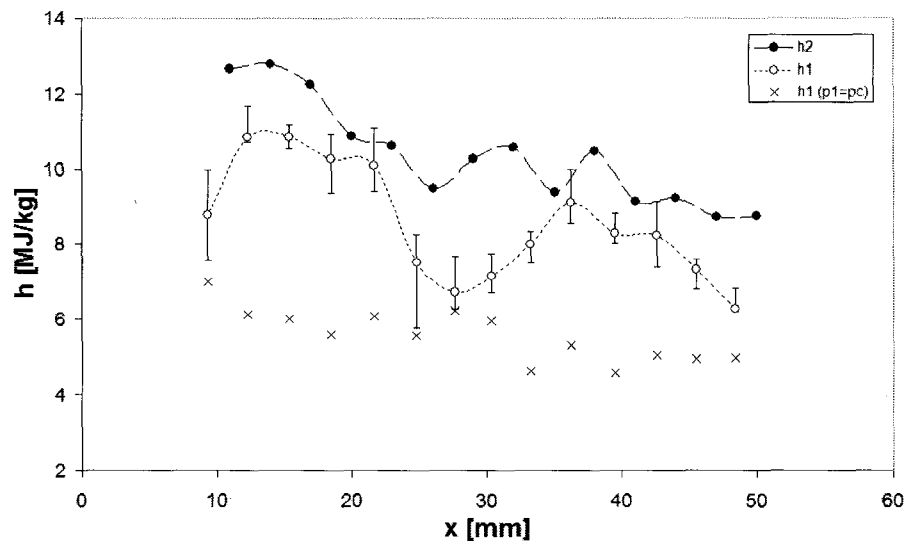


FIG. 5.17 – Enthalpie de l'écoulement des deux côtés du choc induit.

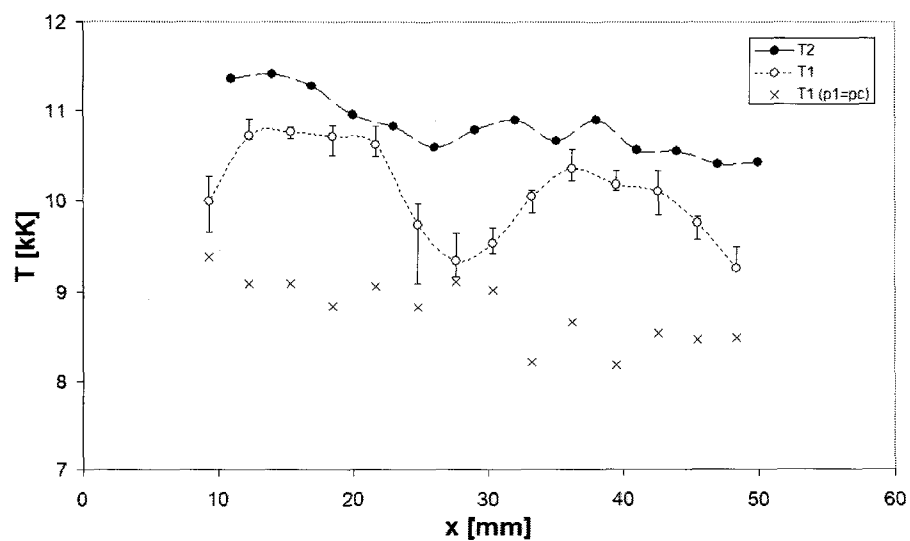


FIG. 5.18 – Température de l'écoulement des deux côtés du choc induit.

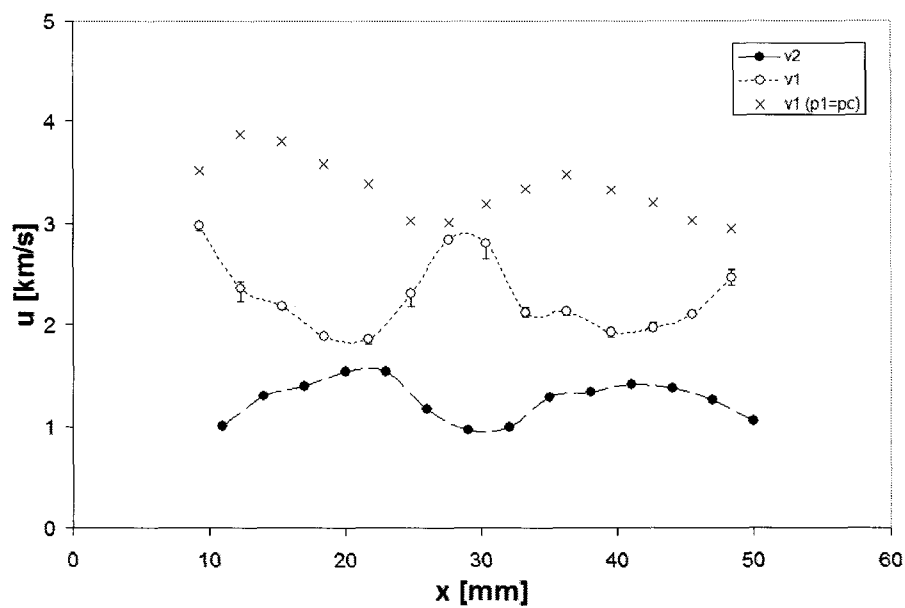


FIG. 5.19 – Vitesse de l'écoulement des deux côtés du choc induit.

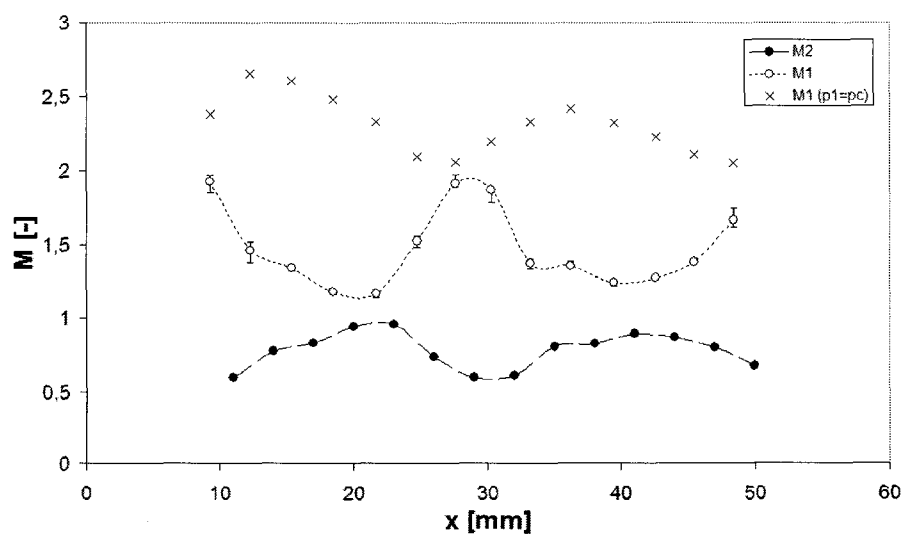


FIG. 5.20 – Nombre de Mach de l'écoulement des deux côtés du choc induit.

Cinq observations fondamentales à propos des figures 5.16-5.20 peuvent être formulées, qui confirment la validité de la solution obtenue :

1. les pressions statiques, les enthalpies et les températures devant le choc ( $p_1$ ,  $h_1$  et  $T_1$ ), prennent toutes des valeurs plus faibles que les pressions statiques, les enthalpies et les températures derrière le choc ( $p_2$ ,  $h_2$  et  $T_2$ ) ;
2. les nombres de Mach devant le choc sont tous plus grands que l'unité, alors que les nombres de Mach derrière le choc sont tous plus petits que l'unité ;
3. toutes les variables du jet de plasma oscillent avec une intensité décroissante le long de l'axe du jet ;
4. la pression statique du jet supersonique ( $p_1$ ) atteint une valeur supérieure à  $p_c$  dans la première zone de compression et aussi faible que  $p_c$  dans la première zone d'expansion ;
5. les profils axiaux des variables en "1" et en "2" se rapprochent l'un de l'autre lorsque la pression et la température augmentent (*i.e.*, compression), et s'éloignent lorsqu'elles diminuent (*i.e.*, expansion).

Les deux premières observations confirment que la solution obtenue représente bien les caractéristiques d'une onde de choc normale, ce qui est soutenu par la figure 5.2 montrant les premières zones de compression et d'expansion. La troisième observation montre que le jet supersonique est bien dans un état de déséquilibre aérodynamique par la présence d'oscillations, ce qui mène à la quatrième observation, selon laquelle l'hypothèse  $p_1 = p_c$  est fautive dans ce type d'écoulement. À cet effet, les figures 5.16 à 5.20 portent une troisième distribution axiale, indiquée par des "X", qui résulte de l'utilisation des mesures de sonde d'enthalpie ( $h_{o2}$  et  $p_{o2}$ ) sous l'hypothèse que le jet est en équilibre aérodynamique (*i.e.*,  $p_1 = p_c$ ), ce qui permet de résoudre les équations 2.16 et 3.5. Les valeurs ainsi obtenues sont particulièrement erronées dans les zones de compression où les vitesses sont sur-estimées de  $\approx 100\%$  et les températures sous-estimées de  $\approx 20\%$ . L'hypothèse  $p_1 = p_c$  est donc à proscrire dans l'étude des jets supersoniques en déséquilibre aérodynamique. Enfin, la cinquième observation exprime l'idée que dans les zones de compression, l'écoulement supersonique est "plus lent" et le choc (normal) induit est de faible intensité, ce qui occasionne une faible décélération ; les variables du jet des deux côtés du choc prennent alors des valeurs similaires ( $x \approx 20$  et  $x \approx 40$  mm). Au contraire, dans les zones d'expansion, l'écoulement supersonique "plus rapide" occasionne une onde de choc normale de plus grande intensité ; la décélération qui en

résulte est plus importante et les variables du jet des deux côtés du choc ont des valeurs dissemblables ( $x \approx 30$  et  $x \approx 50$  mm).

### Limitations de la méthode du PSSPP

À la section 5.3.2 est présentée une méthode novatrice qui permet de caractériser des jets de type LPPS. Cette méthode a la particularité de ne pas faire la supposition que la pression statique du jet supersonique soit égale à la pression de chambre. Cette hypothèse d'équilibre aérodynamique, qui est souvent invoquée dans la littérature, empêche de capturer correctement les oscillations des variables de l'écoulement qui caractérisent la plupart des jets supersoniques en industrie comme en laboratoire. Malgré tout, certaines précautions ou limitations doivent être prises en compte dans l'application de la nouvelle méthode, particulièrement au niveau de : (i) la conception du PSSPP et (ii) l'hypothèse du LTE dans la solution des équations de choc.

À propos du point (i), le design actuel du PSSPP n'est certainement pas optimal. Il serait avantageux de construire une sonde-PSSPP, c'est-à-dire une sonde d'enthalpie sans ouverture axiale, mais ayant plutôt un point de pression hors axe pour mesurer la pression statique du jet. Cela permettrait :

- un meilleur refroidissement du PSSPP, puisque pour l'instant ce "bouchon" de tungstène reçoit un flux de chaleur élevé, comme le montre son importante ré-émission de rayonnement lorsqu'inséré dans le jet de plasma ;
- l'utilisation de la technique de mesure sonde d'enthalpie-PSSPP pour des pressions de chambre plus élevées ou lors de l'utilisation de mélanges de gaz plasmagènes, puisque ces deux conditions entraînent une augmentation du flux de chaleur au PSSPP ;
- d'éliminer le joint entre le PSSPP et la sonde d'enthalpie, là où des fuites se produisent après un certain temps, lorsque les surfaces de contact entre les deux objets s'érodent, ce qui détériore la qualité des mesures obtenues.

Une autre limitation liée à la conception du PSSPP est le positionnement du point de pression sur celui-ci (*i.e.*, la longueur  $d$  à la figure 5.6). Lorsque les conditions de l'écoulement changent (*e.g.*, d'une zone de compression à une zone d'expansion), la force du choc induit par l'insertion d'un appareil de mesure est modifié. Cela affecte la réaccélération le long de la surface du PSSPP. Autrement dit, la pression statique qui représente la valeur derrière le choc induit ne sera pas toujours atteinte au même point sur la surface du PSSPP. Cependant, l'entassement des courbes de pression, décrit par la modélisation, laisse entrevoir de faibles variations pour  $d$  selon la fourchette de valeurs testées pour les

conditions du jet. Il demeure donc possible, dans la pratique, d'utiliser un seul PSSPP.

Le fait que le jet soit expulsé dans une chambre à 4 kPa permet de mettre en doute l'hypothèse de LTE invoquée pour le calcul de la composition du plasma. En effet, pour une pression ambiante aussi faible, il y a une diminution marquée des collisions au sein du plasma, ce qui favorise l'apparition du déséquilibre thermique entre les particules lourdes et les électrons. De plus, les grandes vitesses associées au régime supersonique ont tendance à inhiber les réactions chimiques au sein du jet de plasma. Il est donc probable que les calculs de la composition du jet de plasma, basés sur la loi de Saha dans l'interprétation des mesures de PSSPP, ne représentent pas la réalité. La densité d'électrons est plus élevée que ce qu'en dit la loi de Saha (*i.e.*,  $n_e > n_e^{Saha}$ ), car le jet supersonique est caractérisé par un court temps de résidence. L'hypothèse d'équilibre chimique (et thermique) a été introduite pour permettre de mener à bien le processus de solution. Il serait peu pratique d'ajouter une mesure supplémentaire à la technique combinant les mesures de sonde d'enthalpie et de PSSPP. Cela alourdirait considérablement les coûts et le temps requis pour caractériser le jet, puisque cette mesure supplémentaire proviendrait d'un système de mesure optique.

La prise en compte des déséquilibre chimique et thermique n'est possible ni dans les mesures de sonde d'enthalpie, ni dans les nouvelles mesures avec le PSSPP. C'est que de telles mesures ne peuvent faire la différence entre les températures des particules lourdes et des électrons (*i.e.*,  $T_h$  et  $T_e$ ), sans compter qu'elles ne fournissent aucune information sur la composition du plasma (*i.e.*, la densité électronique  $n_e$ ). Cependant, s'il existe des zones approchant du LTE dans le jet, la nouvelle méthode de mesure combinant la sonde d'enthalpie et le PSSPP devient alors un outil de diagnostic valable. Les zones de compression, par exemple, sont des zones dans lesquelles la pression et la température du jet augmentent, favorisant l'atteinte de l'équilibre thermique ( $T_h = T_e$ ). À ce propos, la plupart des modèles de jets de type LPPS prédisent que  $T_e \approx T_h$  le long de l'axe du jet [10, 27, 28, 52].

Enfin, afin de pousser un peu plus loin le développement de la nouvelle méthode de mesures expérimentales, il est intéressant de faire appel aux simulations numériques pour représenter le processus de mesure. Les résultats de ces simulations vont permettre de vérifier et de critiquer la validité des hypothèses retenues dans la nouvelle méthode, et de confirmer certaines tendances observées expérimentalement, comme l'épaississement du choc. C'est la mise en œuvre de ces simulations numériques qui occupe les derniers chapitres de la thèse.

# Chapitre 6

## Modèle mathématique pour un écoulement de plasma supersonique à basse pression

Au chapitre 5, une nouvelle méthode de mesures expérimentales basée sur la technique de sonde d'enthalpie est présentée. Cette méthode du PSSPP permet la caractérisation des jets de plasma supersoniques à basse pression en déséquilibre aérodynamique. Cependant, le processus d'analyse des mesures repose sur certaines hypothèses, la plus importante étant que le choc induit par la présence du PSSPP dans l'écoulement de plasma, ainsi que la stagnation qui en résulte, sont des régions en équilibre thermique et chimique (*i.e.*, en LTE)<sup>1</sup>. La complexité de la prise de mesures dans ces jets empêche toute vérification expérimentale ; c'est pourquoi il devient attrayant d'utiliser un modèle numérique afin de simuler l'insertion du PSSPP dans un jet de plasma supersonique. Les résultats de cette simulation permettront une critique de l'hypothèse du LTE invoquée dans la méthode du PSSPP.

Ce chapitre présente donc le modèle mathématique formulé dans le but de simuler un jet de plasma supersonique dans lequel est inséré un PSSPP, au bout d'une sonde d'enthalpie. Ce modèle doit pouvoir traiter les états de déséquilibre aérodynamique, chimique et thermique qui peuvent exister dans un jet de plasma supersonique à basse pression. Le chapitre se divise en trois parties. À la section 6.1, les hypothèses de mise en œuvre du modèle sont présentées. Puis, à la section 6.2 sont écrites les équations

---

<sup>1</sup>L'hypothèse du LTE entre les régions "1", "2" et "o2" du plasma permet la résolution des équations de choc par la méthode des lignes de Fanno et de Rayleigh.

de conservation à résoudre pour les variables à l'étude. Enfin, les détails numériques du modèle sont abordés à la section 6.3, *i.e.*, le passage des équations mathématiques vers la forme discrétisée sous laquelle elles sont résolues.

## 6.1 Hypothèses

Dans le modèle mathématique, l'écoulement de plasma est représenté par les hypothèses suivantes :

1. Le plasma respecte le continuum et peut être décrit par les équations de Navier-Stokes, ce qui implique que les plus petites dimensions considérées dans le modèle, *i.e.*, les cellules du maillage, sont supérieures au libre parcours moyen des particules du plasma, et *a fortiori* à la longueur de Debye ( $\lambda_D$ ). Muntz *et al.* [128] ont défini un paramètre empirique qui permet de vérifier qu'un jet à basse pression respecte bien le continuum, comme c'est le cas dans cette thèse (voir la table 6.1) ;
2. L'écoulement de plasma est axisymétrique et turbulent, sans vitesse angulaire. L'association des termes "axisymétrie" et "turbulence" est paradoxal puisque la turbulence est un phénomène intrinsèquement tridimensionnel, dont la nature statistique proscrit une description purement analytique. Cependant, il est habituel d'utiliser une géométrie bidimensionnelle afin de représenter un jet rond, du moment que des mesures expérimentales permettent la calibration du modèle de turbulence ;
3. L'écoulement de plasma est compressible, ce qui implique que les méthodes numériques employées soient aptes à traiter les équations elliptiques (*i.e.*, le régime subsonique) ou hyperboliques (*i.e.*, le régime supersonique) ;
4. Le caractère instationnaire du jet issu de la torche DC n'est pas pris en compte parce que les fluctuations temporelles se font à de très petites échelles, aux environs de  $100 \mu s$  [55] ;
5. Le plasma est non-corrélé, c'est donc un gaz parfait (*i.e.*,  $\Gamma < 1$ ) dont la pression, la température et la masse volumique sont liées par la relation d'état  $p = \rho RT$  ;
6. Le plasma respecte la quasi-neutralité (électrique), et seule la première ionisation de l'argon est prise en considération ;
7. Les électrons et les particules lourdes se déplacent à la même vitesse dans le plasma, ce qui implique que les forces de Coulomb maintiennent les ions et les électrons à

proximité (*i.e.*, quasi-neutralité)<sup>2</sup>;

8. L'écoulement de plasma est (possiblement) en déséquilibre chimique et thermique. Ces déséquilibres sont associés aux grandes vitesses et aux faibles pressions du jet de plasma, comme l'explique la section 1.2.7. Lorsque le nombre de collisions dans le plasma est suffisamment élevé et que le temps caractéristique de l'écoulement est inférieur au temps caractéristique des réactions chimiques, les équilibres chimique et thermique sont respectés [18, 123];
9. La présence des champs électromagnétiques est négligée dans le jet de plasma puisque l'arc électrique est maintenu (entre la cathode et l'anode) à l'intérieur de la torche DC, qui ne fait pas partie du domaine de calcul étudié;
10. L'effet de la gravité est négligé puisque les gaz ont une faible masse volumique. De plus, comme la masse volumique diminue lorsque la température augmente, celle-ci prend des valeurs encore plus faibles pour un plasma;
11. Le plasma est un milieu optiquement mince, ce qui suppose qu'il ne réabsorbe pas l'énergie qu'il émet par rayonnement. Cette perte énergétique est généralement donnée par le coefficient volumique d'émission nette, qui représente le cumulatif du rayonnement des lignes spectrales les plus importantes, selon le type d'atomes considérés, à l'intérieur d'une colonne cylindrique de plasma [97, 117];
12. La concentration des ions et des électrons est contrôlée par la diffusion ambipolaire, puisque les interactions entre particules chargées se font sur de plus grandes distances que celles entre particules neutres.

Dans leurs travaux sur des jets à très basse pression, Muntz *et al.* [128] ont établi un paramètre définissant le passage entre les régimes moléculaire, transitoire et le continuum. Ce paramètre se définit comme :

$$\zeta = \frac{D}{T} \sqrt{P_j P_c}, \quad (6.1)$$

et porte des unités de J/m<sup>2</sup>·K. Le critère indiquant le respect du continuum est  $\zeta > 2k_B/\sigma$ , avec  $\sigma$  le diamètre de collision d'un gaz. Pour l'argon, le diamètre pour la collision neutre-neutre est  $\sigma = 3,4 \times 10^{-10}$  m, et le critère est donc :

$$\zeta \times 10^3 > 0,237. \quad (6.2)$$

---

<sup>2</sup>Sous l'effet d'un champ électromagnétique externe, la vitesse des électrons peut différer de celle des particules lourdes [134].

| $T_e = T_h$ [K] | $P_j$ [kPa] |      |      |      |
|-----------------|-------------|------|------|------|
|                 | 1           | 2    | 3    | 4    |
| 5000            | 4,60        | 6,51 | 7,97 | 9,20 |
| 7500            | 3,07        | 4,34 | 5,31 | 6,13 |
| 10000           | 2,30        | 3,25 | 3,98 | 4,60 |
| 12500           | 1,84        | 2,60 | 3,19 | 3,68 |
| 15000           | 1,53        | 2,17 | 2,66 | 3,07 |

TAB. 6.1 – Paramètre  $\zeta \times 10^3$  en fonction de la température et de la pression du jet expulsé dans une chambre à 4 kPa.

Les valeurs prescrites pour évaluer le paramètre  $\zeta$  sont le diamètre de sortie de la torche ( $D = 11,5$  mm) et la pression de chambre ( $P_c = 4$  kPa) pour plusieurs valeurs de la pression dans le plan de sortie de la torche ( $P_j = 1, \dots, 4$  kPa) et de la température du jet ( $T = 5000, \dots, 15000$  K). L'inspection de la table 6.1 renforce la première hypothèse puisque le continuum est respecté pour les conditions de jet considérées. En effet, même si  $\zeta$  est défini pour des jets de gaz non-ionisés, ce critère permet tout de même d'estimer le comportement d'un jet modérément ionisé (*i.e.*, un plasma dans lequel les collisions de type neutre-neutre ont un rôle à jouer).

## 6.2 Équations de conservation

Les variables à résoudre dans le modèle mathématique du jet de plasma d'argon supersonique en déséquilibre aérodynamique, thermique et chimique sont :

- la pression  $p$  ;
- la fraction massique d'électrons  $y_e$  ;
- les vitesses axiale et radiale,  $u$  et  $v$  ;
- l'énergie totale des particules lourdes  $E_h$  (de laquelle découle la température  $T_h$ ) ;
- l'énergie interne des électrons  $e_e$  (de laquelle découle la température  $T_e$ ).

Les équations de conservation pour toutes ces variables (sauf la pression) s'écrivent sous la forme canonique :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v} \phi) = \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) + S_\phi. \quad (6.3)$$

L'équation 6.3 est formée de trois termes représentant respectivement l'advection, la conduction et les sources pour une variable  $\phi$  quelconque. Ces termes impliquent différents

processus physiques qui entraînent les variations de  $\phi$  : l'advection est liée au mouvement du fluide, la conduction dépend d'une propriété du fluide (la conductibilité,  $\Gamma_\phi$ ), alors que  $S_\phi$  est un terme "fourre-tout" permettant d'inclure n'importe quel autre phénomène physique dans l'équation de conservation.

Dans ce qui suit, les équations de conservation sont tout d'abord écrites sous l'hypothèse que l'écoulement est axisymétrique, compressible et laminaire. Puis, à la section 6.2.6, sont abordés la turbulence et son effet sur les équations de conservation.

### 6.2.1 Conservation de la masse

La conservation de la masse appliquée au jet de plasma à basse pression s'écrit dans sa forme conservative comme :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (6.4)$$

### 6.2.2 Conservation de la masse des électrons

Le plasma d'argon étant formé de plusieurs espèces, soient des particules lourdes (*i.e.*, atomes et ions d'argon) et des électrons, il est nécessaire d'en connaître la composition chimique. Pour ce faire, l'équation de conservation de la masse des électrons est résolue, qui s'exprime dans sa forme conservative par :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v} y_e) = \nabla \cdot [\rho D_{amb} \nabla y_e] + \dot{Y}_e. \quad (6.5)$$

Dans l'équation 6.5, le membre de droite est composé de la diffusion (ambipolaire) et du terme source  $\dot{Y}_e$  qui représente la production/disparition d'électrons (en kg/m<sup>3</sup>.s) :

$$\dot{Y}_e = m_e \dot{n}_e. \quad (6.6)$$

Le terme de production/disparition des électrons,  $\dot{n}_e$ , provient de l'équation 4.9.

### 6.2.3 Conservation de la quantité de mouvement

La quantité de mouvement étant une grandeur vectorielle, dans un système bidimensionnel, elle demande la résolution de deux équations de conservation. Celles-ci représentent la conservation de la quantité de mouvement selon les directions  $z$  et  $r$ , qui peuvent être regroupées sous la forme conservative suivante :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \vec{\tau}, \quad (6.7)$$

dans laquelle  $\vec{\tau}$  est le tenseur des contraintes visqueuses [13], dont les composantes s'expriment par :

$$\tau_{jk} = \mu \left[ \left( \frac{v_k}{x_j} + \frac{v_j}{x_k} \right) + \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{v}) \delta_{jk} \right]. \quad (6.8)$$

### 6.2.4 Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est écrite en fonction de l'énergie totale  $E$  ( $= e + (\vec{v})^2/2$ ). En supposant l'équilibre thermique (*i.e.*,  $T_e = T_h = T$ ) dans le jet de plasma, cette équation d'énergie s'écrit, sous forme conservative :

$$\nabla \cdot \left[ \rho \vec{v} \left( E + \frac{p}{\rho} \right) \right] = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + \nabla \cdot \left[ \sum_j \rho D_{amb} h_j \nabla y_j \right] + \Phi_\mu - \dot{E}_I - \dot{E}_R. \quad (6.9)$$

Dans l'équation 6.9, le terme lié à la diffusion d'enthalpie (*i.e.*, le terme  $\propto D_{amb}$ ) est négligé puisque dans les écoulements supersoniques, le transport d'énergie dû à l'advection dans le fluide est largement supérieur au transport d'énergie dû à la diffusion d'enthalpie des espèces. Les termes sources représentent respectivement la dissipation visqueuse ( $\Phi_\mu$ ), l'ionisation et la recombinaison du plasma ( $\dot{E}_I$ ) et les pertes par rayonnement ( $\dot{E}_R$ ).

La mise en œuvre du principe de conservation de l'énergie pour le plasma à deux températures demande de scinder l'équation 6.9 en deux parties. Cette scission repose sur la grande différence de masse entre les électrons ( $m_e \approx 9,1 \times 10^{-31}$  kg) et les atomes et ions d'argon ( $m_a \approx m_i \approx m_h \approx 6,6 \times 10^{-26}$  kg). La dérivation formelle des équations de conservation pour un plasma à deux températures est présentée dans l'ouvrage de Mitchner & Kruger [123].

### Conservation de l'énergie des électrons

La faible masse des électrons implique que leur énergie cinétique est négligeable devant leur énergie thermique, *i.e.*,  $\rho_e (\vec{v})^2/2 \ll \rho_e c_p^e T_e$  [10]. L'équation d'énergie des électrons est donc écrite en fonction de l'énergie interne des électrons,  $e_e$  ( $= h_e - p_e/\rho_e$ ). Dans sa forme conservative, cette équation s'exprime par :

$$\nabla \cdot \left[ \rho_e \vec{v} \left( e_e + \frac{p_e}{\rho_e} \right) \right] = \nabla \cdot (\kappa_e \nabla T_e) + \dot{E}_P - \dot{E}_I - \dot{E}_R - \dot{E}_{eh}. \quad (6.10)$$

Le premier terme source de l'équation 6.10 est le travail des électrons dans l'écoulement de plasma, qui s'écrit :

$$\dot{E}_P = \vec{v} \cdot \nabla p_e. \quad (6.11)$$

Le deuxième terme source représente l'ionisation et la recombinaison au sein du plasma :

$$\dot{E}_I = E_i \dot{n}_e, \quad (6.12)$$

dont le terme de production/disparition des électrons,  $\dot{n}_e$ , provient de l'équation 4.9.

Le troisième terme source représente les pertes d'énergie par rayonnement pour un plasma optiquement mince (*i.e.*, qui ne réabsorbe pas de rayonnement). Une expression pour ce terme est donnée dans le travail de Beulens *et al.* [12] en fonction des densités volumiques des électrons et des atomes :

$$\dot{E}_R = 53,759 \left( \frac{n_e}{10^{20}} \right)^{1,25} \left( \frac{n_a}{10^{24}} \right) + 25720 \left( \frac{n_e}{10^{20}} \right)^{1,57} + 910 \left( \frac{n_e}{10^{20}} \right)^2. \quad (6.13)$$

Le dernier terme source,  $\dot{E}_{eh}$ , exprime l'échange d'énergie due aux collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes au sein du plasma. Il est décrit plus en détail à la section 6.2.5. Dans l'équation 6.10, ce terme est négatif parce que la source électrique (*i.e.*, la torche DC), excite d'abord les électrons, qui redistribuent ensuite une partie de leur énergie aux particules lourdes.

### Conservation de l'énergie des particules lourdes

Les grandes vitesses des jets plasma supersoniques requièrent la prise en compte de l'énergie cinétique des particules lourdes, en plus de leur énergie interne. C'est pourquoi l'équation de conservation de l'énergie des particules lourdes est résolue pour la variable  $E_h$  ( $= e_h + (\vec{v})^2/2$ ). Dans sa forme conservative, cette équation s'écrit :

$$\nabla \cdot \left[ \rho_h \vec{v} \left( E_h + \frac{p_h}{\rho_h} \right) \right] = \nabla \cdot (\kappa_h \nabla T_h) + \Phi_\mu + \dot{E}_{eh}. \quad (6.14)$$

Le premier terme source de l'équation 6.14 exprime la dissipation d'énergie par l'effet de la friction. Pour un écoulement bidimensionnel et axisymétrique, ce terme s'écrit :

$$\frac{\Phi_\mu}{\mu} = 2 \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{v}{r} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \frac{2}{3} \left( \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2. \quad (6.15)$$

Le deuxième terme source,  $\dot{E}_{eh}$ , représente l'échange d'énergie dû aux collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes au sein du plasma (présenté à la section 6.2.5). Dans l'équation 6.14,  $\dot{E}_{eh}$  est positif parce que les particules lourdes reçoivent l'énergie des électrons.

### 6.2.5 Terme source collisionnel des plasmas à deux températures

Il a été établi au chapitre 2 que ce sont les collisions élastiques entre les particules du plasma qui permettent d'atteindre l'état d'équilibre thermique. Dans le cadre du processus collisionnel, il s'agit d'évaluer l'importance des interactions entre les particules lourdes et les électrons. Ainsi, lorsque les vitesses thermiques des particules sont Maxwelliennes, le taux de collisions élastiques  $\nu_{eh}$  s'écrit [123] :

$$\nu_{eh} = \sqrt{\frac{8k_B T_e (m_e + m_h)}{\pi m_e m_h}} \left[ n_a \overline{Q}_{ea}^{(1,1)} + n_i \overline{Q}_{ei}^{(1,1)} \right], \quad (6.16)$$

et l'énergie transférée s'exprime par :

$$\dot{E}_{eh} = \frac{3}{2} k_B (T_e - T_h) 2 \frac{m_e m_h}{(m_e + m_h)^2} n_e \nu_{eh}, \quad (6.17)$$

mais puisque  $m_e \ll m_h$ , cette relation devient simplement :

$$\dot{E}_{eh} = 3k_B (T_e - T_h) \frac{m_e}{m_h} n_e \nu_{eh}. \quad (6.18)$$

Dans l'équation 6.18, plus la pression ambiante est élevée et plus les densités volumiques ( $n_e$ ,  $n_i \equiv n_e$  et  $n_a$ ) sont grandes, ce qui augmente le transfert d'énergie. Cependant, ce transfert demeure plutôt inefficace puisque le ratio  $m_e/m_h$  vaut  $\approx 1,4 \times 10^{-5}$  pour l'argon.

La figure 6.1 montre la comparaison entre les termes collisionnels  $\dot{E}_{eh}$  obtenus selon divers taux de collisions élastiques ( $\nu_{eh}$ ) en fixant la température des particules lourdes ( $T_h$ ) à 10000 K et la pression de chambre ( $p_c$ ) à 4 kPa pour  $\theta = T_e/T_h = 1,1-2$ . Les  $\nu_{eh}$  proviennent des différentes expressions utilisées pour représenter les sections de collision de l'argon (*i.e.*,  $Ar - e$  et  $Ar^+ - e$ ) dans les travaux de Mostaghimi *et al.* [126], Tanaka [177], Chang & Pfender [27], Beulens *et al.* [12], Bartosiewicz *et al.* [10] et Hoffert & Lien [90]. Par ailleurs, dans le calcul du terme  $\dot{E}_{eh}$  selon l'approche de Tanaka [177], les intégrales de collision utilisées sont celles de Limoges [6] : ce terme est alors identique à celui qui est utilisé dans cette thèse.

Les  $\dot{E}_{eh}$  qui ont été calculés selon les approches de Mostaghimi *et al.* [126], Tanaka [177] et Beulens *et al.* [12] prennent tous des valeurs similaires car ils dépendent de sections de collision récentes, alors que ceux calculés selon les approches de Chang & Pfender [27], Bartosiewicz *et al.* [10] et de Hoffert & Lien [90] se démarquent. Les différences entre ces différents  $\dot{E}_{eh}$  sont respectivement imputables à l'utilisation : (i) de sections de collision moins récentes pour [27] et [90] et (ii) des taux de collisions de Burm *et al.* [23] plutôt que des sections de collision appropriées pour [10].

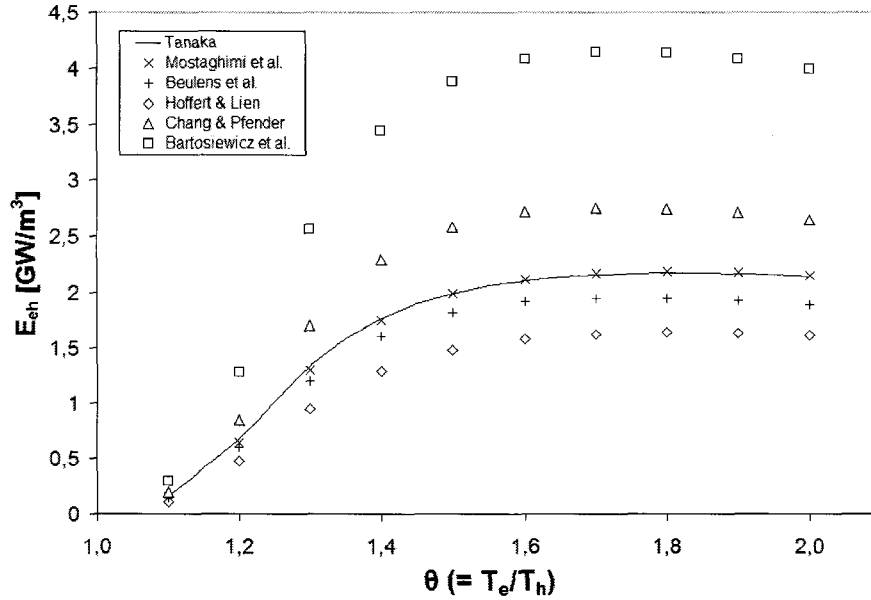


FIG. 6.1 – Terme source collisionnel  $\dot{E}_{eh}$  en fonction du paramètre de déséquilibre  $\theta$  pour  $T_h = 10000$  K et  $p = 4$  kPa.

### 6.2.6 Turbulence

Les équations de conservation qui résultent de la prise en compte de la turbulence sont nommées "RANS" (*Reynolds Averaged Navier-Stokes equations*). Leur formulation demande de prendre une moyenne temporelle des équations de conservation afin de capturer les fluctuations aléatoires liées à la turbulence. Les variables de l'écoulement  $\phi$ , qui s'écrivent alors  $\phi = \bar{\phi} + \phi'$ , sont formées d'une valeur moyenne  $\bar{\phi}$  soumise à des fluctuations  $\phi'$ . Il n'existe pas de solution analytique aux équations RANS. C'est que le passage à la turbulence des équations de conservation fait apparaître un terme au comportement méconnu,  $\overline{\rho v'_j v'_k}$ , nommé "tenseur de Reynolds", qui rend le système d'équations de conservation indéterminé. Il est alors nécessaire de "boucler" (*closure*) ce système d'équations par la formulation d'hypothèses, souvent basées sur l'empirisme.

Différents modèles de turbulence à deux équations sont disponibles dans la littérature, mais le plus célèbre est le modèle k- $\epsilon$  de Jones, Launder & Spalding [101, 112]. Dans cette famille de modèles, les variables mises en équation afin de représenter les phénomènes de la turbulence sont l'énergie cinétique turbulente,  $k$ , et le taux de dissipation de cette énergie,  $\epsilon$ . Les modèles de turbulence de la famille k- $\epsilon$  reposent tous sur l'hypothèse

de Boussinesq, selon laquelle le tenseur de Reynolds dépend des gradients de vitesse du fluide. Cette hypothèse implique que la viscosité turbulente,  $\mu_t$ , soit une grandeur scalaire isotrope, à l'instar des coefficients de transport laminares.

### Modifications aux équations de conservation

Le passage à la turbulence amène à résoudre un système d'équations de conservation moyennées pour obtenir les champs de variables  $\overline{\phi}$ . Dans l'écriture des équations de conservation, outre le fait que les valeurs moyennes ne soient pas indiquées comme telles afin de simplifier la notation, il est remarquable de noter que leur apparence demeure la même. Ainsi, l'effet de la turbulence est pris en compte, dans :

- l'équation 6.5 en remplaçant le terme " $\rho D_{amb}$ " par " $\rho D_{amb} + \mu_t / Sc_t$ ";
- les équations 6.7 et 6.8 en remplaçant le coefficient de viscosité  $\mu$  par  $\mu^{ef}$ ;
- l'équation 6.9 en remplaçant le coefficient de conductibilité thermique  $\kappa$  par  $\kappa^{ef}$ ;
- l'équation 6.10 en remplaçant le coefficient de conductibilité thermique  $\kappa_e$  par  $\kappa_e^{ef}$ ;
- l'équation 6.14 en remplaçant le coefficient de conductibilité thermique  $\kappa_h$  par  $\kappa_h^{ef}$ .

La turbulence modifie donc les coefficients de transport du plasma, puisque :

$$\mu^{ef} = \mu + \mu_t \quad (6.19)$$

et

$$\kappa^{ef} = \kappa + \kappa_t. \quad (6.20)$$

Dans le cas d'un plasma à deux températures, la conductibilité thermique de translation turbulente s'écrit alors :

$$\kappa^{ef} = \kappa_e^{ef} + \kappa_h^{ef} = \sum_j (\kappa_j + y_j \kappa_t), \quad (6.21)$$

afin d'accommoder les équations 6.10 et 6.14. Les valeurs de la viscosité turbulente  $\mu_t$ , du nombre de Schmidt turbulent  $Sc_t$  et de la conductibilité thermique turbulente  $\kappa_t$  dépendent toutes du modèle de turbulence employé.

### Modèle *Standard* k- $\epsilon$

Les variables représentant la turbulence pour le modèle *Standard* k- $\epsilon$ , ou sk- $\epsilon$ , sont l'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) ainsi que le taux de dissipation de cette énergie turbulente ( $\epsilon$ ). Les équations de conservation pour  $k$  et pour  $\epsilon$  s'écrivent respectivement

[63] :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v} k) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + G_k - \rho \epsilon - Y_M, \quad (6.22)$$

et

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v} \epsilon) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] + C_1 \frac{\epsilon}{k} G_k - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}. \quad (6.23)$$

Dans ces équations, le terme  $G_k$  représente la production d'énergie cinétique turbulente, alors que le terme  $Y_M$  est lié à la dissipation d'énergie turbulente causée par la dilatation de l'écoulement compressible. Par ailleurs, les variables  $\sigma_k$  et  $\sigma_\epsilon$  sont les nombres de Prandtl turbulents pour  $k$  et  $\epsilon$ , alors que  $C_1$  et  $C_2$  sont des constantes. Celles-ci ont été obtenues par une calibration avec différents écoulements de fluides usuels (*i.e.*, l'eau et l'air aux conditions STP). Enfin, pour ce modèle, la viscosité turbulente s'écrit :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (6.24)$$

alors que la conductibilité thermique effective d'une espèce "j" dans le plasma s'écrit :

$$\kappa_j^{ef} = \kappa_j + y_j \frac{c_p^j \mu_t}{Pr_t}. \quad (6.25)$$

Les valeurs de  $C_\mu$ , du nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t$  et du nombre de Schmidt turbulent  $Sc_t$  sont toutes constantes [63].

### Autre modèle de turbulence

Un autre modèle de turbulence de la famille  $k$ - $\epsilon$  est disponible dans le code commercial de CFD utilisé [63] : il s'agit du modèle *Realizable*  $k$ - $\epsilon$ , ou  $rk$ - $\epsilon$ . L'intérêt d'employer ce modèle repose principalement sur le fait qu'il permet de prédire la propagation des jets ronds, ce qui n'est pas le cas du modèle *Standard*  $k$ - $\epsilon$ . La dénomination "*Realizable*" indique que ce modèle satisfait à certaines contraintes mathématiques imposées au tenseur de Reynolds [170]. Le modèle  $rk$ - $\epsilon$  utilise lui aussi les relations 6.24 et 6.25 afin de représenter la viscosité turbulente et la conductibilité thermique effective.

## 6.3 Détails numériques

Dans cette section sont donnés les détails de la mise en œuvre du modèle de jet de plasma présenté à la section précédente. Il s'agit d'un aperçu du passage de la forme mathématique à la forme numérique du système d'équations de conservation à solutionner.

### 6.3.1 Maillage

Le solveur d'équations différentielles partielles utilisé comporte un générateur de maillage puissant qui permet de faciliter la création du domaine de calcul [63]. Ce générateur permet de créer des maillages triangulaires (*i.e.*, non-structurés), qui ont la propriété de bien s'adapter aux géométries les plus complexes. Cependant, des cellules de maillage non-alignées avec l'écoulement dans le domaine de calcul favorisent l'apparition de diffusion numérique qui peut altérer la solution. Parce que le domaine de calcul mis en œuvre dans ce travail est simple (voir la figure 8.1 au chapitre 8), mais aussi pour minimiser la diffusion numérique, le maillage utilisé est structuré, *i.e.*, les cellules du maillage sont des parallélogrammes alignés avec l'écoulement. Seules de petites régions du domaine de calcul près des surfaces de la sonde d'enthalpie (*i.e.*, le TBC) et du PSSPP font exception à cette règle, puisqu'elles ont dû être maillées avec des cellules triangulaires.

### 6.3.2 Solveur

La discrétisation des équations de conservation est faite par une technique basée sur l'approche des volumes de contrôle [140]. Le système d'équations de conservation discrétisées est linéarisé avant d'être solutionné à l'aide d'un solveur de type Gauss-Seidel utilisant un procédé de correction des erreurs numériques de type AMG (*Algebraic Multi-Grid*) [63]. C'est la forme séquentielle du solveur qui est utilisée, puisqu'elle permet de résoudre chaque équation de conservation séparément, et d'en ajuster le facteur de sous-relaxation de façon indépendante. L'algorithme du solveur séquentiel est présenté à la figure 6.2. Enfin, la conservation de la masse est renforcée par l'utilisation d'une équation de correction de la pression (*i.e.*, qui introduit la pression comme variable dans l'équation 6.4). Le schéma de correction de la pression utilisé est le célèbre SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*) de Patankar & Spalding [141].

### Convergence de la solution

Lorsque des simulations numériques sont mises en œuvre, il est nécessaire de déterminer des critères par lesquels juger de la qualité de la solution obtenue. De façon usuelle, outre la validation du modèle qui demande une comparaison avec des mesures expérimentales, trois critères permettent de s'assurer de la qualité d'une solution numérique (de type CFD). Il s'agit de :

1. boucler le bilan de masse ;

2. vérifier l'indépendance du maillage ;
3. obtenir des résidus qui diminuent de plusieurs ( $\approx 3 - 6$ ) ordres de grandeur.

Le premier critère est vital dans les simulations représentant des écoulements compressibles, pour lesquels masse volumique et pression sont fortement interreliées. Sa mise en application demande de calculer le débit massique à travers chaque frontière du domaine de calcul. Si le nombre de frontières est dénoté  $F$ , ce bilan de masse ( $BM$ ) s'écrit :

$$BM = \sum_F \rho v_n A_n, \quad (6.26)$$

avec  $n$  la direction normale à la frontière. Il faut alors que ce bilan respecte une certaine valeur seuil  $\beta$ , tel que :

$$BM \leq \beta. \quad (6.27)$$

L'ordre de grandeur de ce critère est généralement  $\beta \approx 10^{-3} - 10^{-5}$  dans les écoulements de plasma compressibles [10, 165].

Le deuxième critère demande de réaliser la même simulation numérique sur plusieurs maillages différents afin de s'assurer de son indépendance face au nombre de cellules du maillage. Il est par ailleurs nécessaire que les cellules du maillage soient assez grandes afin d'obtenir des valeurs moyennées, mais assez petites pour que ces valeurs demeurent locales.

Enfin, le troisième critère demande de définir le résidu  $R_\phi$ , pour n'importe quelle variable résolue  $\phi$ , sous la forme mathématique :

$$R_\phi = \left| \frac{\sum_N (\phi^{m+1} - \phi^m)}{\sum_N \phi^m} \right|. \quad (6.28)$$

Dans l'équation 6.28, "m" est un indice pseudo-temporel (ou itératif) alors que "N" indique le nombre de cellules composant le maillage. Le résidu représente donc le changement de la solution pour une variable  $\phi$  d'une itération ( $m$ ) à l'autre ( $m + 1$ ). Cette différence s'additionne pour chacune des  $N$  cellules du maillage, et la somme est ensuite normalisée. La convergence de la solution numérique est observée lorsque les résidus passent sous une valeur seuil, *i.e.*,  $R_\phi \leq \eta$ , habituellement  $\eta \approx 10^{-3} - 10^{-6}$ .

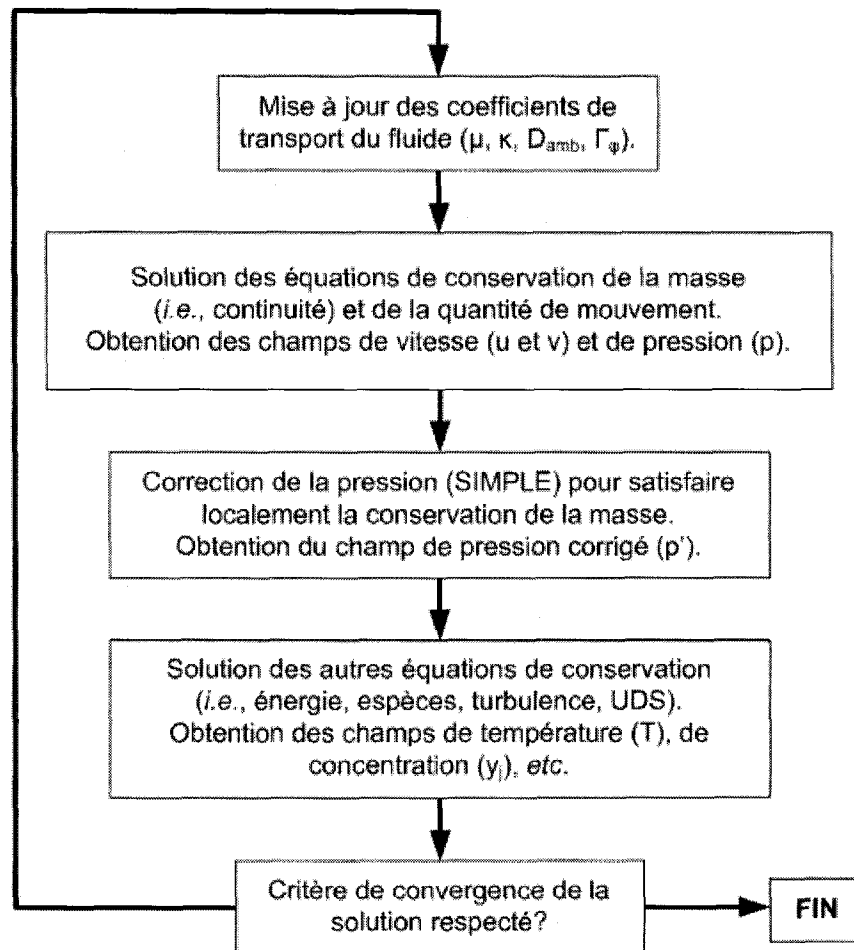


FIG. 6.2 – Algorithme du solveur séquentiel utilisé pour résoudre les équations de conservation discrétisées.

# Chapitre 7

## Tests préliminaires du modèle mathématique

Ce chapitre présente des tests numériques élaborés afin de s'assurer que le modèle mathématique, qui sera utilisé pour simuler le processus des mesures par PSSPP dans un jet de plasma supersonique au chapitre 8, est adéquat. Ces tests sont nécessaires parce qu'il n'existe pas de modèle mathématique validé pour représenter les jets de plasma supersoniques à basse pression : cette absence de validation montre l'intérêt de développer l'approche du PSSPP. Il est donc crucial de vérifier le comportement du modèle mathématique avant de l'utiliser pour critiquer la méthode du PSSPP. Cette vérification est réalisée grâce aux cas tests de ce chapitre, qui ciblent particulièrement certains comportements du modèle mathématique :

- le premier test, à la section 7.1, aborde la dynamique des fluides à basse pression ;
- le deuxième test, à la section 7.2, traite des états d'équilibres thermique et chimique dans un plasma d'argon au repos ;
- le troisième test (ou plutôt série de tests), à la section 7.3, décrit les comportements physico-chimiques des jets de plasmas de type LPPS.

Enfin, la section 7.4 montre l'influence des coefficients de transport, du modèle de turbulence et de la dissipation visqueuse sur les jets de plasma obtenus à la section 7.3.

Dans ce chapitre, les résultats de modélisation sont souvent présentés sous la forme de graphiques, *i.e.*, les figures 7.2-7.5 et 7.9-7.32. Ceux-ci montrent des courbes portant des points, qui représentent les valeurs au centre des cellules du maillage utilisé dans le processus de solution numérique. Afin de souligner cet état de fait, les figures concernées portent la mention "Résultats de modélisation".

## 7.1 Simulation d'un jet d'argon à froid

Avant de passer à la simulation de jets de plasma, il est intéressant d'étudier le comportement d'un jet d'argon supersonique à basse pression et basse température impactant une sonde d'enthalpie munie d'un PSSPP. Une telle simulation a pour objectif de confirmer que les comportements de la dynamique des fluides ne sont pas modifiés par les conditions de basse pression de cet écoulement supersonique.

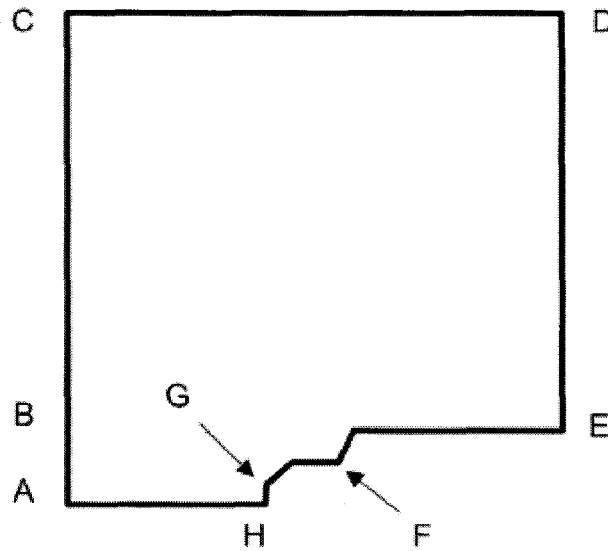


FIG. 7.1 – Domaine de calcul pour le jet à basse température et basse pression impactant le PSSPP.

Pour ce jet d'argon à basse température et basse pression, les propriétés et les coefficients de transport sont constants ( $c_p$ ,  $\gamma$ ,  $\mu$  et  $\kappa$ ) et la masse volumique est obtenue par la loi des gaz parfaits. Il y a donc une seule équation d'énergie qui est résolue, et la turbulence est prise en compte par l'entremise du modèle de turbulence  $rk-\epsilon$ . La chambre de projection est maintenue à 300 K et 4 kPa, alors que les jets ont une température et une vitesse maximales (au centre) de  $T = 500$  K et  $u = 850$  ou  $650$  m/s. Les profils d'entrée pour les variables du jet ont la même forme que ceux qui sont présentés à la section 8.1.3 ( $n_T = 2$  et  $n_v = 4$ ), avec des valeurs à la paroi de la torche ( $r = 0,00575$  m) de  $T = 300$  K et  $u = 0$  m/s. Le domaine de calcul pour la mise en œuvre du modèle est illustré à la figure 7.1, alors que l'ensemble des conditions aux limites est présenté dans

le tableau 7.1.

Le maillage original du domaine de calcul comprend 6351 cellules, dont l'arrangement dans la zone d'écoulement entre le plan de sortie de la torche (*i.e.*, la frontière A-B à la figure 7.1) et l'extrémité du PSSPP (*i.e.*, la frontière G-H) est d'une cellule par millimètre. Cependant, dans le but de bien capturer le choc, le maillage est adapté devant le PSSPP pour qu'il y ait quatre cellules par millimètre dans cette zone ( $0,012 \text{ m} < x < 0,017 \text{ m}$ ). Ce maillage adapté compte 7188 cellules. Quant au modèle, les équations de conservation sont discrétisées au second ordre, ce qui est essentiel pour capturer le choc, et les critères de convergence utilisés sur les résidus sont de  $1 \times 10^{-3}$  pour la continuité et de  $1 \times 10^{-5}$  pour les autres variables. Enfin, le bilan de masse sur les frontières à travers lesquelles le fluide peut s'écouler (A-B, B-C, C-D et D-E) boucle à moins de  $1 \times 10^{-8} \text{ kg/s}$ .

| Limite      | $u, v \text{ [m/s]}$          | $p \text{ [kPa]}$ | $T \text{ [K]}$                     | $k \text{ [m}^2\text{/s}^2\text{]}$ | $\epsilon \text{ [m}^2\text{/s}^3\text{]}$        |
|-------------|-------------------------------|-------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------------------------|
| A-B         | profil $p_o$<br>équation 2.12 | $p_j$             | profil $T_o$<br>équation 2.11       | profil $k$                          | profil $\epsilon$                                 |
| B-C/C-D/D-E | $\nabla_n(u, v) = 0$          | $p_c$             | $\nabla_n T = 0$<br>ou $T^{recirc}$ | $\nabla_n k = 0$<br>ou $k^{recirc}$ | $\nabla_n \epsilon = 0$<br>ou $\epsilon^{recirc}$ |
| E-F         | 0                             | -                 | $T_{TBC}$                           | LL                                  | LL                                                |
| F-G         | 0                             | -                 | $T_{PSSPP}$                         | LL                                  | LL                                                |
| G-H         | 0                             | -                 | $\nabla_n T = 0$                    | LL                                  | LL                                                |
| H-A         | $\nabla_n u = 0, v = 0$       | $\nabla_n p = 0$  | $\nabla_n T = 0$                    | $\nabla_n k = 0$                    | $\nabla_n \epsilon = 0$                           |

TAB. 7.1 – Description des conditions aux limites pour le domaine de calcul du modèle mathématique. Légende : " $\nabla_n$ " indique la composante normale du gradient, " $T_{TBC}$ " = " $T_{PSSPP}$ " = " $T^{recirc}$ " = 300 K, " $p_c$ " = 4 kPa, " $p_j$ " = 4 ou 3 kPa,  $k^{recirc} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ,  $\epsilon^{recirc} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^3$  et "LL" indique la loi logarithmique à la paroi.

Trois jets ont été simulés : les deux premiers sont en équilibre aérodynamique et ont des vitesses maximales de 650 m/s (cas A) et 850 m/s (cas B) respectivement, alors que le troisième est en déséquilibre aérodynamique ( $p_j = 3 \text{ kPa}$ , *i.e.*, jet sur-détendu, cas C),

également pour une vitesse de 850 m/s. Les solutions numériques qui ont été obtenues sont décrites par les distributions axiales de la pression statique, du nombre de Mach, de la vitesse axiale et de la température aux figures 7.2 à 7.5, respectivement. De plus, les isocontours du nombre de Mach pour ces trois simulations sont présentés à l'annexe D.

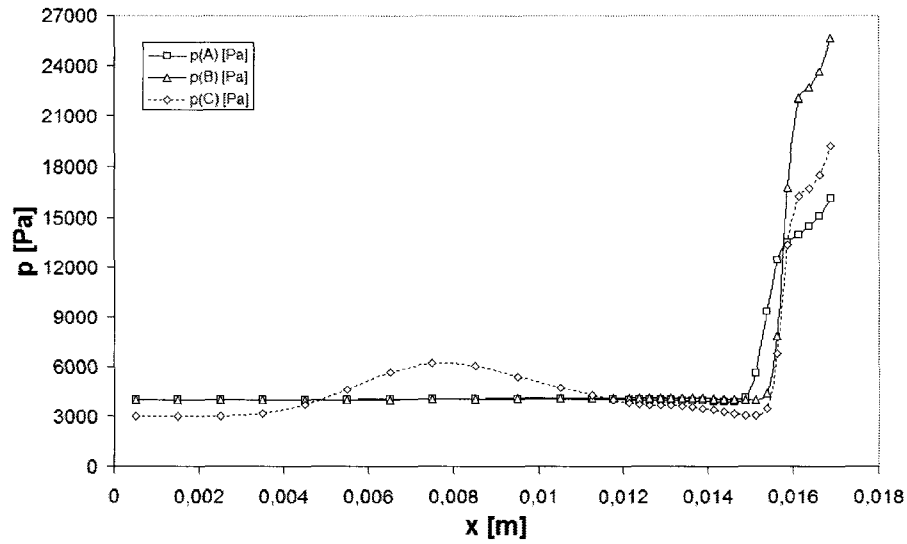


FIG. 7.2 – Résultats de modélisation : pression statique des jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP.

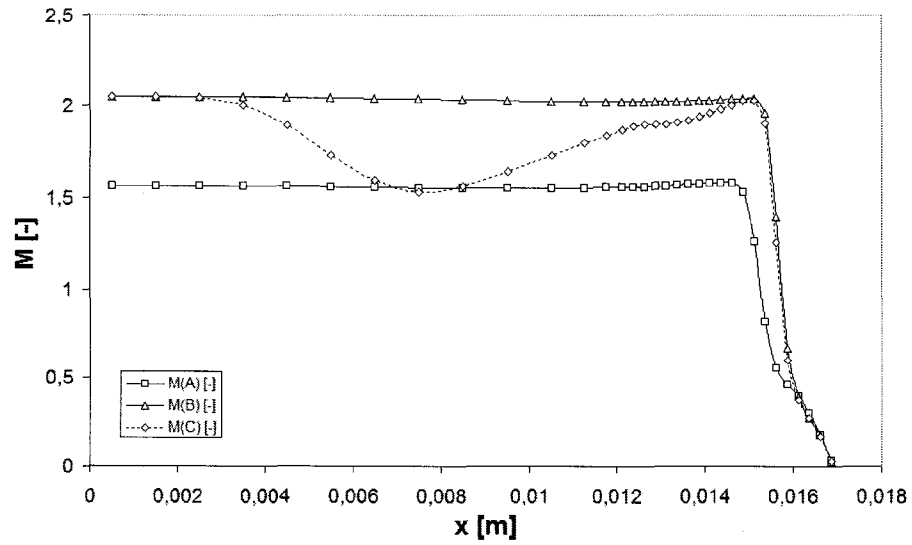


FIG. 7.3 – Résultats de modélisation : nombre de Mach des jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP.

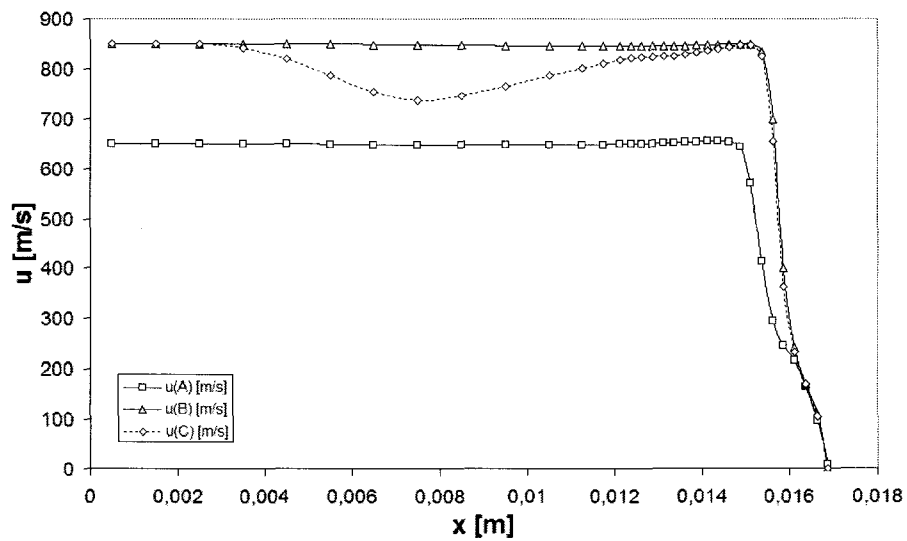


FIG. 7.4 – Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP.

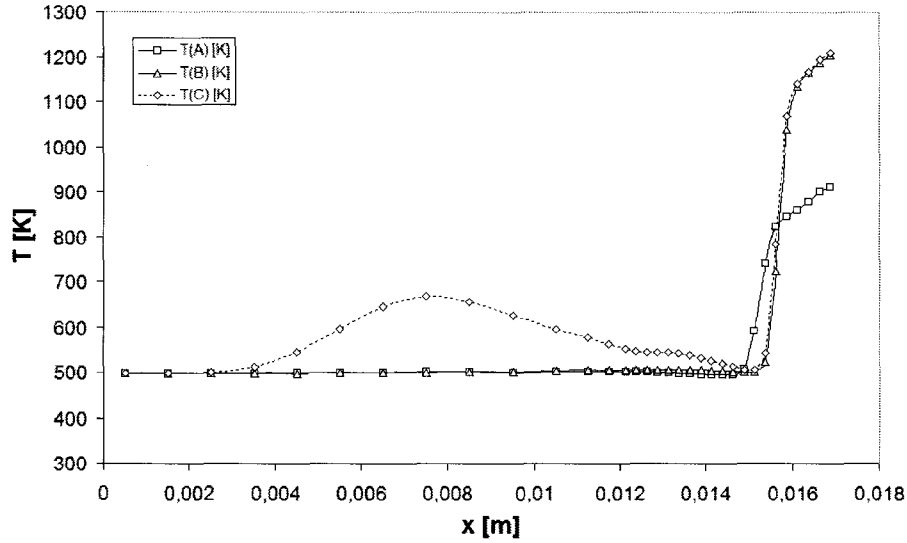


FIG. 7.5 – Résultats de modélisation : température des jets d’argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP.

L’analyse des résultats consiste principalement à retracer la présence d’un choc normal devant le PSSPP, et à en relier les caractéristiques aux différences entre les trois cas simulés. Les distributions du nombre de Mach (figure 7.3) et de la vitesse axiale (figure 7.4) illustrent clairement la discontinuité associée à la présence d’un choc normal : pour le jet à 650 m/s, le choc se situe en  $x \approx 0,01575$  m alors que pour les jets à 850 m/s, il se situe en  $x \approx 0,016$  m (l’extrémité du PSSPP se situe en  $x = 0,017$  m). Ainsi, plus le jet supersonique a un nombre de Mach élevé, plus le choc se produit près de l’obstacle qui induit sa présence, tel que le prédit la théorie [3, 169].

Le déséquilibre aérodynamique est bien celui qui peut être associé aux jets sur-détendus, dans lesquels des ondes de choc se développent, dès l’expulsion du jet de la tuyère, qui permettent d’augmenter la pression du jet. Cette compression, dont le maximum est situé en  $x \approx 0,008$  m aux figures 7.2 à 7.5, est illustrée par :

- l’augmentation de la pression statique et de la température ;
- la diminution de la vitesse axiale ;
- la diminution subséquente du nombre de Mach, puisque la vitesse du son est proportionnelle à la température.

La comparaison des trois jets montre que le déséquilibre aérodynamique amène une pression de stagnation plus faible lorsque la vitesse du jet est plus faible, ou lorsque le jet

est sur-détendu. La relation de Rayleigh, pour un tube de pitot (ou un PSSPP) inséré dans un écoulement supersonique, est donnée par l'équation 2.16 du chapitre 2. Elle permet d'estimer la valeur de la pression de stagnation derrière le choc ( $p_{o2}$ ), à partir de la pression et du nombre de Mach du jet ( $p_1$  et  $M_1$ ), en supposant que la stagnation est un processus isentropique [169]. Les pressions de stagnation calculées par la relation 2.16 sont respectivement de 16,26 kPa (cas A), 25,38 kPa (cas B) et 19,04 kPa (cas C). Ces valeurs correspondent bien aux pressions de stagnation devant le PSSPP (en  $x = 0,017$  m) à la figure 7.2, ce qui confirme que le solveur permet bien de capturer l'apparition du choc induit devant le PSSPP, même à basse pression.

Enfin, les isocontours du nombre de Mach à l'annexe D montrent que derrière le PSSPP, la réaccélération du jet en équilibre aérodynamique est plus importante que celle du jet en déséquilibre aérodynamique. C'est que ce dernier dissipe partiellement son énergie à travers les ondes de choc qui apparaissent afin de ramener la pression du jet vers la pression de chambre.

Tous ces résultats confirment que le solveur est apte à représenter la dynamique des écoulements à basse pression, car ils correspondent aux comportements théoriquement anticipés à la pression atmosphérique. Les sections qui suivent abordent des cas tests étudiant des plasmas thermiques plutôt qu'un écoulement d'argon à basse température.

## 7.2 Plasma au repos : retour à l'équilibre

Dans cette section, un deuxième cas test est élaboré pour mettre en évidence la capacité du modèle mathématique à traiter les déséquilibres thermique et chimique. Il s'agit de maintenir (thermiquement) isolé, dans une enceinte fermée, un plasma initialement en déséquilibre thermique et chimique. Le cas test consiste à laisser ce plasma relaxer vers l'état LTE afin de confirmer le rôle des termes sources dans les équations de conservation du modèle.

### 7.2.1 Description du cas test

La simulation numérique pour le deuxième cas test possède les caractéristiques suivantes :

- la géométrie est une boîte bidimensionnelle de 20 mm  $\times$  20 mm ;
- cette boîte est remplie d'argon à 25 ou à 101 kPa ;
- les faces de la boîte sont adiabatiques et le flux d'électrons  $y$  est nul ;

- la température initiale des particules lourdes est fixée à  $T_h = 8000$  K, et celle des électrons à  $T_e = 10000$  K (*i.e.*, déséquilibre thermique);
- la composition initiale du plasma est calculée par la loi de Saha pour un état d'équilibre thermique hypothétique à  $T = 10250$  K (*i.e.*, déséquilibre chimique).

Les autres détails de la mise en œuvre numérique sont les suivants : (i) le maillage utilisé comporte 10000 cellules carrées, (ii) les équations de conservation sont discrétisées au premier ordre, (iii) le critère de convergence est fixé à  $1 \times 10^{-6}$  pour toutes les variables solutionnées et (iv) le pas de temps est de  $dt = 1 \times 10^{-7}$  s. Puisque le gaz est au repos à l'intérieur de la boîte, les équations de conservation de la quantité de mouvement ne sont pas résolues et il n'y a pas de terme advectif dans les équations de conservation. La diffusion d'enthalpie liée aux gradients de concentration des espèces du plasma est prise en compte. Enfin, les coefficients de transport utilisés dans les équations de conservation, qui contiennent les termes sources  $\dot{Y}_e$ ,  $\dot{E}_I$  et  $\dot{E}_{eh}$  (voir le chapitre 6), sont calculés selon l'approche de Tanaka [177].

### 7.2.2 Résultats numériques

La figure 7.6 présente les distributions temporelles des températures  $T_e$  et  $T_h$  obtenues pour les deux pressions ambiantes considérées. Le retour à l'équilibre thermique se fait en  $\approx 1$  ms (*i.e.*,  $\log(-3)$  ms), peu importe la pression ambiante à l'intérieur de la boîte. La température finale à 25 kPa est plus grande qu'à 101 kPa parce que la densité volumique est plus faible à basse pression (*i.e.*, pour les mêmes températures initiales, le degré d'ionisation est plus élevé à basse pression). Les tendances des températures  $T_e$  (à la baisse) et  $T_h$  (à la hausse) sont en accord avec les valeurs initiales, ce qui confirme le rôle du terme source  $\dot{E}_{eh}$ , grâce auquel les deux distributions de particules s'échangent leur énergie par des collisions élastiques. Dans le cas présent, ce sont les électrons, initialement plus chauds, qui cèdent leur énergie aux particules lourdes.

La figure 7.7 montre l'évolution temporelle de la densité volumique des électrons  $n_e$  en fonction de la pression ambiante. Ces densités électroniques à 25 et 101 kPa sont comparées aux valeurs de la densité électronique obtenues par la loi de Saha pour les valeurs ponctuelles de  $T_e$  et  $T_h$ . L'équation de Saha, qui représente l'équilibre chimique, est généralement donnée par la relation suivante<sup>1</sup> pour les plasmas à deux températures

---

<sup>1</sup>En fait, cette relation a été présentée au chapitre 4 puisque le membre de gauche provient de l'équation 4.7, alors que le membre de droite provient de l'équation 4.2 (pour  $\xi = e$ ).

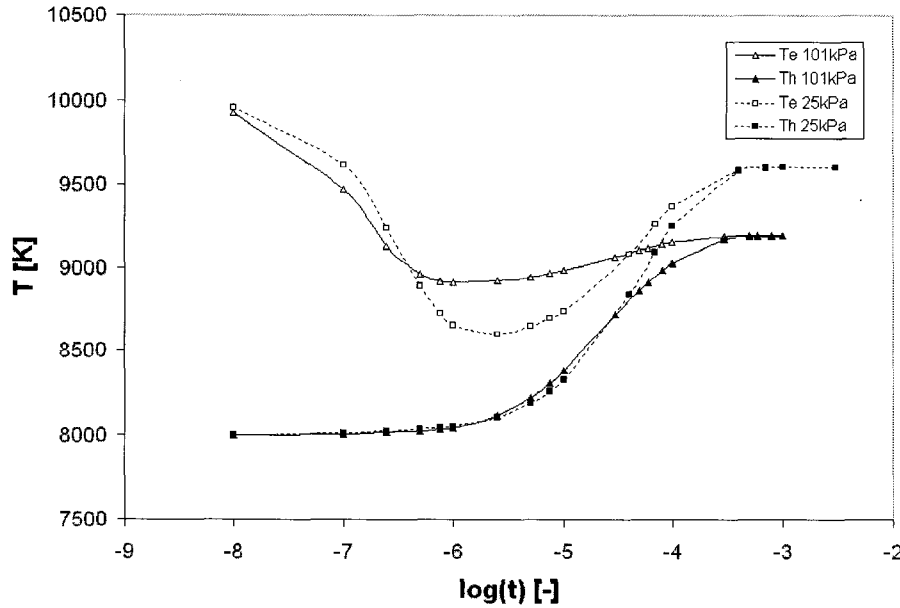


FIG. 7.6 – Évolution temporelle des températures  $T_e$  et  $T_h$  de l'argon en fonction de la pression dans une enceinte adiabatique.

[184] :

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = 2 \frac{Z_i}{Z_a} \left( \frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_i}{k_B T_e}}. \quad (7.1)$$

Malgré le déséquilibre initialement imposé, l'équilibre chimique est atteint lorsque les variations de température se résorbent après  $\approx 1$  ms. Puisque les constantes cinétiques utilisées sont dérivées à l'équilibre chimique (voir le chapitre 4), il est malaisé de tenter une analyse du comportement temporel de la densité électronique. Tout au moins est-il possible d'observer que  $n_e$  montre la même tendance à la baisse que la température  $T_e$ , qui régit le mécanisme réactionnel. Cette baisse est aussi attribuable à la diminution du nombre total de particules dans le plasma à mesure qu'augmente la température  $T_h$ , car  $n_{tot} = n_a + n_i + n_e = p/(k_B T_h)$ . Les termes sources  $\dot{Y}_e$  et  $\dot{E}_I$  jouent donc bien leur rôle dans la description de la composition chimique du plasma d'argon.

Le résultat principal de ce cas test est le retour (théoriquement anticipé) au LTE. Cela confirme que les termes sources implémentés dans le modèle mathématique sont aptes à décrire les évolutions simultanées de la composition chimique et des températures du plasma d'argon. La section suivante traite d'un plasma en écoulement plutôt qu'au repos.

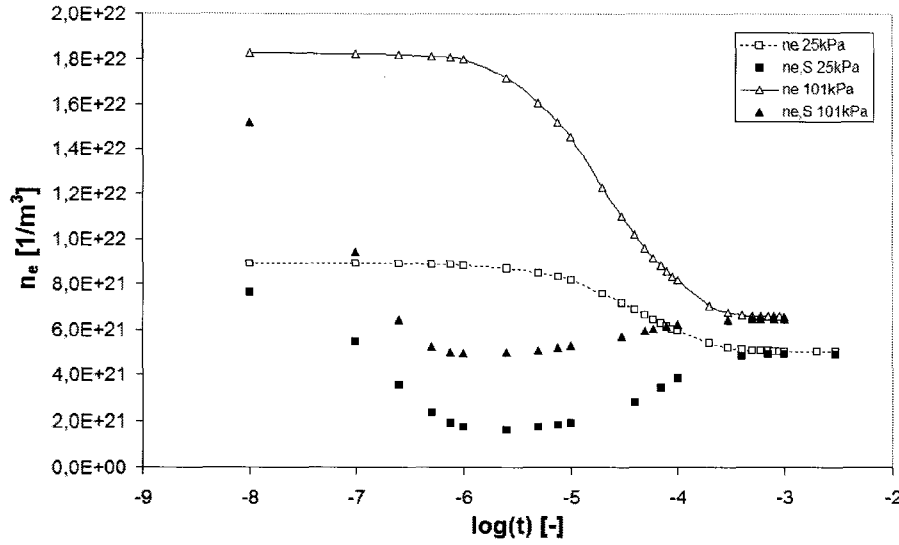


FIG. 7.7 – Évolution temporelle de la densité électronique  $n_e$  de l'argon en fonction de la pression dans une enceinte adiabatique. Légende : l'indice "S" dénote une densité électronique calculée par la loi de Saha.

### 7.3 Jets de plasma de type LPPS

Dans cette section, le modèle mathématique développé au chapitre 6 est utilisé pour simuler des jets de plasma de type LPPS. Il a été rapporté au chapitre 3 qu'il existe dans la littérature des modèles de jets de plasmas supersoniques à basse pression capables de décrire les déséquilibres chimique et thermique, comme ceux de Chang & Pfender [27, 28], de Bartosiewicz *et al.* [10] ou de El Morsli & Proulx [52]. Cependant, ces modèles ne sont pas validés par une comparaison avec des mesures expérimentales. Cette absence de validation provient de la difficulté à réaliser des mesures expérimentales dans les écoulements de type LPPS. Néanmoins, pour un écoulement supersonique de plasma à basse pression, ces modèles prédisent les mêmes comportements sur l'axe du jet, *i.e.*, l'équilibre thermique est respecté mais l'équilibre chimique ne l'est pas. Les cas tests de cette section servent à vérifier que le modèle mathématique permet lui aussi de prédire de tels comportements.

### Mise en œuvre du modèle

Pour réaliser la vérification du modèle mathématique, les cas tests sont divisés en deux groupes afin de singulariser certains effets. Le groupe présenté à la section 7.3.1 montre l'effet de la pression ambiante sur un jet de plasma laminaire et subsonique à débit constant. Le groupe abordé à la section 7.3.2 traite des effets du régime d'écoulement supersonique et de la turbulence dans un jet de plasma à basse pression (8 kPa). Le tableau 7.2 relate les principaux détails nécessaires à la mise en œuvre de ces simulations ; les valeurs choisies sont typiques des procédés représentés (*i.e.*, APS ou LPPS).

| Particularités des jets     | Subsoniques<br>(section 7.3.1) | Supersoniques<br>(section 7.3.2) |
|-----------------------------|--------------------------------|----------------------------------|
| Régime d'écoulement         | laminaire                      | turbulent/laminaire              |
| Débit d'argon [SLPM]/[kg/s] | 7,1/1,93×10 <sup>-4</sup>      | 22/6×10 <sup>-4</sup>            |
| Diamètre de sortie [mm]     | 8                              | 12,5                             |
| Température [K]             | 16050, 15000, 14200 ou 13450   | 13425                            |
| Vitesse (axiale) [m/s]      | 220, 407, 970 ou 2226          | 2946                             |
| Intensité turbulente [%]    | -                              | 10                               |
| Pression ambiante [kPa]     | 100, 50, 20 ou 8               | 8                                |
| Température ambiante [K]    | 1100                           | 1100                             |
| Longueur du domaine [mm]    | 200                            | 400                              |

TAB. 7.2 – Caractéristiques des simulations de type LPPS.

Les jets de la section 7.3.2 sont tous supersoniques, alors que ceux de la section 7.3.1 sont incompressibles ( $M_{100} = 0,074$  et  $M_{50} = 0,139$ ) ou subsoniques ( $M_{20} = 0,338$  et  $M_8 = 0,815$ ). De plus, toutes les simulations numériques possèdent les caractéristiques suivantes sur la frontière d'entrée du jet dans le domaine de calcul :

- des profils plats sont imposés ;
- les équilibres thermique ( $T_e = T_h$ ) et chimique ( $y_e = y_e^{Saha}$ ) sont respectés ;
- les jets supersoniques sont en équilibre aérodynamique ( $p_{jet} = p_{chambre}$ ).

De tels profils d'entrée simplifient la réalité, car il a été mentionné au chapitre 3 que les profils plats sont inadéquats dans la description d'un jet (difficulté à respecter le débit massique, *etc.*) et que les écoulements de type LPPS ne sont habituellement ni en équilibre chimique, ni en équilibre aérodynamique. Néanmoins, ces simplifications facilitent l'obtention des résultats numériques, tout en permettant d'obtenir un écoulement

axial de plasma à l'allure vraisemblable, au sein duquel prennent place les phénomènes physico-chimiques recherchés.

### Domaine de calcul et conditions aux limites

Le domaine de calcul, illustré à la figure 7.8, est un cylindre de révolution formé par un rectangle d'une hauteur de 48/80 mm et d'une longueur de 200/400 mm (section 7.3.1/section 7.3.2). Le maillage comprend 10400/18900 cellules structurées parallèles à l'écoulement. Les cellules décrivant la zone d'entrée du jet sur la frontière A-B sont d'une largeur de 0,5 mm (8 cellules pour 4 mm/12 cellules pour 6,25 mm).

Les conditions aux limites pour le domaine de calcul sont présentées au tableau 7.3. Dans le modèle, les équations de conservation sont discrétisées au premier ordre, car il n'y a pas de phénomène physique particulier à capturer (*i.e.*, le jet est en équilibre aérodynamique). Le critère de convergence est fixé à  $1 \times 10^{-6}$  pour toutes les variables résolues. Le modèle de turbulence utilisé est le sk- $\epsilon$ , alors que les coefficients de transport laminares ( $\mu$ ,  $\kappa_h$ ,  $\kappa_e$  et  $D_{amb}$ ) sont calculés par l'approche de Devoto [42, 43, 44].

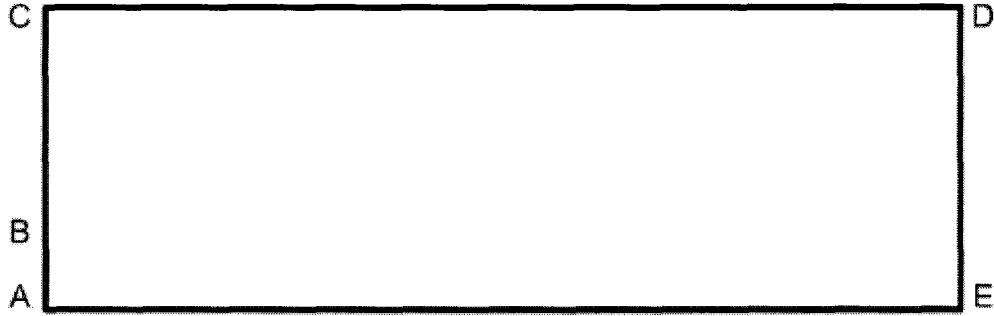


FIG. 7.8 – Domaine de calcul pour les simulations d'écoulements plasma de type LPPS.

Les valeurs turbulentes  $k$  et  $\epsilon$  ont été omises au tableau 7.3. Pour les obtenir, il faut définir l'intensité turbulente ( $I$ ) :

$$I = \frac{\sqrt{2k/3}}{\sqrt{u^2 + v^2}}, \quad (7.2)$$

qui vaut 10% à l'entrée du jet. De plus, les grandeurs turbulentes  $k$  et  $\epsilon$  sont liées par la relation :

$$\epsilon = 0,09^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l}, \quad (7.3)$$

| Frontière                            | $u$ et $v$ [m/s]               | $p$ [kPa]         | $T_h$ [K]                             | $T_e$ [K]          | $y_e$ [-]                     |
|--------------------------------------|--------------------------------|-------------------|---------------------------------------|--------------------|-------------------------------|
| Entrée du jet<br>(A-B)               | $p_o$<br>équ. 2.12             | $p_j = p_c$       | $T_o$<br>équ. 2.11                    | $T_e = T_h$        | Saha                          |
| Paroi de la torche<br>(B-C)          | -                              | -                 | $T_h = T^{recirc}$                    | $\nabla_n T_e = 0$ | $\nabla_n y_e = 0$            |
| Chambre de projection<br>(C-D & D-E) | $\nabla_n(u, v) = 0$           | $p_c$<br>tab. 7.2 | $\nabla_n T_h = 0$<br>ou $T^{recirc}$ | $\nabla_n T_e = 0$ | $\nabla_n y_e = 0$<br>ou Saha |
| Axe de révolution<br>(E-A)           | $\nabla_n u = 0$<br>et $v = 0$ | $\nabla_n p = 0$  | $\nabla_n T_h = 0$                    | $\nabla_n T_e = 0$ | $\nabla_n y_e = 0$            |

TAB. 7.3 – Description des conditions aux limites pour le domaine de calcul de la figure 7.8. Légende : " $T^{recirc}$ " vaut 1100 K, " $\nabla_n$ " indique la composante normale du gradient et "Saha" indique que la fraction massique imposée est celle de l'équilibre chimique.

alors que la grandeur turbulente  $l$  s'exprime comme  $l = 0,07D$  pour un jet expulsé d'une tuyère de diamètre  $D$ . Il s'agit donc d'utiliser ces définitions afin de calculer les valeurs de  $k$  et  $\epsilon$  à partir du profil de vitesse imposé sur la frontière d'entrée du jet de plasma.

Enfin, pour les simulations de jets supersoniques (à la section 7.3.2), un seul ensemble de conditions d'entrée a été utilisé (plutôt que de les ajuster afin d'obtenir exactement  $u = 2946$  m/s et  $T_h = 13425$  K pour chaque cas). Les profils plats imposés pour les jets supersoniques prennent les valeurs suivantes :  $p_o = 16297$  Pa,  $T_o = 21562$  K,  $T_e = T_h$  et  $y_e$  est calculé par la loi de Saha à la température et à la pression locales. Pour le jet turbulent, les valeurs imposées sont :  $k = 130184$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> et  $\epsilon = 8,82082 \times 10^9$  m<sup>2</sup>/s<sup>3</sup>. Le tableau 7.4 montre les valeurs d'entrées obtenues pour chaque simulation (puisque l'imposition de  $T_o$  et  $p_o$  est une spécification de  $u$  et de  $T_h$ ). Les écarts observés sur les valeurs d'entrée sont faibles ; il est donc raisonnable d'imposer les mêmes conditions d'entrée pour ces deux simulations.

| Cas                | $u$ [m/s] | $T_h$ [K] | $T_e$ [K] | M [-]  | $\dot{m}$ [ $10^{-4}$ kg/s] |
|--------------------|-----------|-----------|-----------|--------|-----------------------------|
| D + lam.           | 2946      | 13213     | 13195     | 1,0567 | 6,130                       |
| D + sk- $\epsilon$ | 2882      | 13572     | 13552     | 1,0015 | 5,908                       |

TAB. 7.4 – Vitesse, températures et nombre de Mach axiaux pour la première cellule du maillage, ainsi que débit massique, des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. Légende : les coefficients de transport sont ceux de "D" = Devoto [42, 43, 44] et le modèle de turbulence est le "sk- $\epsilon$ " = *standard* k- $\epsilon$ .

### 7.3.1 Jets subsoniques et laminaires

Dans cette section, un jet de plasma à débit constant (7,1 SLPM) est expulsé dans une chambre dont la pression passe de 100 kPa à 8 kPa. L'observation des résultats obtenus par Chang & Pfender [27, 28], Bartosiewicz *et al.* [10] et El Morsli & Proulx [52] permet de prévoir deux comportements pour les jets laminaires subsoniques modélisés dans cette section :

1. tous ces jets sont en équilibre thermique, peu importe la pression ambiante ;
2. les jets à basse pression (*i.e.*, haute vitesse) sont en déséquilibre chimique.

Le premier comportement s'explique par le long cœur chaud des jets laminaires qui favorise l'obtention de l'équilibre thermique. Le deuxième comportement est lié à la vitesse du jet qui augmente lorsque la pression ambiante diminue à débit massique constant. Les grandes vitesses inhibent la recombinaison du plasma et la densité électronique est alors plus élevée que celle qui prévaudrait à l'équilibre chimique.

Les résultats des simulations numériques sont présentés aux figures 7.9 à 7.17, alors que certains isocontours illustrant les jets simulés sont présentés à l'annexe D. Pour toutes ces figures, la lettre "D" en légende indique que les coefficients de transport utilisés pour les simulations sont ceux de Devoto [42, 43, 44], alors que les nombres "100", "50", "20" et "8" indiquent la pression ambiante en kPa.

#### Vitesse vs pression

La figure 7.9 illustre les distributions de vitesse obtenues pour les quatre pressions ambiantes considérées. Celles-ci montrent un plateau de la vitesse axiale après l'entrée du jet dans le domaine de calcul, qui est plus important lorsque la vitesse du jet de plasma est plus élevée. Cette augmentation de la vitesse est nécessaire afin de respecter le débit

massique constant ( $\dot{m} = \rho u A$ ) lorsque la pression de chambre diminue, et avec elle la masse volumique ( $p = \rho R T$ ).

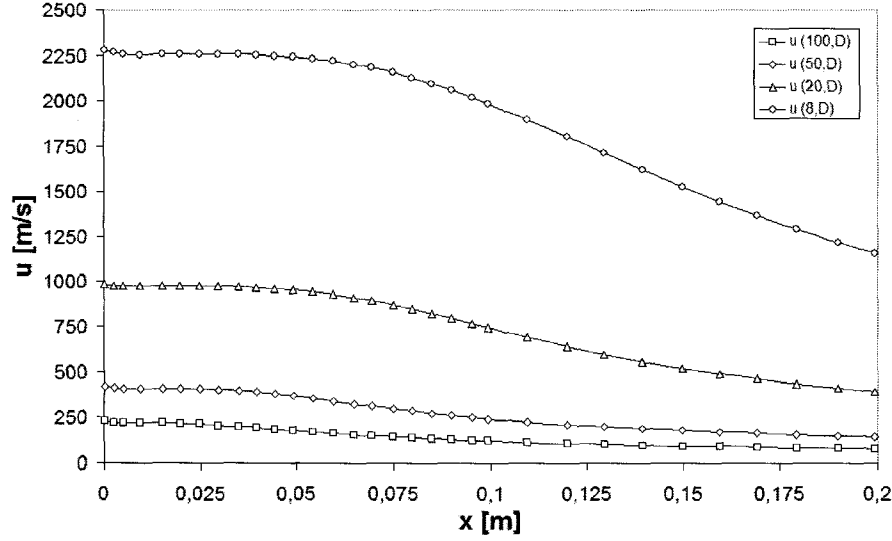


FIG. 7.9 – Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon laminaires et sub-soniques pour différentes pressions ambiantes.

### Déséquilibre thermique

La figure 7.10 présente les profils axiaux de température obtenus pour les quatre pressions ambiantes considérées. Les températures à la sortie du domaine de calcul, en  $x = 200$  mm, sont toutes comprises dans la fourchette 8000–11000 K. En cet endroit, les températures les plus élevées correspondent aux jets ayant les plus grandes vitesses (*i.e.*, à basse pression). L'équilibre thermique est respecté puisque l'écart le plus grand observé entre  $T_e$  et  $T_h$  sur l'axe du jet est inférieur à 2,5% pour ces quatre simulations. Ce comportement des températures  $T_e$  et  $T_h$  axiales est bien celui qui était anticipé.

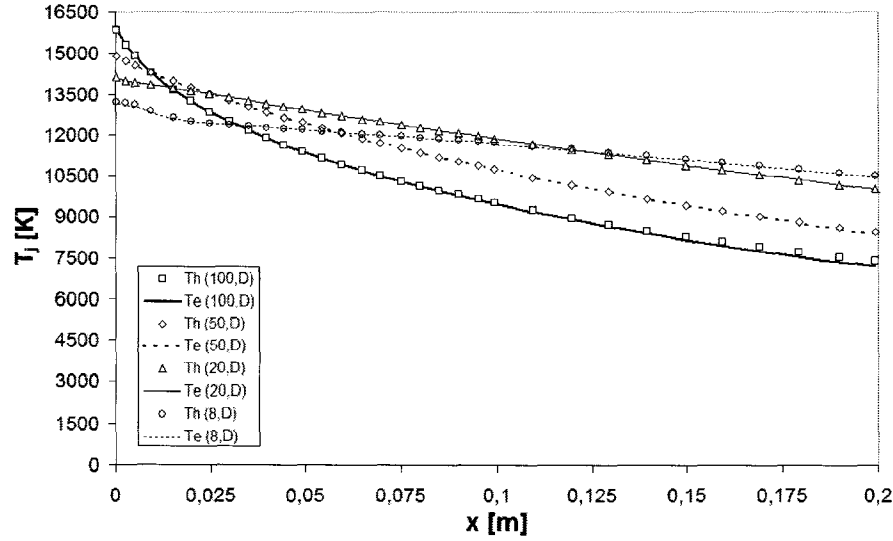


FIG. 7.10 – Résultats de modélisation : températures axiales des jets d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes.

### Déséquilibre chimique

Trois variables sont utilisées afin d'illustrer différentes facettes de la chimie du jet de plasma. Ces variables sont le degré d'ionisation  $\alpha$ , une mesure de l'équilibre chimique notée  $\Psi$  et le ratio des temps caractéristiques du plasma  $\Upsilon$ . Les figures 7.11 à 7.13 illustrent les distributions axiales de ces trois variables pour les quatre pressions ambiantes considérées.

Le degré d'ionisation est le ratio du nombre de particules ionisées ( $n_i \equiv n_e$ ) dans le plasma sur le nombre total de particules, qui se définit par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_a}. \quad (7.4)$$

Dans les plasmas d'argon, Lelevkin *et al.* [114] situent la limite entre les plasmas thermiques et les plasmas froids à :

$$\frac{n_e}{n_a} \gg 0,01. \quad (7.5)$$

Or, il est à remarquer que  $n_e/n_a \approx \alpha$ . Il est donc raisonnable de fixer la plage de variation des plasmas thermiques à  $0,1 < \alpha < 1$ , ce qui suppose une limite inférieure ayant une différence d'un ordre de grandeur avec le seuil donné par la relation 7.5.

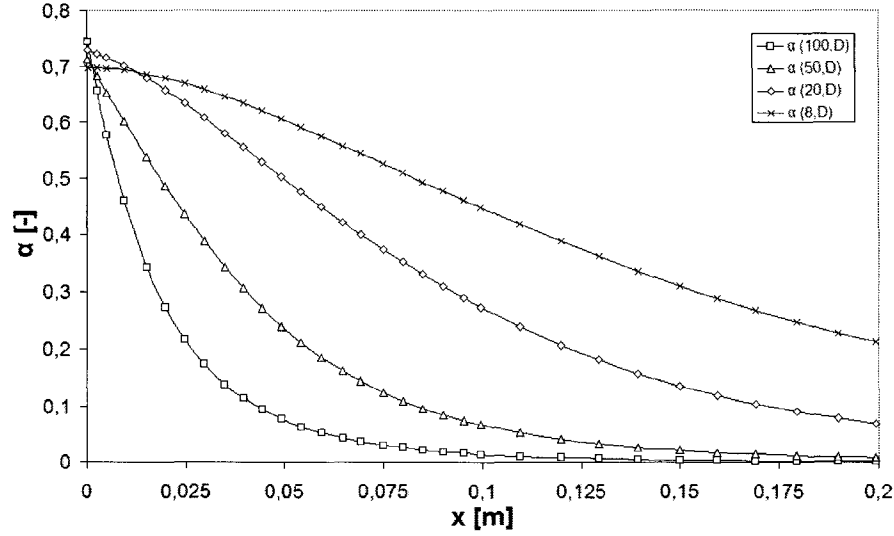


FIG. 7.11 – Résultats de modélisation : degré d'ionisation axial des jets d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes.

La variable  $\Psi$  est une mesure de l'équilibre chimique et s'écrit :

$$\Psi = \frac{n_a K_{eq}^e}{n_e^2}. \quad (7.6)$$

Ce ratio est un calcul direct de l'équilibre chimique (incluant la loi de Saha). L'équilibre chimique est atteint lorsque  $\Psi \approx 1$ , alors que l'inhibition de la recombinaison du plasma associée aux écoulements à grandes vitesses implique que  $\Psi < 1$ .

Le ratio des temps caractéristiques du plasma est défini par :

$$\Upsilon = \frac{\tau_{chim}}{\tau_{dyn}}. \quad (7.7)$$

Le temps caractéristique de l'écoulement plasma,  $\tau_{dyn}$ , est défini par [10, 164, 165] :

$$\tau_{dyn} = \frac{1}{|\partial u / \partial x|}, \quad (7.8)$$

alors que le temps caractérisant les réactions chimiques est représenté par [123] :

$$\tau_{chim} = \frac{n_e}{\dot{n}_e}, \quad (7.9)$$

avec  $\dot{n}_e$ , le taux de production/disparition d'électrons donné par la relation 4.9. Lorsque  $\Upsilon < 1$  (i.e.,  $\tau_{chim} < \tau_{dyn}$ ), l'équilibre chimique peut être atteint dans l'écoulement de plasma.

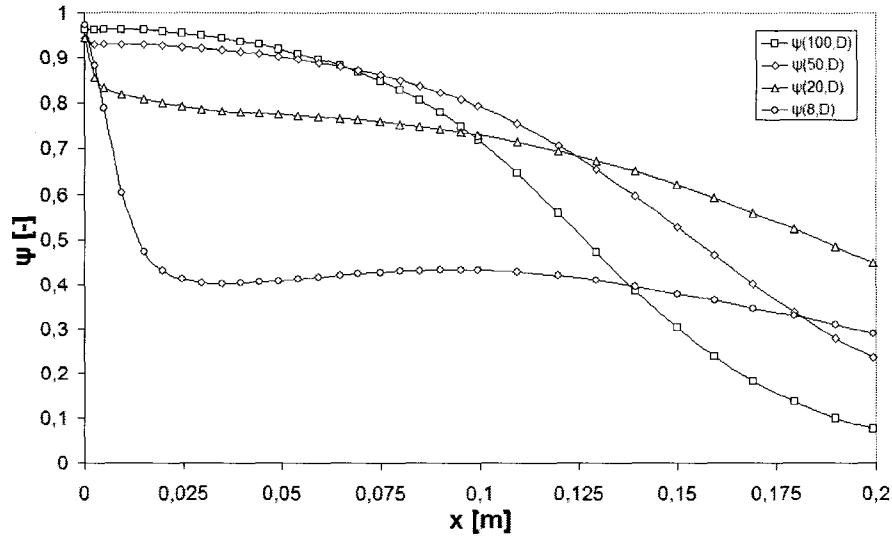


FIG. 7.12 – Résultats de modélisation : équilibre chimique sur l'axe des jets d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes.

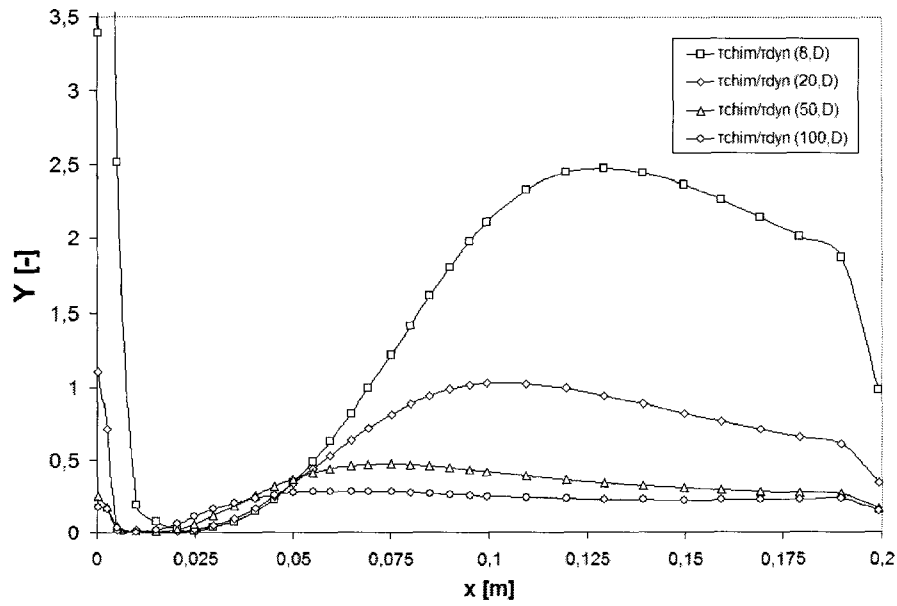


FIG. 7.13 – Résultats de modélisation : ratio axial des temps caractéristiques des jets d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes.

La figure 7.11 indique que le degré d'ionisation des jets à 50 et 100 kPa en  $x = 0,1$  m est inférieur à 0,1. La zone  $x > 0,1$  m contient donc un plasma très faiblement ionisé pour les pressions ambiantes de 50 et 100 kPa. De plus, les jets à basse pression ont un degré d'ionisation minimal de  $\alpha \approx 0,2$  (8 kPa) et  $\alpha \approx 0,1$  (20 kPa) lorsqu'ils quittent le domaine de calcul en  $x = 0,2$  m. En ne considérant que les zones partiellement ionisées typiques des plasmas thermiques (*i.e.*,  $\alpha > 0,1$ ), l'observation de la figure 7.12 montre que l'équilibre chimique est atteint pour les pressions ambiantes de 100 et 50 kPa puisque  $\Psi > 0,9$  (pour  $x < 0,075$  m), mais pas pour les pressions de 20 et 8 kPa pour lesquelles  $\Psi < 0,8$ . Le long de l'axe du jet,  $\Psi$  varie de 0,8 à 0,5 pour une pression ambiante de 20 kPa, et de 0,4 à 0,3 pour 8 kPa. La tendance au déséquilibre chimique augmente donc lorsque la pression ambiante diminue (pour un jet de plasma à débit constant) : ce comportement est bien celui qui était anticipé.

Enfin, la figure 7.13 confirme que la tendance au déséquilibre chimique croît lorsque la pression diminue. Cela est évident dans la queue des jets (*i.e.*, pour  $x > 0,075$  m), là où les gradients (de température, de vitesse, *etc.*) sont importants puisque  $\Upsilon(8) > \Upsilon(20) > \Upsilon(50) > \Upsilon(100)$ . Dans le cœur des jets, les gradients sont faibles (voir le plateau de la vitesse axiale à la figure 7.9), ce qui fait augmenter le temps caractéristique de l'écoulement  $\tau_{dyn}$ , diminuant du même coup la valeur du ratio  $\Upsilon$ . Cela explique pourquoi les distributions axiales de  $\Upsilon$  sont si près les unes des autres dans la zone  $x < 0,05$  m.

### Profils radiaux à 8 kPa

Les figures 7.14 à 7.17 présentent des profils radiaux détaillant le jet laminaire subsonique à 8 kPa, permettant d'illustrer plus en détail la solution numérique obtenue. Elles présentent respectivement la vitesse axiale  $u$  (figure 7.14), le ratio des températures (*i.e.*,  $\theta = T_e/T_h$ , figure 7.15), la température des particules lourdes  $T_h$  (figure 7.16) et le degré d'ionisation  $\alpha$  (figure 7.17) du plasma d'argon sur toute la largeur du domaine de calcul ( $r = 48$  mm), pour les positions axiales  $x = 10, 25, 50, 100$  et  $200$  mm. Ces quatre figures indiquent que le jet de plasma occupe un volume de plus en plus important à mesure qu'il pénètre dans le domaine de calcul.

La figure 7.14 montre que la vitesse axiale du jet de plasma demeure élevée sur toute la longueur du domaine de calcul, puisqu'en  $x = 100$  et  $200$  mm, les valeurs maximales/centrales sont respectivement de  $\approx 2000$  m/s et  $\approx 1200$  m/s. La présence d'un cœur chaud dans le jet de plasma subsonique est mis en évidence par l'entassement des courbes de vitesse axiale près de la valeur maximale de  $u \approx 2250$  m/s.

La figure 7.15 révèle que les frontières du jet sont en déséquilibre thermique, puisque

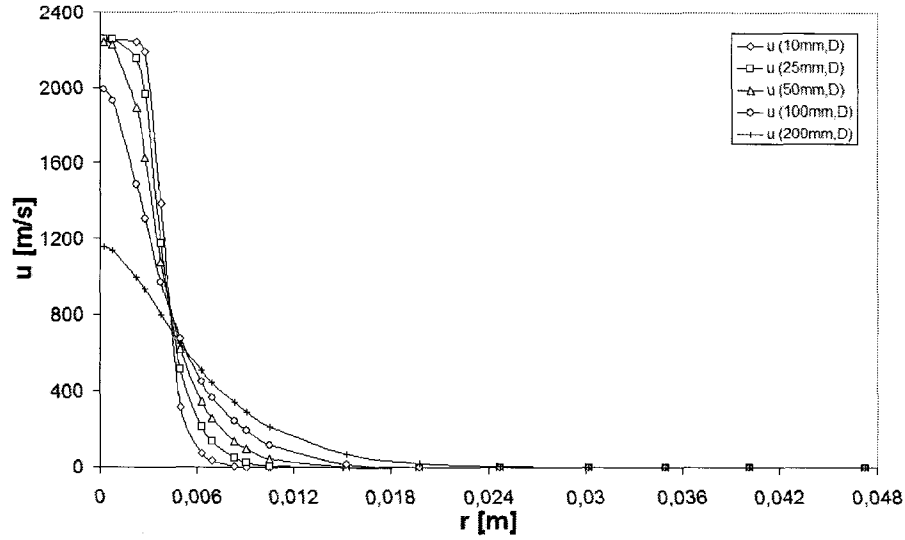


FIG. 7.14 – Résultats de modélisation : profils radiaux de la vitesse axiale pour le jet d'argon laminaire et subsonique à 8 kPa.

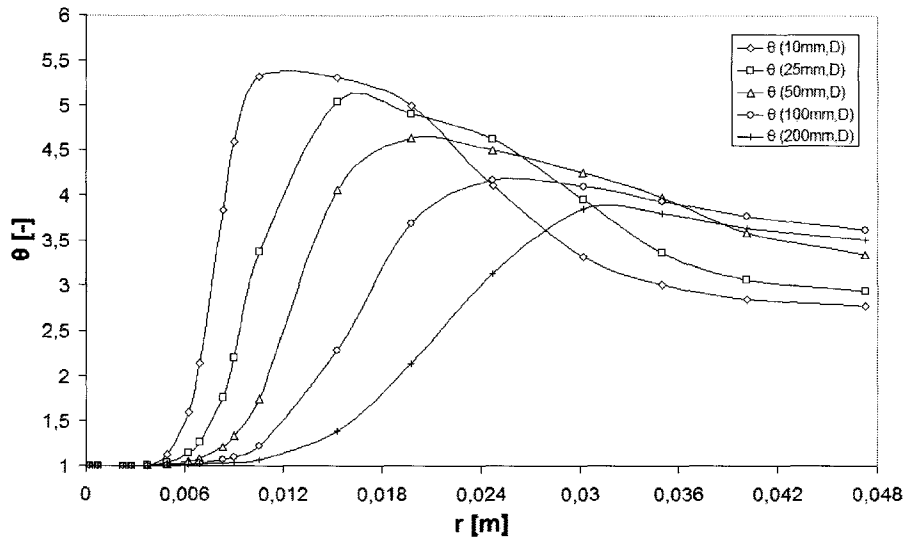


FIG. 7.15 – Résultats de modélisation : profils radiaux du ratio des températures ( $\theta = T_e/T_h$ ) pour le jet d'argon laminaire et subsonique à 8 kPa.

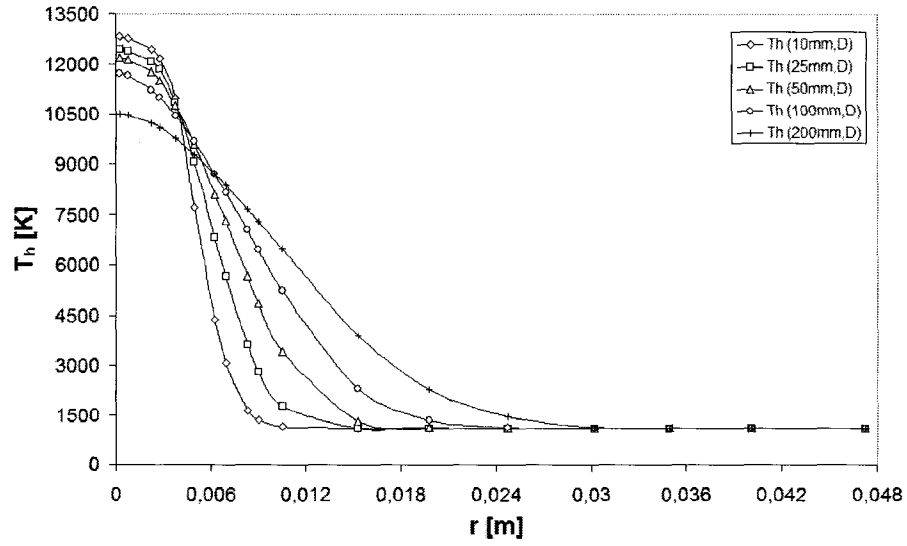


FIG. 7.16 – Résultats de modélisation : profils radiaux de la température des particules lourdes pour le jet d'argon laminaire et subsonique à 8 kPa.

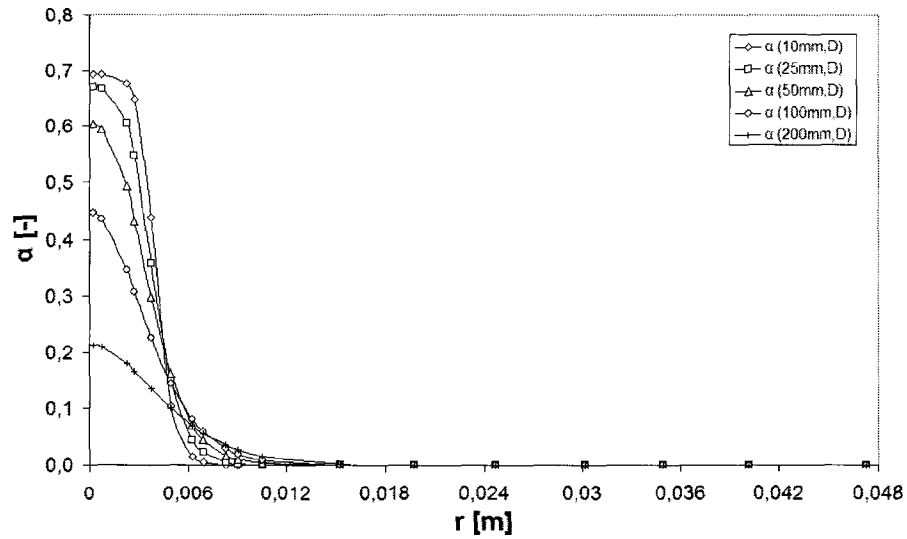


FIG. 7.17 – Résultats de modélisation : profils radiaux du degré d'ionisation pour le jet d'argon laminaire et subsonique à 8 kPa.

le ratio des températures  $y$  atteint des valeurs allant jusqu'à  $\theta \approx 5$ . Cependant, la figure 7.16 montre que la température des particules lourdes  $T_h$  prend de faibles valeurs hors du jet, *i.e.*, en  $r > 0,01$  m, ce qui implique que la température des électrons  $T_e$   $y$  est inférieure à 10000 K. Or, sous cette valeur, la conductibilité thermique des électrons ( $\kappa_e$ ) est petite, en-deçà de 1 W/m·K. C'est dire que la quantité d'énergie associée à la température des électrons est très faible pour  $r > 0,01$  m, malgré le fait que  $\theta$   $y$  prenne des valeurs relativement élevées.

La figure 7.16 montre que la température des particules lourdes sur l'axe du jet de plasma demeure élevée dans tout le domaine de calcul puisqu'en  $x = 100$  et 200 mm, les valeurs maximales/centrales sont respectivement de  $\approx 12000$  K et  $\approx 10750$  K. La présence d'un cœur chaud dans le jet de plasma subsonique est mis en évidence par l'entassement des courbes de température des particules lourdes, près de leur valeur maximale de  $T_h \approx 13000$  K.

La figure 7.17 supporte le fait que la quantité d'énergie associée aux électrons hors du jet est faible (*i.e.*,  $r > 0,01$  m), puisqu'en cet endroit le degré d'ionisation est quasiment nul ( $\alpha \approx 0$ ). Hors du cœur du jet, la faible densité électronique combinée à une faible conductibilité thermique des électrons justifie la condition de flux thermique nul (*i.e.*,  $\partial T_e / \partial r = 0$ ) imposée à la frontière latérale du domaine de calcul.

En résumé, les tendances marquantes des jets laminares subsoniques à débit constant sont les suivantes : (i) tous ces jets sont en équilibre thermique, peu importe la pression ambiante et (ii) le déséquilibre chimique est observé pour les jets à haute vitesse (*i.e.*, les jets à 20 et 8 kPa). Ces résultats correspondent aux comportements anticipés par l'application du modèle à des écoulements de type LPPS. La section qui suit traite de la modélisation d'un jet de plasma supersonique à 8 kPa.

### 7.3.2 Jets supersoniques à 8 kPa

Dans cette section, un jet de plasma supersonique est expulsé à un débit de 22 SLPM dans une chambre dont la pression est maintenue à 8 kPa. L'observation des résultats obtenus par Chang & Pfender [27, 28], Bartosiewicz *et al.* [10] et El Morsli & Proulx [52] permet de prévoir trois comportements liés à la turbulence pour les jets modélisés dans cette section :

1. les effets diffusifs sont décuplés, et le jet de plasma ralentit et se refroidit plus rapidement qu'en régime d'écoulement laminaire ;
2. l'équilibre thermique est préservé malgré les modifications aux distributions de

température ;

3. le déséquilibre chimique est plus important qu'en régime d'écoulement laminaire.

Ces trois comportements sont tous liés, directement ou indirectement, aux coefficients effectifs utilisés dans les équations de conservation turbulentes ( $\Gamma_\phi^{ef}$ ), dont la composante turbulente est dominante aux limites et dans la queue du jet de plasma ( $\Gamma_\phi^t > \Gamma_\phi$ ).

Les résultats des simulations numériques sont présentés aux figures 7.18 à 7.26, alors que certains isocontours illustrant les jets simulés sont présentés à l'annexe D. Pour toutes ces figures, la lettre "D" en légende indique que les coefficients de transport utilisés sont ceux de Devoto [42, 43, 44].

### Équilibre aérodynamique

L'équilibre aérodynamique ne peut être obtenu avec l'utilisation de profils plats. C'est que des ondes de pression se forment à l'extrémité de la frontière par laquelle est expulsé le jet, en réponse aux brusques changements liés à ce type de profil. Afin de minimiser l'écart entre la pression statique du jet et celle de la chambre, la frontière adjointe au jet a été modifiée (la frontière B–C à la figure 7.8). Le mur d'origine fait place à une frontière libre, afin de tenter d'atténuer les effets des profils plats. La figure 7.18 montre les distributions de pression statique obtenues pour les simulations originales (*i.e.*, avec un mur) et modifiées (*i.e.*, avec une frontière libre permettant l'entraînement du gaz au repos).

Deux observations peuvent être faites quant à cette modification de la frontière B–C :

1. il n'y a pas d'effet pour le jet laminaire, car la différence de pression statique par rapport à l'équilibre aérodynamique est inférieure à 1%, avec ou sans mur ;
2. pour le jet turbulent, l'écart sur la pression statique, qui est de  $\approx 6\%$  avec un mur, chute à  $\approx 3\%$  avec une frontière libre.

Toutefois, il a été vérifié que l'amélioration à la distribution de la pression statique du jet turbulent ne se répercute pas de façon significative sur les autres variables de l'écoulement. C'est pourquoi le domaine de calcul conserve une frontière B–C de type "mur" pour tous les jets présentés dans le reste du chapitre. Il est à remarquer que de tels détails, quant à la distribution de pression ne respectant pas parfaitement l'équilibre aérodynamique imposé, sont habituellement passés sous silence dans la littérature.

La figure 7.19 illustre la grande différence entre le jet laminaire et le jet turbulent, qui est liée aux effets diffusifs accrus en turbulence. C'est pourquoi la vitesse axiale du jet turbulent chute rapidement, alors qu'elle diminue à peine pour le jet laminaire. La

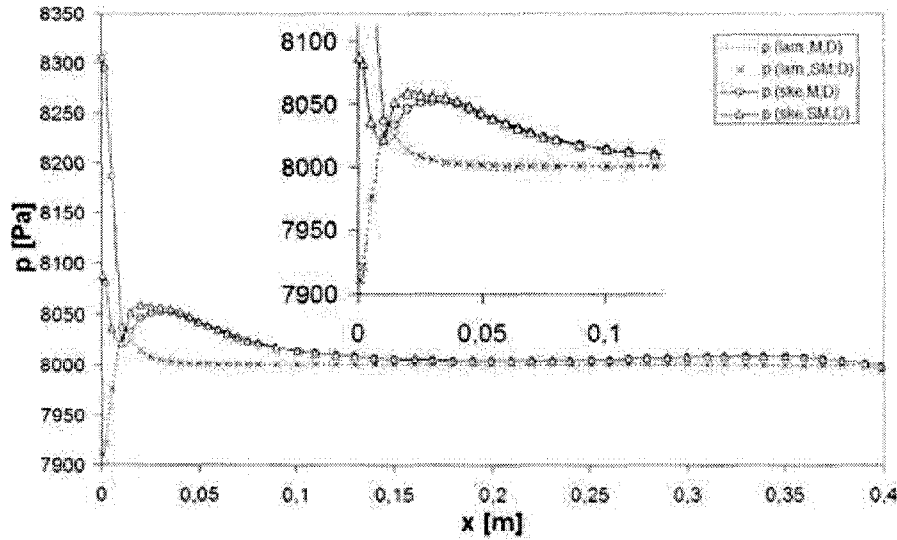


FIG. 7.18 – Résultats de modélisation : pression statique axiale des jets d'argon supersoniques à 8 kPa. Légende : la lettre "M" indique que la frontière B-C (à la figure 7.8) est un mur, alors que "SM" indique que c'est une frontière libre.

vitesse du jet turbulent à la sortie du domaine de calcul ( $x = 400$  mm) est de  $u \approx 200$  m/s, alors que celle du jet laminaire est de  $u \approx 2250$  m/s. Par ailleurs, il est à remarquer que la distribution de vitesse axiale du jet turbulent montre une légère accélération, plutôt qu'un plateau comme le jet laminaire, à son entrée dans le domaine de calcul. Cette légère accélération est occasionnée par les variations (indésirables) de la pression statique à l'entrée du jet. Puisqu'à l'entrée du jet la pression statique est supérieure (de  $\approx 6\%$ ) à la pression de chambre, des ondes d'expansion se forment, qui amènent une baisse de pression accompagnée d'une accélération et d'un refroidissement locaux du jet de plasma. Par la suite, le jet turbulent décélère (et se refroidit), comme tout jet en équilibre aérodynamique.

### Déséquilibre thermique

La figure 7.20 montre que l'équilibre thermique est atteint dans le jet de plasma, car il n'y a au maximum que  $\approx 3\%$  d'écart entre  $T_e$  et  $T_h$ , sauf à la sortie du domaine où apparaît un léger déséquilibre thermique, l'écart atteignant  $\approx 7\%$  pour le jet turbulent. Le jet laminaire possède un long cœur chaud, mis en évidence par la température élevée  $T_h \approx 12000$  K à la sortie du domaine de calcul. Pour le jet turbulent, les phénomènes

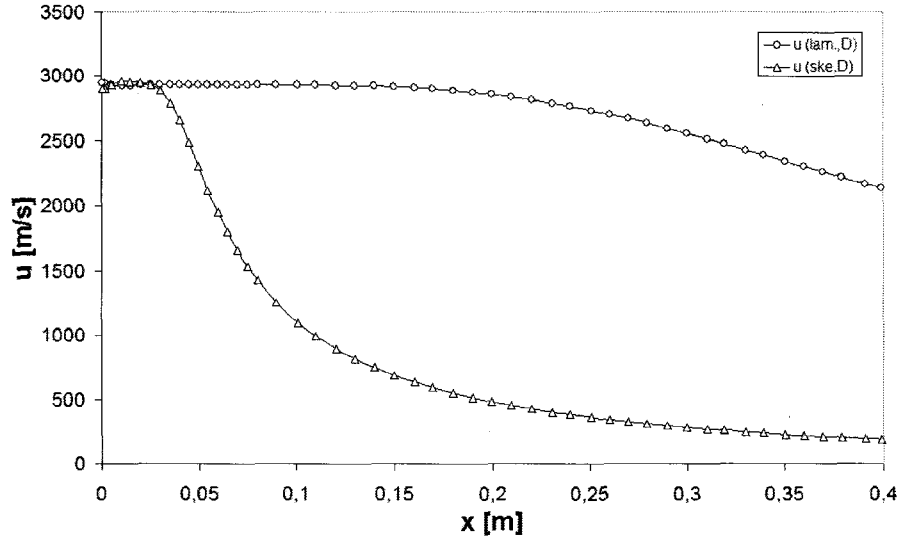


FIG. 7.19 – Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

diffusifs sont plus importants, ce qui occasionne une température plus faible de  $T_h \approx 5000$  K à la sortie du domaine de calcul. Par ailleurs, les oscillations des distributions de température  $T_h$  et  $T_e$  du jet turbulent sont liées à celles de la pression statique : d'abord un léger refroidissement (expansion,  $T_h$  et  $T_e$  diminuent de 3 %) suivi d'un réchauffement (compression,  $T_h$  et  $T_e$  reviennent à leur valeur à l'entrée), puis le comportement des températures est celui d'un jet en équilibre aérodynamique, subissant un refroidissement et une décélération graduels.

### Déséquilibre chimique

Les figures 7.21 et 7.22 illustrent le lien qui existe entre l'état d'équilibre chimique et la vitesse de l'écoulement (*i.e.*, le temps caractéristique) des jets de plasma supersoniques laminaire et turbulent. Le jet laminaire demeure à haute vitesse, ce qui empêche la recombinaison au sein du plasma. Il est donc en déséquilibre chimique, comme l'indique la valeur quasi-constante de  $\Psi \approx 0,6$  le long de son axe à la figure 7.21. De plus, le long cœur chaud du jet laminaire maintient un degré d'ionisation élevé pour le plasma, qui passe de  $\alpha \approx 0,7$  à l'entrée du domaine de calcul ( $x = 0$ ) à  $\alpha \approx 0,3$  lorsqu'il le quitte ( $x = 0,4$  m).

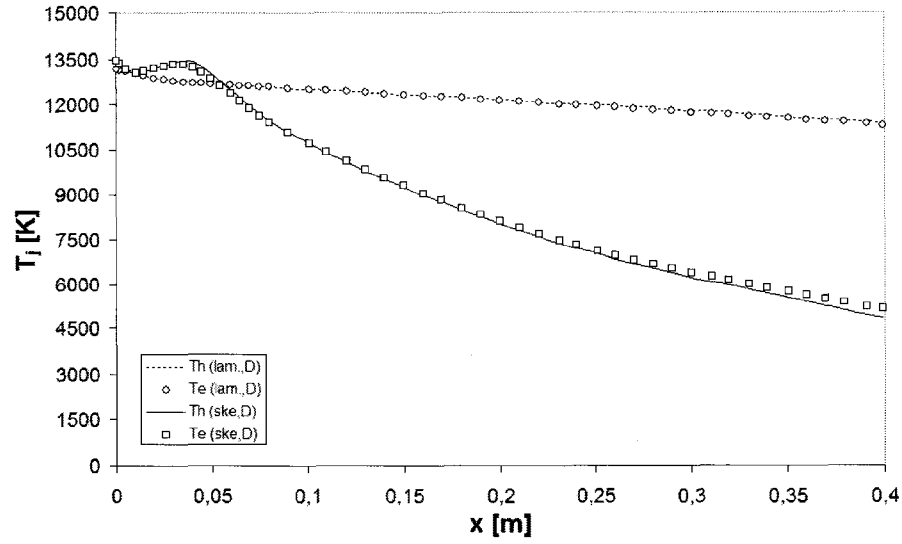


FIG. 7.20 – Résultats de modélisation : températures axiales des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

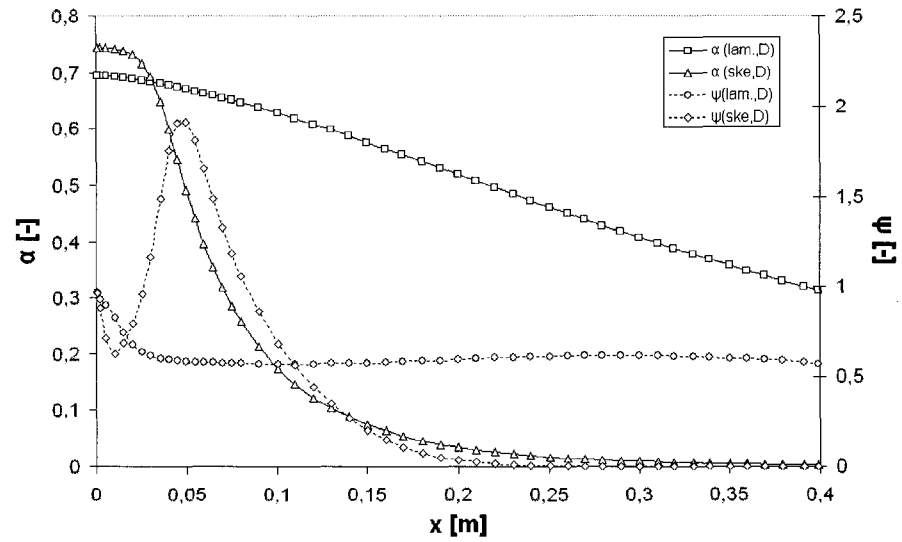


FIG. 7.21 – Résultats de modélisation : degré d'ionisation et déséquilibre chimique axiaux des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

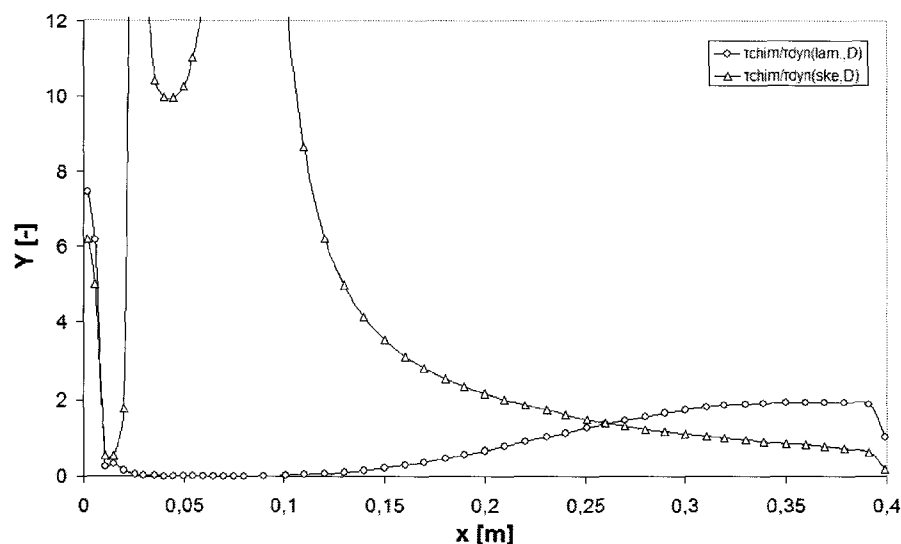


FIG. 7.22 – Résultats de modélisation : ratio des temps caractéristiques axiaux des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

Le jet turbulent a un comportement différent du jet laminaire puisqu'il est affecté par les variations (non désirées) de la pression statique. Le léger réchauffement du jet en  $x = 0,05$  m se produit dans une zone où le gradient de vitesse axiale est le plus grand. En cet endroit,  $\tau_{dyn}$  diminue donc de façon marquée, causant le sous-peuplement d'électrons qu'indique la distribution axiale de  $\Psi$  (pour le pic de la figure 7.21,  $\Psi \approx 2$ ) et la grande valeur de  $\Upsilon$  ( $\approx 10$  à la figure 7.22). De plus, la figure 7.21 montre que le degré d'ionisation axial de ce jet passe de  $\alpha \approx 0,75$  à l'entrée du domaine de calcul ( $x = 0$ ) à  $\alpha \ll 0,1$  lorsqu'il le quitte ( $x = 0,4$  m); la valeur  $\alpha \approx 0,1$  est atteinte pour  $x = 0,15$  m. Même en faisant abstraction de la zone pour laquelle le jet turbulent est très faiblement ionisé (*i.e.*,  $x > 0,15$  m), l'inspection des distributions axiales de  $\Psi$  et de  $\Upsilon$ , aux figures 7.21 et 7.22, montrent que ce jet est en déséquilibre chimique. Dans la zone  $x < 0,05$  m, ce déséquilibre chimique est en partie tributaire des oscillations des variables du jet causées par l'utilisation de profils plats. Pour le reste du jet ( $x > 0,05$  m), le déséquilibre chimique est uniquement associé à la recombinaison incomplète du jet de plasma qui décélère et se refroidit simultanément.

Enfin, les tendances marquantes des solutions numériques obtenues pour des jets supersoniques de 22 SLPM à basse pression (8 kPa) sont les suivantes : (i) les effets diffusifs et le déséquilibre chimique sont plus importants pour le jet turbulent, et (ii) l'équilibre

thermique est respecté, peu importe le régime d'écoulement. Ces résultats correspondent aux comportements anticipés par l'application du modèle à des écoulements plasma de type LPPS.

### Profils radiaux turbulents

Les figures 7.23 à 7.26 présentent des profils radiaux détaillant le jet supersonique turbulent à 8 kPa, ce qui permet d'illustrer plus en détail la solution numérique obtenue. Elles présentent respectivement la vitesse axiale  $u$  (figure 7.23), le ratio des températures  $\theta$  (figure 7.24), la température des particules lourdes  $T_h$  (figure 7.25) et le degré d'ionisation  $\alpha$  (figure 7.26) du plasma d'argon sur toute la largeur du domaine de calcul ( $r = 80$  mm), pour les positions axiales  $x = 25, 50, 100, 200, 300$  et  $400$  mm.

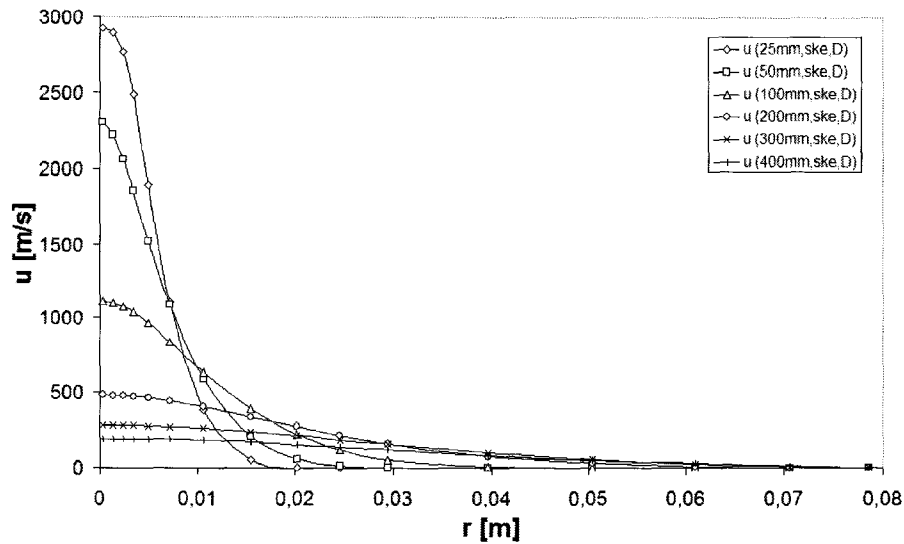


FIG. 7.23 – Résultats de modélisation : profils radiaux de la vitesse axiale pour le jet d'argon supersonique et turbulent à 8 kPa.

La figure 7.23 montre la forte décélération du jet de plasma turbulent dans le domaine de calcul, dont la valeur maximale/centrale pour la vitesse axiale passe de  $u \approx 3000$  m/s à  $u \approx 200$  m/s. Ce ralentissement du jet s'accompagne d'un élargissement marqué des profils radiaux lorsque  $x = 200/300/400$  mm.

La figure 7.24 présente le déséquilibre thermique qui existe aux frontières du jet de plasma, où  $\theta \approx 3,5$ . L'élargissement du jet dans le domaine de calcul se reconnaît à la

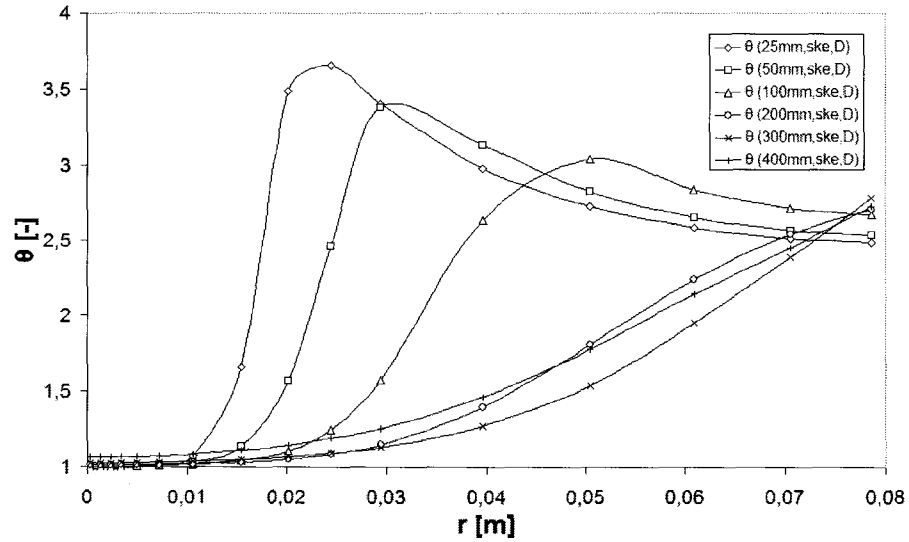


FIG. 7.24 – Résultats de modélisation : profils radiaux du ratio des températures pour le jet d'argon supersonique et turbulent à 8 kPa.

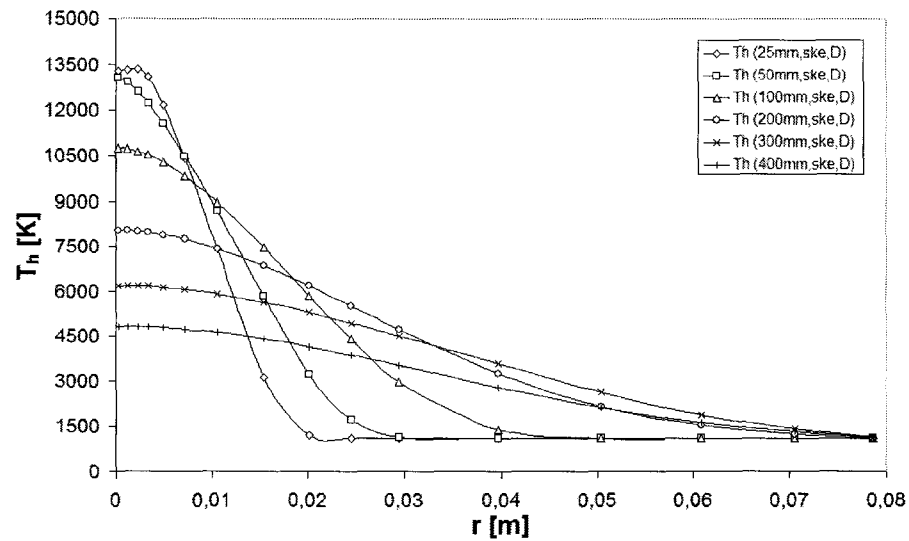


FIG. 7.25 – Résultats de modélisation : profils radiaux de la température des particules lourdes pour le jet d'argon supersonique et turbulent à 8 kPa.

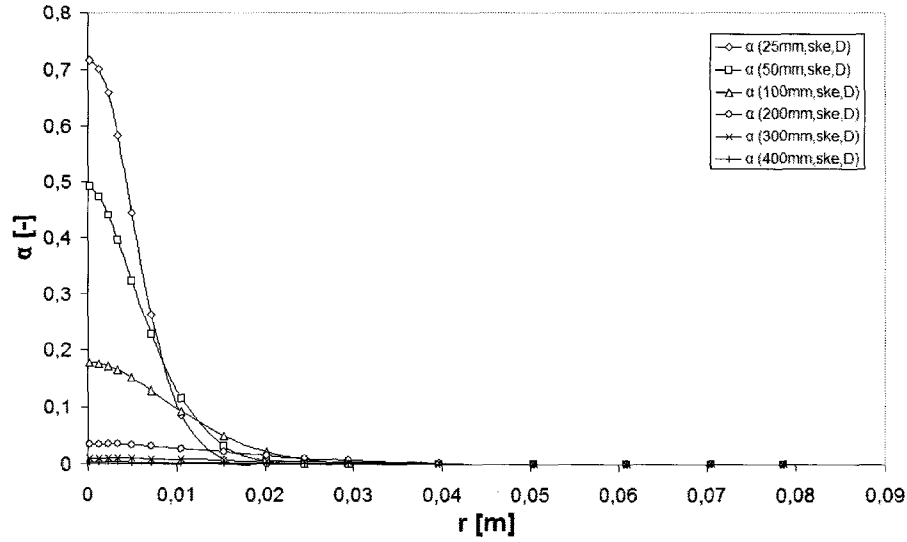


FIG. 7.26 – Résultats de modélisation : profils radiaux du degré d’ionisation pour le jet d’argon supersonique et turbulent à 8 kPa.

croissance de la zone centrale, pour laquelle il n’y a pas de déséquilibre thermique (*i.e.*,  $\theta \approx 1$ ), lorsque la position axiale  $x$  est de plus en plus grande.

La figure 7.25 illustre le refroidissement du jet de plasma turbulent dans le domaine de calcul, dont les températures centrales/maximales passent de  $T_{e,h} \approx 13500$  K à  $T_{e,h} \approx 5000$  K. Ce refroidissement du jet, qui va de pair avec sa décélération, s’accompagne lui aussi d’un élargissement marqué des profils radiaux lorsque  $x = 200/300/400$  mm. Par ailleurs, la distribution radiale de la température des particules lourdes  $T_h$  montre une valeur maximale décentrée en  $x = 25$  mm qui est causée par les oscillations (non désirées) de la pression statique, comme l’indique la figure 7.18.

La figure 7.26 montre que la recombinaison est le processus dominant le long du jet, puisqu’il n’y a presque plus d’électrons au centre pour les profils radiaux en  $x = 200/300/400$  mm (*i.e.*,  $\alpha < 0,1$ ). Par ailleurs, le faible élargissement des profils radiaux du degré d’ionisation indique, tout comme pour le jet laminaire, qu’il n’y a que très peu d’électrons qui portent une température  $T_e \gg T_h$  hors de la zone centrale du jet délimitée par  $r \approx 0,01$  m. La quantité d’énergie transportée vers la frontière latérale par ces électrons est donc minime, ce qui justifie l’imposition d’une condition limite de flux thermique nul sur celle-ci. La section qui suit traite des effets liés à la modification de certaines composantes du modèle.

## 7.4 Modifications au modèle mathématique

La simplicité relative des simulations numériques de la section précédente, autant au niveau de la physique des jets que de leur mise en œuvre (*i.e.*, profils plats, discrétisation au premier ordre, équilibre aérodynamique, *etc.*), en fait d'excellentes candidates pour une étude paramétrique. Les modifications qui sont faites tirent profit des coefficients de transport pour les plasmas à deux températures présentés au chapitre 4 et de la facilité à ajouter le terme de dissipation visqueuse au système d'équations de conservation ou à changer de modèle de turbulence. Les profils plats imposés prennent les valeurs suivantes :  $p_o = 16297$  Pa,  $T_o = 21562$  K,  $T_e = T_h$  et  $y_e$  est calculé par la loi de Saha à la température et à la pression locales. Pour le jet turbulent, les valeurs imposées sont de :  $k = 130184$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> et  $\epsilon = 8,82082 \times 10^9$  m<sup>2</sup>/s<sup>3</sup> (*i.e.*,  $I \approx 10\%$ ). Le tableau 7.5 montre les valeurs d'entrées obtenues pour chaque simulation.

| Cas                     | $u$ [m/s] | $T_h$ [K] | $T_e$ [K] | M [-]  | $\dot{m}$ [ $10^{-4}$ kg/s] |
|-------------------------|-----------|-----------|-----------|--------|-----------------------------|
| B + lam.                | 2950      | 13194     | 13176     | 1,06   | 6,143                       |
| T + lam.                | 2938      | 13259     | 13239     | 1,0493 | 6,102                       |
| D + lam. + dv           | 2946      | 13213     | 13195     | 1,0567 | 6,134                       |
| B + sk- $\epsilon$      | 2897      | 13492     | 13473     | 1,0133 | 5,957                       |
| T + sk- $\epsilon$      | 2855      | 13270     | 13698     | 0,9802 | 5,822                       |
| D + rk- $\epsilon$      | 2897      | 13492     | 13472     | 1,0133 | 5,939                       |
| D + sk- $\epsilon$ + dv | 2882      | 13572     | 13552     | 1,0015 | 5,997                       |

TAB. 7.5 – Vitesse, températures et nombre de Mach axiaux pour la première cellule du maillage, ainsi que débit massique, des jets d'argon supersoniques à 8 kPa de la section 7.4. Légende : les coefficients de transport sont ceux de "D" = Devoto [42, 43, 44], "B" = Burm *et al.* [23] ou "T" = Tanaka [177], le modèle de turbulence est le "sk- $\epsilon$ " = *standard* ou le "rk- $\epsilon$ " = *realizable*, alors que "dv" indique l'inclusion de la dissipation visqueuse.

Les modifications sont faites à partir des *cas de base*, *i.e.*, les cas "D + lam." et "D + s-k $\epsilon$ " de la section 7.3.2. Quant aux jets modélisés dans cette section, un seul ensemble de conditions d'entrée a été utilisé, plutôt que de les ajuster afin d'obtenir exactement  $u = 2946$  m/s et  $T_h = 13425$  K pour chaque cas. C'est que le temps à investir afin d'obtenir des conditions d'entrée identiques n'est pas justifié par l'usage qui sera fait des résultats numériques obtenus. Il ne faut pas perdre de vue que le but de cette section est de mettre en évidence les effets de certains changements sur le modèle, et non pas de reproduire

des mesures expérimentales ou un cas analytique. En ce sens, les faibles variations des conditions d'entrée, soit  $\approx 3\%$  sur la vitesse et  $\approx 2\%$  sur la température, assurent une similarité suffisante entre tous les jets simulés pour que les effets des changements au modèle puissent être observés. Dans ce qui suit, les effets liés aux coefficients de transport sont abordés à la section 7.4.1, alors que ceux qui découlent du modèle de turbulence et de l'inclusion de la dissipation visqueuse sont abordés à la section 7.4.2.

### 7.4.1 Effet des coefficients de transport

Les figures 7.27 à 7.29 montrent respectivement des distributions axiales de vitesse, des températures et du degré d'ionisation pour des jets supersoniques laminaires et turbulents à 8 kPa. Ces jets se différencient par les coefficients de transport laminaires utilisés lors de la résolution des équations de conservation ( $\mu$ ,  $\kappa_h$ ,  $\kappa_e$  et  $D_{amb}$ ). Les cas de base utilisent ceux de Devoto [42, 43, 44], et la comparaison est faite avec ceux de Burm *et al.* [23] et de Tanaka [177]. Aux figures 7.27 à 7.29, les différents coefficients de transport sont respectivement identifiés par les lettres "D" (Devoto [42, 43, 44]), "B" (Burm *et al.* [23]) et "T" (Tanaka [177]).

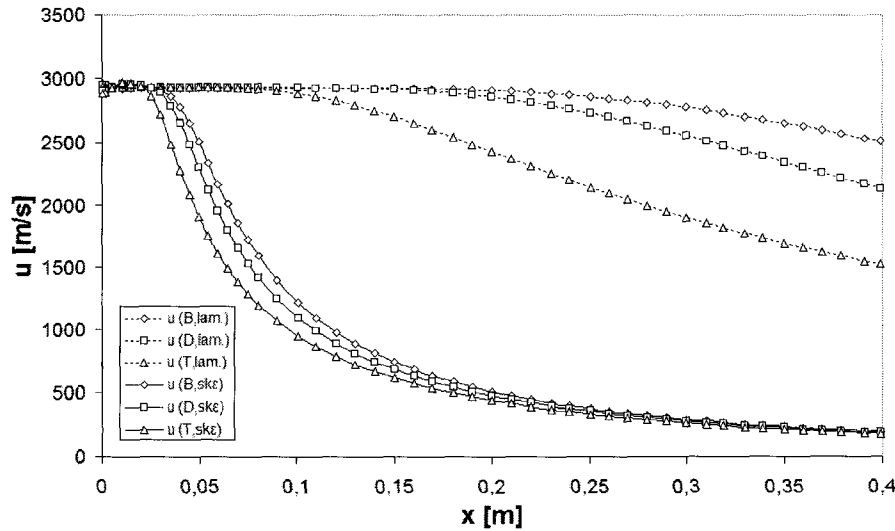


FIG. 7.27 – Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

Il faut prendre des précautions dans l'analyse des jets laminaires, car ceux-ci quittent le domaine de calcul à 12000 K en équilibre thermique. Or, les coefficients de Burm *et al.*

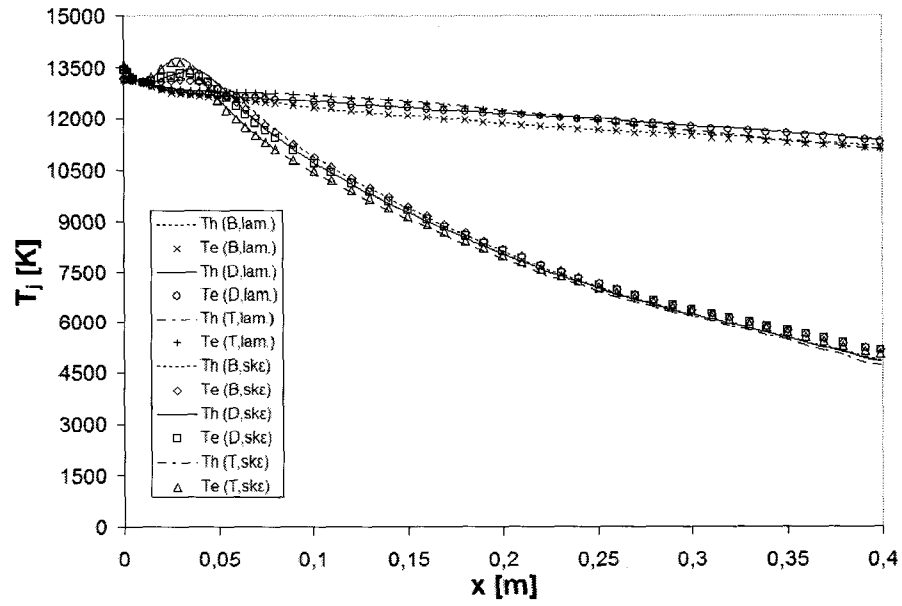


FIG. 7.28 – Résultats de modélisation : températures axiales des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

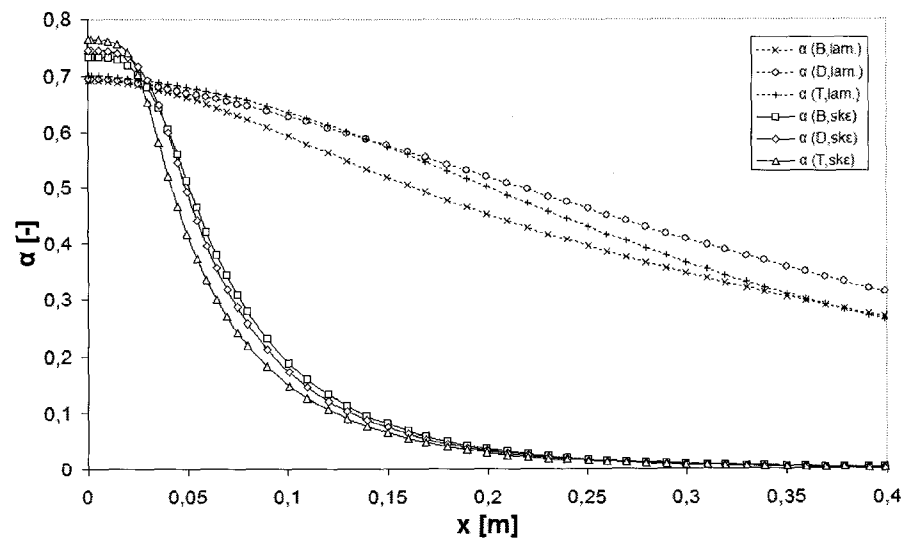


FIG. 7.29 – Résultats de modélisation : degré d'ionisation axial des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

[23] ne sont prescrits que pour les températures inférieures à 12000 K, alors que ceux de Tanaka [177] sont limités à 10000 K. Il serait donc incorrect de tirer des conclusions sur l'effet des coefficients de transport en observant seulement les jets laminares de la figure 7.27. Tout au plus, il est possible de remarquer le clivage entre les coefficients de Burm *et al.* [23] et ceux de Tanaka [177]. En effet, l'utilisation des premiers fait diminuer les effets dissipatifs dans le jet (en comparaison du cas de base), alors que l'utilisation des seconds les fait augmenter ; un tel clivage, mais de moindre ampleur, est aussi observé pour les jets turbulents.

Quant aux jets turbulents, leurs températures ( $T_e = T_h$ ) atteignent  $\approx 10000$  K vers  $x = 0,1$  m (voir la figure 7.28) ; il existe alors une zone d'applicabilité pour les coefficients de Burm *et al.* [23] et de Tanaka [177] entre  $0,1 \text{ m} < x < 0,4 \text{ m}$ . L'observation des figures 7.27 à 7.29 montre que l'utilisation des coefficients de Burm *et al.* [23] diminue les effets diffusifs, alors que l'utilisation des coefficients de Tanaka [177] les augmentent. Toutefois, pour ces jets turbulents, l'effet des coefficients de transport laminares est limité, car la composante turbulente de ces coefficients domine, *i.e.*,  $\Gamma^{ef} \approx \Gamma_t$ . C'est ce qui est observé pour  $x > 0,2$  m aux figures 7.27 à 7.29, car toutes les courbes s'y rejoignent, peu importe les coefficients de transport utilisés, pour les distributions axiales de vitesse, des températures ou du degré d'ionisation.

Les différences entre les distributions axiales de vitesse et du degré d'ionisation sur la plage  $0,025 \text{ m} < x < 0,15 \text{ m}$  indiquent l'importance du choix des coefficients de transport, même pour un jet turbulent. Les coefficients de transport de Devoto [42, 43, 44] sont à privilégier, comme cela est suggéré au chapitre 4, car ils sont : (i) limités à  $T \approx 20000$  K (*i.e.*, apparition des ions  $\text{Ar}^{++}$ ), plutôt que 10000 K (Tanaka [177]) ou 12000 K (Burm *et al.* [23]) et (ii) ceux qui utilisent le plus grand nombre d'intégrales de collision parmi les approches recensées (*i.e.*, ils représentent mieux le comportement collisionnel du plasma).

#### 7.4.2 Effets du modèle de turbulence et de la dissipation visqueuse

Les figures 7.30 à 7.32 présentent les distributions axiales de vitesse, des températures et du degré d'ionisation pour des jets de plasma supersoniques à 8 kPa. Tous ces jets utilisent les coefficients de transport de Devoto [42, 43, 44] (indiqués par la lettre "D" dans la légende). Ces figures illustrent les effets liés à l'ajout de la dissipation visqueuse (indiquée par les lettres "dv" en légende) et à un changement de modèle de turbulence. Leur observation permet de tirer trois constats :

1. l'ajout de la dissipation visqueuse à l'équation de conservation de l'énergie des particules lourdes a très peu d'effet sur la solution numérique du jet de plasma supersonique à 8 kPa, que le jet soit laminaire ou turbulent (sk- $\epsilon$ ) ;
2. l'emploi du modèle de turbulence rk- $\epsilon$  modifie la solution puisqu'il est moins dissipatif que le (modèle de turbulence) sk- $\epsilon$  ;
3. le comportement des distributions axiales de vitesse, des températures et du degré d'ionisation demeure similaire, peu importe les changements effectués pour un même régime d'écoulement.

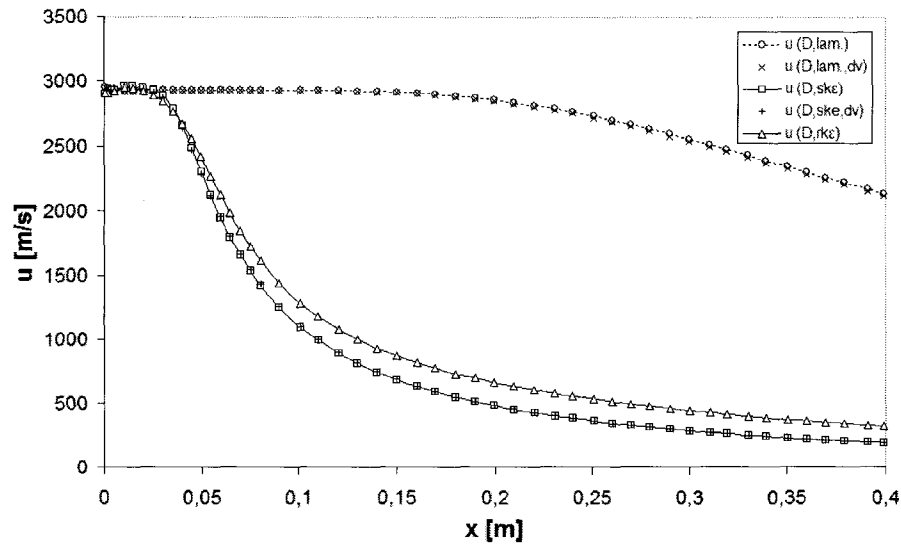


FIG. 7.30 – Résultats de modélisation : vitesse axiale des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

Il est important de noter, quant au premier constat, que les distributions axiales de températures avec/sans dissipation visqueuse ne sont pas identiques entre  $0,025 \text{ m} < x < 0,125 \text{ m}$  à la figure 7.31. La différence provient d'une réorganisation de l'énergie du jet de plasma associée à la présence du terme de dissipation visqueuse dans l'équation de conservation de l'énergie des particules lourdes. La disparité apparaît en cet endroit car les gradients de vitesse y sont élevés (voir la figure 7.30 et l'équation 6.15 du chapitre 6). Cependant, cette faible différence sur les distributions axiales des températures n'a pas de corollaire pour les distributions axiales de vitesse et du degré d'ionisation, comme l'indiquent les figures 7.30 et 7.32. Ces résultats renforcent l'hypothèse formulée par

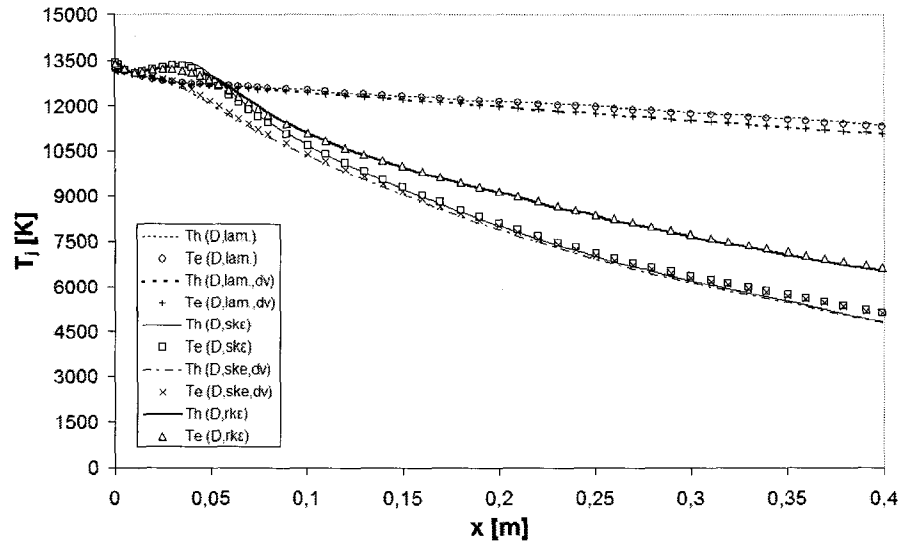


FIG. 7.31 – Résultats de modélisation : températures axiales des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

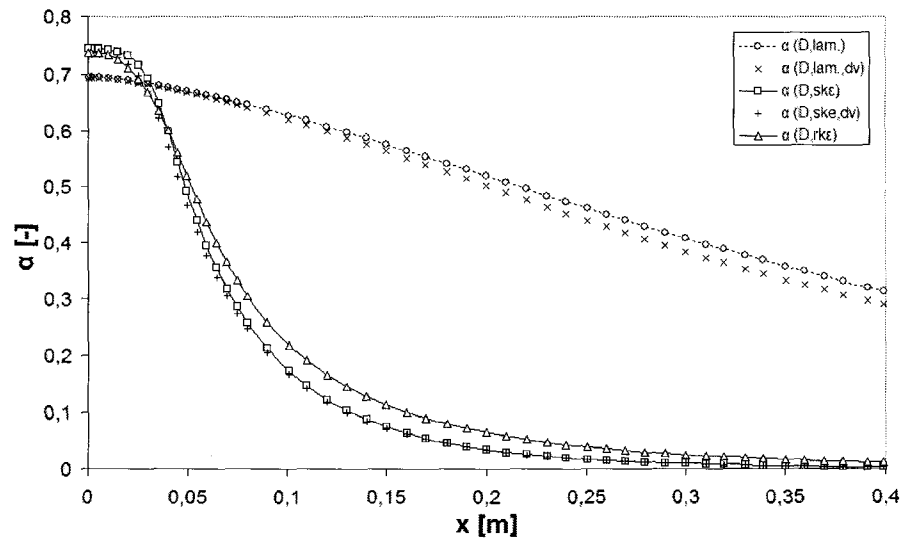


FIG. 7.32 – Résultats de modélisation : degré d'ionisation axial des jets d'argon supersoniques à 8 kPa.

Chang & Pfender voulant que le terme de dissipation visqueuse soit négligeable dans les jets de plasma à basse pression, même supersoniques [27, 28].

Enfin, il est important d'ajouter, à propos du deuxième constat, que le modèle de turbulence rk- $\epsilon$  permet de résoudre adéquatement les jets ronds, ce qui n'est pas le cas du sk- $\epsilon$  (*round jet anomaly*) : ce modèle devrait donc être choisi d'emblée. Pour le jet supersonique à 8 kPa, le passage du modèle de turbulence sk- $\epsilon$  au modèle rk- $\epsilon$  fait :

- doubler la vitesse à la sortie du domaine de calcul, qui passe de  $u(\text{sk-}\epsilon) \approx 200$  m/s à  $u(\text{rk-}\epsilon) \approx 400$  m/s ;
- augmenter les températures à la sortie du domaine de calcul, qui passent de  $T_{e,h}(\text{sk-}\epsilon) \approx 5000$  K à  $T_{e,h}(\text{rk-}\epsilon) \approx 7000$  K ;
- augmenter le degré d'ionisation dans la queue du jet de plasma (*i.e.*,  $x > 0,1$  m), là où s'observe la différence entre les deux modèles de turbulence (mais les valeurs du degré d'ionisation à la sortie du domaine de calcul sont semblables).

Le modèle de turbulence *Realizable* k- $\epsilon$  est donc moins dissipatif que le modèle *Standard* k- $\epsilon$ , tel qu'annoncé dans la littérature [63, 170].

## 7.5 Retour sur les tests numériques

Les précédentes sections de ce chapitre proposent des tests numériques afin d'établir la capacité du modèle mathématique (présenté au chapitre 6) à simuler des écoulements de plasma en état de déséquilibre chimique et thermique. Les tests numériques mis en œuvre, ainsi que leurs résultats, sont les suivants :

- à la section 7.1, un jet de plasma à basse pression et basse température impactant une sonde (insérée sur l'axe de l'écoulement) est modélisé. Les basses pressions ne modifient pas le comportement des écoulements supersoniques, tel que décrit par la théorie de la dynamique des fluides ;
- à la section 7.2, un plasma confiné et au repos, initialement en déséquilibre chimique et thermique, relaxe vers le LTE. Ce test confirme que la formulation des équations de conservation du modèle mathématique est adéquate (hormis les équations de la quantité de mouvement, qui sont celles du solveur commercial). Ce faisant, la validité des termes sources  $\dot{Y}_e$  et  $\dot{E}_{eh}$ , qui représentent respectivement la production/disparition d'électrons et l'échange d'énergie par collisions élastiques entre électrons et particules lourdes, est elle aussi vérifiée ;
- à la section 7.3.1 sont modélisés des jets de plasma d'argon laminaires et subsoniques pour différentes pressions ambiantes à débit massique constant (7,1 SLPM).

L'effet d'une diminution de la pression ambiante est d'augmenter la vitesse d'expulsion du jet de plasma dans la chambre. Cette augmentation de la vitesse est suffisante pour que le déséquilibre chimique apparaisse (aux pressions ambiantes de 20 et 8 kPa). De plus, l'équilibre thermique est respecté, peu importe la pression ambiante modélisée, qu'elle soit de 100, 50, 20 ou 8 kPa ;

- à la section 7.3.2 sont modélisés des jets de plasma d'argon supersoniques laminaires ou turbulents à basse pression (8 kPa). Le jet modélisé est en équilibre aérodynamique, mais l'utilisation de profils plats cause de légères perturbations qui dégradent la solution numérique, faisant apparaître des oscillations des variables de l'écoulement près du plan de sortie de la torche plasma. Les effets diffusifs sont marqués pour le jet turbulent, lequel subit une décélération et un refroidissement nettement plus importants que le jet laminaire ;
- enfin, à la section 7.4, quelques tests sont menés pour voir l'effet sur la solution numérique de certains changements dans le modèle. Ces changements touchent aux coefficients de transport à deux températures, au modèle de turbulence et à l'ajout de la dissipation visqueuse. Les résultats montrent : (i) l'importante influence des coefficients de transport sur la solution (surtout laminaire), (ii) que le modèle de turbulence  $rk-\epsilon$  est moins dissipatif que le  $sk-\epsilon$ , et (iii) que l'inclusion de la dissipation visqueuse a peu d'effet.

En conclusion, les résultats des tests numériques mis de l'avant dans ce chapitre montrent que le modèle mathématique permet bel et bien de simuler des écoulements plasma de type LPPS. En effet, les comportements physico-chimiques de ce modèle sont comparables à ceux des modèles de la littérature [10, 27, 28, 52].

## Chapitre 8

# Prédictions du modèle mathématique et critique de la nouvelle méthode de mesures expérimentales

Ce chapitre présente les résultats numériques obtenus grâce au modèle mathématique développé au chapitre 6 et appliqué à la simulation des mesures par insertion d'un PSSPP dans un jet de plasma d'argon supersonique à basse pression. Ces solutions numériques sont utilisées afin de critiquer la nouvelle méthode de mesures expérimentales du PSSPP, qui repose sur l'hypothèse que l'écoulement de plasma est en LTE à travers le choc et dans la zone de stagnation devant le PSSPP. Le but des simulations numériques est de vérifier si les équilibres chimique et thermique sont respectés dans l'écoulement de plasma à travers le choc et devant le PSSPP. C'est donc le comportement de l'écoulement supersonique de plasma à travers le choc et dans la zone de stagnation qui est à l'étude.

Dans ce chapitre, tout comme le précédent, les résultats de modélisation sont souvent présentés sous la forme de graphiques. Ceux-ci montrent des courbes portant des points, qui représentent les valeurs au centre des cellules du maillage utilisé dans le processus de solution numérique. Afin de souligner cet état de fait, les figures concernées porteront la mention "Résultats de modélisation".

Enfin, les figures 8.19-8.22 illustrent des points de mesures expérimentales. Pour en augmenter la lisibilité, ces points sont reliés par des courbes, à l'instar de ce qui a été fait au chapitre 5.

## 8.1 Mise en œuvre du modèle mathématique

Il a été démontré au chapitre 7 que les coefficients de transport ont un effet sur les jets de plasma modélisés, surtout pour un écoulement laminaire. Or, lorsque la sonde et le PSSPP sont insérés dans le jet, cela crée une zone de forte décélération (jusqu'à la stagnation devant le PSSPP), qui entraîne une forte augmentation de la température du jet, au-dessus (ou près) des limites d'applicabilité des approches de Tanaka [177] (*i.e.*, 10000 K) ou de Burm *et al.* [23] (*i.e.*, 12000 K).

Seuls les coefficients de transport de Devoto [42, 43, 44] permettent de représenter un plasma pour la plage de température 12000-20000 K ; c'est pourquoi ils sont utilisés dans le modèle. Le modèle cinétique employé pour représenter la chimie de l'argon est celui d'Hoffert & Lien [90], valide pour des températures électroniques  $T_e \geq 3000$  K. C'est pourquoi la température de la chambre est fixée à une valeur supérieure à 3000 K dans le modèle : les implications de ce choix arbitraire sont discutées à la section 8.1.3.

### 8.1.1 Domaine de calcul

Le domaine de calcul A-B-C-D-E-F-G-H-A illustré à la figure 8.1 est un cylindre de révolution à l'intérieur de la chambre de projection, centré sur un axe normal au plan de sortie de la torche à plasma. Il représente un jet dans lequel est inséré un PSSPP (au bout d'une sonde d'enthalpie) lors du processus de mesures expérimentales.

Les frontières de ce domaine de calcul représentent respectivement :

1. A-B : le plan de sortie de la torche DC, d'où est issu le jet de plasma (supersonique) ;
2. B-C : l'extrémité du cylindre de révolution parallèle à la paroi de la torche DC ;
3. C-D : la surface latérale du cylindre de révolution, parallèle au mur de la chambre de projection ;
4. D-E : l'autre extrémité du cylindre de révolution, parallèle au fond de la chambre de projection ;
5. E-F : la surface externe du TBC recouvrant la sonde d'enthalpie ;
6. F-G : la surface externe du PSSPP ;
7. G-H : l'extrémité du PSSPP ;
8. H-A : l'axe de symétrie autour duquel se fait la révolution.

Le cylindre de révolution est formé par un carré de 90 mm  $\times$  90 mm, à l'intérieur duquel l'extrémité du PSSPP (*i.e.*, la frontière G-H) est située à une distance  $x = 17$

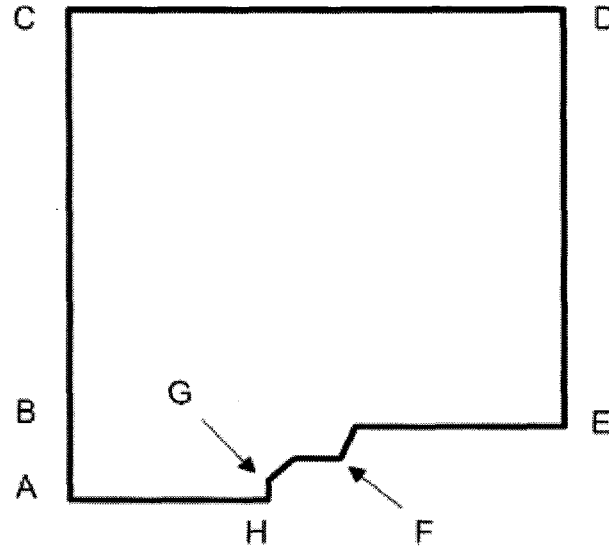


FIG. 8.1 – Domaine de calcul représentant les mesures expérimentales avec le PSSPP.

mm du plan de sortie de la torche (*i.e.*, la frontière A-B). Cette distance correspond à la première zone de compression dans les mesures expérimentales (voir la section 5.3.2). Le maillage possède 10029 cellules (avant tout raffinement du maillage pour capter le choc induit), avec 2 cellules par millimètre sur la frontière A-B et le long de l'axe A-H. Ce maillage est ensuite adapté pour en augmenter la finesse dans la zone qui décrit le choc et la stagnation devant le PSSPP (*i.e.*,  $0,012 \text{ m} < x < 0,017 \text{ m}$ ), et le nombre de cellules passe à 11361. Ce maillage adapté, qui est illustré à la figure 8.2, compte quatre cellules par millimètre dans la zone comprenant le choc et la stagnation.

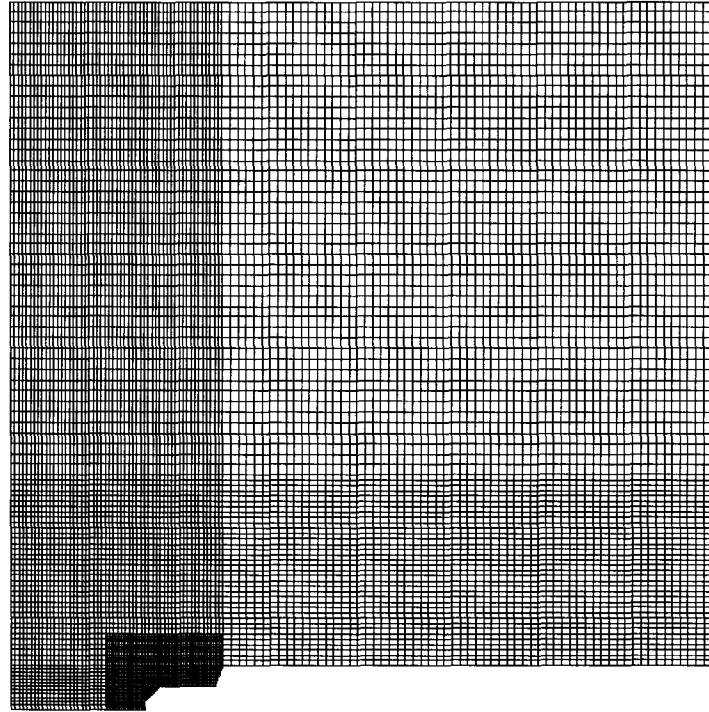


FIG. 8.2 – Maillage du domaine de calcul illustrant le raffinement devant le PSSPP.

### 8.1.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites du système d'équations de conservation à résoudre, pour le domaine de calcul de la figure 8.1, sont présentées au tableau 8.1. Les profils imposés de température et de pression totales permettent, à l'aide des ratios  $T_o/T$  et  $p_o/p$  (voir les équations 2.11 et 2.12 au chapitre 2), d'obtenir la température  $T_h$  et la vitesse axiale  $u$  du jet dans le plan de sortie de la torche. La pression dans la chambre à atmosphère contrôlée est notée  $p_c$ , alors que la pression du jet dans le plan de sortie de la torche est notée  $p_j$ . De plus, le PSSPP doit avoir une température d'opération inférieure à son point de fusion, qui est de  $T_f \approx 3700$  K. Enfin, dans le tableau 8.1, l'acronyme "LL" signifie "Loi du Logarithme" ; celle-ci décrit la façon dont sont traitées les conditions aux limites pour les variables de la turbulence. Plus particulièrement, la loi du logarithme permet d'établir le lien entre l'écoulement turbulent et la surface adjacente, sans résoudre la sous-couche visqueuse ni la sous-couche de transition [13, 63].

L'application des conditions aux limites dépend de la nature de l'écoulement. Lorsque

| Limite             | $u, v$ [m/s]                 | $p$ [kPa]      | $T_h$ [K]                           | $T_e$ [K]        | $y_e$ [-]                   | $k$ [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ] | $\epsilon$ [m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]    |
|--------------------|------------------------------|----------------|-------------------------------------|------------------|-----------------------------|---------------------------------------|-------------------------------------------------|
| A-B                | profil $p_o$                 | $p_j$          | profil $T_o$                        | $T_e = T_h$      | Saha                        | profil $k$                            | profil $\epsilon$                               |
| B-C, C-D<br>et D-E | $\nabla_n^0(u, v)$           | $p_c$          | $\nabla_n^0 T_h$<br>ou $T^{recirc}$ | $\nabla_n^0 T_e$ | $\nabla_n^0 y_e$<br>ou Saha | $\nabla_n^0 k$<br>ou $k^{recirc}$     | $\nabla_n^0 \epsilon$<br>ou $\epsilon^{recirc}$ |
| E-F, F-G<br>et G-H | 0                            | -              | $T_{PSSPP}$                         | $T_e = T_h$      | $\nabla_n^0 y_e$            | LL                                    | LL                                              |
| H-A                | $\nabla_n^0 u$<br>et $v = 0$ | $\nabla_n^0 p$ | $\nabla_n^0 T_h$                    | $\nabla_n^0 T_e$ | $\nabla_n^0 y_e$            | $\nabla_n^0 k$                        | $\nabla_n^0 \epsilon$                           |

TAB. 8.1 – Description des conditions aux limites pour le domaine de calcul du modèle mathématique. Légende : " $\nabla_n^0$ " indique que la composante normale du gradient est nulle, " $T_{PSSPP}$ " = 3500 K, " $T^{recirc}$ " = 4000 K, " $p_c$ " = " $p_j$ " = 5 kPa, "Saha" indique l'équilibre chimique,  $k^{recirc} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ,  $\epsilon^{recirc} = 1 \text{ m}^2/\text{s}^3$  et "LL" signifie *loi logarithmique*.

celui-ci est supersonique sur une frontière, les caractéristiques de l'écoulement y sont toutes "positives" ou "sortantes", et aucune condition limite n'est à spécifier sur cette frontière [91]. Les valeurs des variables résolues y sont alors obtenues par extrapolation de la solution intérieure. Au contraire, lorsque l'écoulement à travers une frontière est subsonique, il existe des caractéristiques "négatives" ou "entrantes" et certaines conditions limites doivent être spécifiées [91]. Pour le problème du jet de plasma supersonique formulé dans ce travail, les conditions aux limites imposées sont présentées à la table 8.1.

### 8.1.3 Profils d'entrée des variables du jet

Il est primordial d'utiliser des profils d'entrée qui respectent la physique de l'écoulement dans la tuyère afin de bien représenter l'écoulement près du plan de sortie de la torche, comme le montrent les travaux de Diliwary & Szekely [45]. De plus, il est généralement impossible d'imposer les valeurs maximales de température et de vitesse du jet tout en respectant le débit massique lorsque des profils plats sont utilisés. C'est que de tels profils négligent les phénomènes de transfert entre la paroi de la tuyère et l'écoulement, par lesquels se crée une enveloppe de gaz froid autour de l'écoulement de plasma.

La limitation en température liée au modèle de cinétique chimique modifie elle aussi le débit massique du jet de plasma, puisque la masse volumique de l'argon est proportionnelle à sa température. Une fraction importante du débit massique quittant une torche DC ( $\approx 25\text{-}40\%$ ) est expulsée dans l'enveloppe froide qui ceinture le jet de plasma, puisque les parois de la torche sont refroidies. Le respect du débit massique expulsé, et donc du profil de température, est important dans la simulation d'un jet libre, puisque la turbulence amène un brassage de l'écoulement par lequel le cœur chaud du plasma se mêle à l'enveloppe froide et au gaz de la chambre de projection. Mais comme les jets à basse pression sont longs (des centaines de millimètres), il est possible de supposer que le mélange entre l'enveloppe froide et le cœur chaud est plutôt limité sur une distance axiale de 17 millimètres. De plus, pour un jet impactant le PSSPP, les effets de la turbulence axiale apparaissent dans la zone de forts gradients du choc et de la stagnation ; or, cette région n'existe pas pour un jet libre.

Les profils d'entrée utilisés dans ce travail visent à représenter la physique d'un jet expulsé d'une tuyère (profil de vitesse) tout en respectant la limitation liée au modèle de cinétique chimique (profil de température). Bolot *et al.* [15] ont recensé les profils utilisés dans la littérature pour la simulation de jets de plasma. Ils rapportent que les profils de vitesse ( $\phi = u$ ) et de température ( $\phi = T$ ) suggérés prennent la forme suivante :

$$\phi(r) = \phi_p + (\phi_c - \phi_p) \left[ 1 - \frac{r}{r_p} \right]^{n_\phi}, \quad (8.1)$$

avec  $n_u \approx 4$  et  $n_T \approx 2$ . Dans l'équation 8.1, les indices  $p$  et  $c$  indiquent respectivement une valeur à la paroi ou centrale ; ce sont des profils de ce type qui sont utilisés dans ce travail.

### Profils pour $T_h$ , $T_e$ , $u$ et $y_e$

Les profils radiaux imposés sur la frontière A-B dans le modèle mathématique sont illustrés aux figures 8.3 à 8.5. Ce sont respectivement les profils de la pression statique et de la température des particules lourdes (qui découle de la température totale  $T_o$ ) à la figure 8.3, de la vitesse axiale (qui découle de la pression totale  $p_o$ ) et du nombre de Mach à la figure 8.4, et de la fraction massique des électrons à la figure 8.5. Le profil de la température des électrons n'est pas montré puisque l'équilibre thermique est imposé sur la frontière A-B. De plus, tous les profils présentés font référence à des grandeurs imposées dans le modèle, à l'exception du nombre de Mach qui est calculé à partir des valeurs locales imposées pour  $T_h$ ,  $p$ ,  $u$  et  $y_e$ .

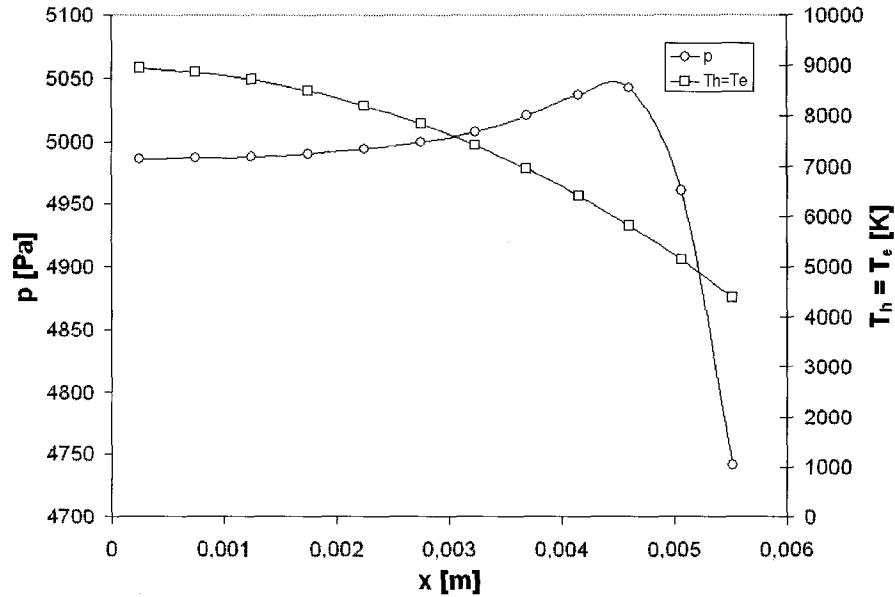


FIG. 8.3 – Profils radiaux de la pression statique et de la température des particules lourdes imposés sur la frontière A-B.

Les valeurs maximales au centre du jet représentent l'ordre de grandeur des profils axiaux de jets libres calculés par la méthode du PSSPP à la section 5.3.2 du chapitre 5. Ainsi, le jet simulé quitte la torche en équilibre chimique et thermique (*i.e.*, LTE) à une température de 9000 K, un nombre de Mach de 1,5 et une pression de 5 kPa. De plus, l'équilibre aérodynamique est aussi imposé. Les profils de pression statique (à la figure 8.3) et du nombre de Mach (à la figure 8.4), montrent que le solveur ne réussit pas à imposer parfaitement l'équilibre aérodynamique dans la zone subsonique près de la paroi ( $r > 0,005$  m). Une diminution de 6 % de la pression statique y est observée : ce déséquilibre occasionnera la création de faibles ondes de choc afin de ramener la pression du jet à la pression de chambre dans les simulations. Cette erreur numérique est intrinsèquement liée à la programmation du solveur. Ce genre de détail est souvent omis ou camouflé ; il est ici présenté par souci de transparence.

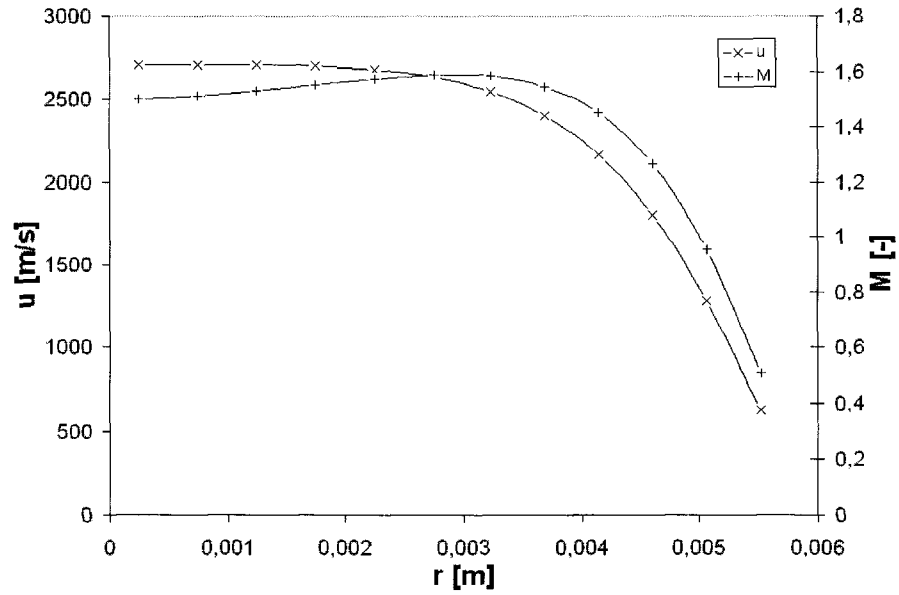


FIG. 8.4 – Profils radiaux de vitesse axiale (imposé) et du nombre de Mach (calculé) sur la frontière A-B.

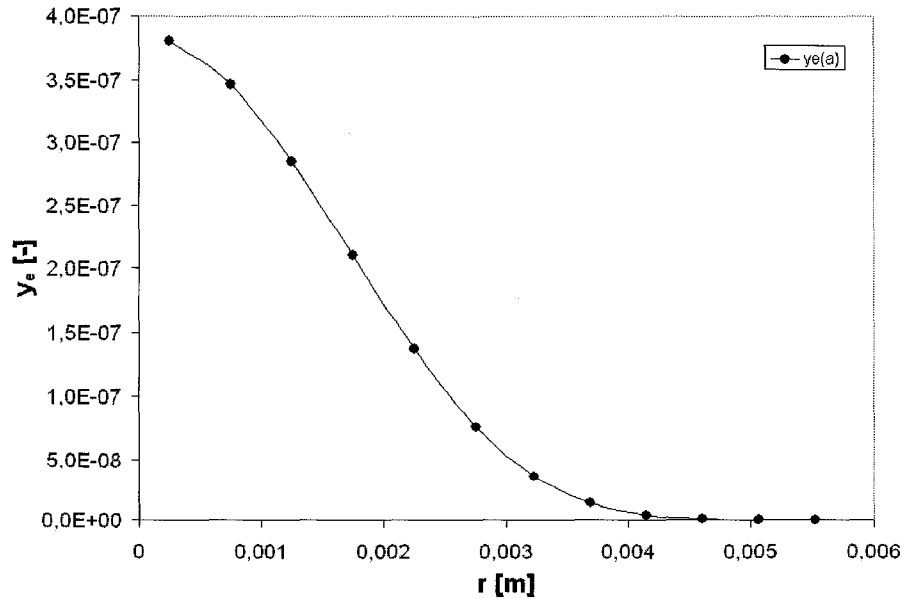


FIG. 8.5 – Profil radial de la fraction massique des électrons imposé sur la frontière A-B.

### Profils pour $k$ et $\epsilon$

L'imposition de profils pour les variables de la turbulence n'est pas une tâche facile, parce qu'il est ardu, sinon impossible, de mesurer et d'observer l'écoulement à l'intérieur d'une torche DC. Fincke *et al.* [59] ont proposé des profils d'entrée pour l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation,  $k$  et  $\epsilon$ , en posant l'hypothèse que l'énergie cinétique turbulente est proportionnelle aux gradients de vitesse. De tels profils d'entrée pour  $k$  et  $\epsilon$  ont été utilisés avec succès par Bolot *et al.* [15] et par El-Hadj & Ait-Messaoudene [1] dans la modélisation de jets subsoniques en équilibre thermique à la pression atmosphérique.

Les profils de  $k$  et  $\epsilon$  proposés par [59] sont les suivants :

$$k(r) = 0,0003u_{max}^2 \frac{(\partial u / \partial r)}{(\partial u / \partial r)_{r_p}}, \quad (8.2)$$

et

$$\epsilon(r) = \frac{0,09^{3/4} k(r)^{3/2}}{l}. \quad (8.3)$$

Dans ces relations, l'indice " $r_p$ " indique une valeur évaluée à la paroi de la torche ( $r_p = 0,00575$  m),  $u_{max}$  est la valeur centrale du profil de vitesse (*i.e.*, le maximum) alors que la longueur " $l$ " vaut :

$$l = \min(0,41(r_p - r); 0,07r_p). \quad (8.4)$$

Ces profils, qui sont illustrés à la figure 8.6, montrent de faibles valeurs centrales de  $k$  et  $\epsilon$ , qui augmentent vers les parois en lien avec le développement des couche limites (*i.e.*, la composante radiale du gradient de vitesse axiale).

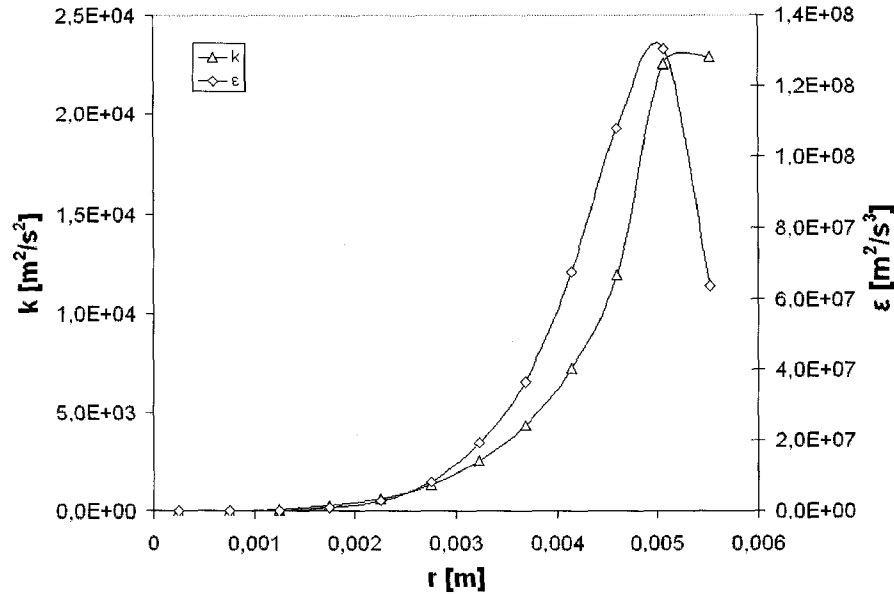


FIG. 8.6 – Profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation imposés sur la frontière A-B.

## 8.2 Résultats numériques

Cette section se divise en deux sous-sections. Dans la première sont abordés les détails numériques des simulations de jets de plasma à basse pression impactant le PSSPP. Dans la deuxième, ce sont les résultats numériques permettant l'analyse de la méthode du PSSPP qui sont présentés.

### 8.2.1 Maillage et ordre de discrétisation

Dans cette section sont décrits les effets du maillage et de l'ordre de discrétisation des équations de conservation sur la solution numérique obtenue. Le cas de base pour les comparaisons est noté (a); il utilise le maillage décrit à la section 8.1.1 avec une discrétisation au deuxième ordre des équations de conservation. Il est comparé aux cas (b) et (c) : le premier utilise un maillage adapté avec huit cellules par millimètre dans la zone de choc et de stagnation ( $0,012 \text{ m} < x < 0,017 \text{ m}$ ), alors que le second résout les équations de conservation discrétisées au premier ordre. Le maillage pour le cas (b) compte 13437 cellules. Enfin, ces trois cas :

- utilisent les profils d'entrée présentés à la section 8.1.3;

- ont un débit massique de  $7,2 \times 10^{-4}$  kg/s ;
- bouclent leur bilan de masse à moins de  $1 \times 10^{-8}$  kg/s ;
- utilisent un critère de convergence de  $1 \times 10^{-4}$  pour l'équation de continuité, et de  $1 \times 10^{-5}$  pour toutes les autres équations résolues.

Les résultats numériques obtenus pour les cas (a), (b) et (c) sont illustrés par les distributions axiales de la pression statique et du nombre de Mach aux figures 8.7 et 8.8. Tout d'abord, les faibles oscillations observées sur la plage  $0,005 \text{ m} < x < 0,011 \text{ m}$  sont associées aux ondes de compression créées par le non-respect de l'équilibre aérodynamique du profil d'entrée, puisque le nombre de Mach diminue et que la pression augmente. Par ailleurs, cette oscillation de  $p$  et  $M$  est moins importante lorsque les équations sont discrétisées au premier ordre au cas (c). Le premier ordre n'est pas suffisant pour bien capturer les ondes de compression, ce que montre la différence entre ce cas et les deux autres dans la zone du choc et de la stagnation. De plus, il n'y a pas de différence notable entre les distributions obtenues par les cas (a) et (b), au maillage plus fin. La solution du cas (a) est donc adoptée comme cas de base pour la suite.

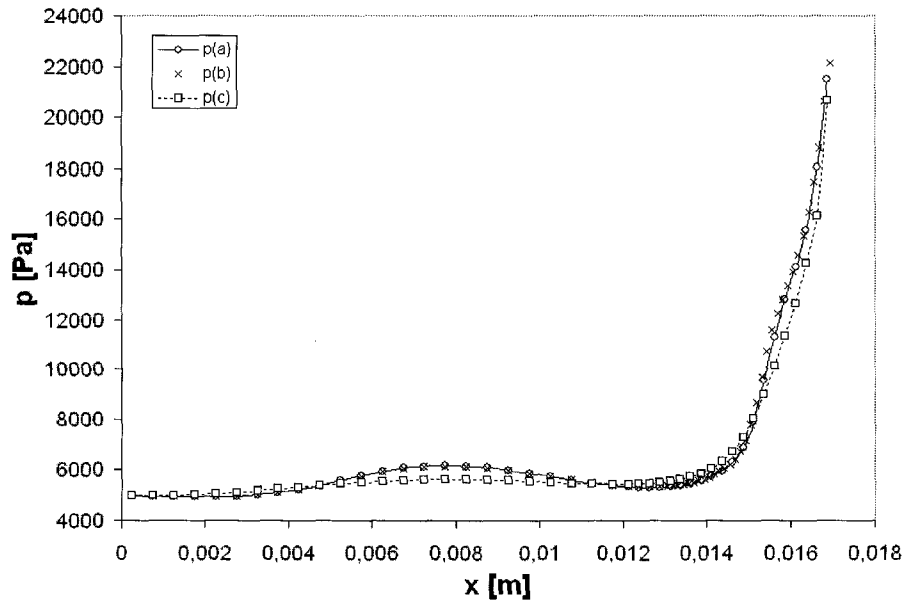


FIG. 8.7 – Résultats de modélisation : pression statique axiale pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP.

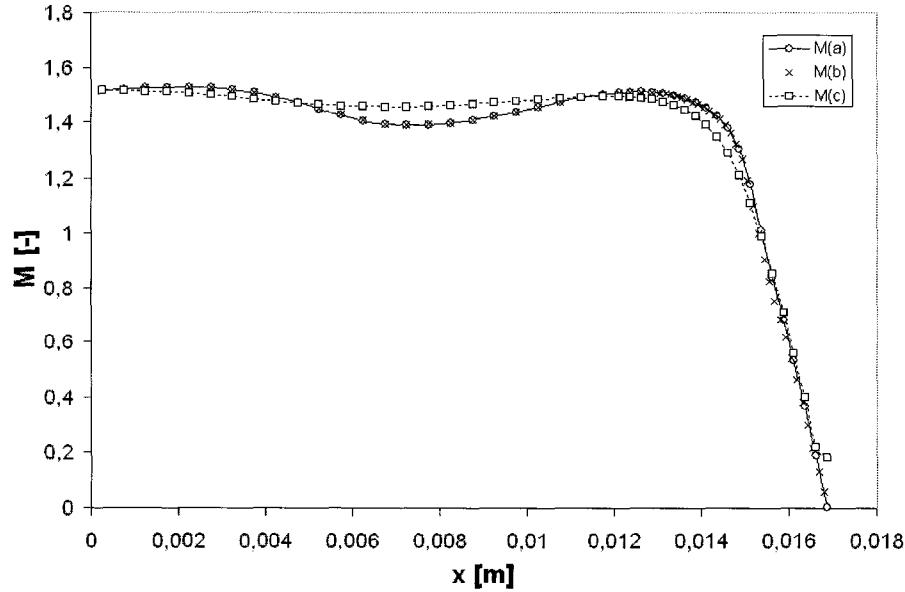


FIG. 8.8 – Résultats de modélisation : nombre de Mach axial pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP.

### 8.2.2 Analyse du choc et de la stagnation

Afin de pouvoir utiliser les résultats numériques pour critiquer la méthode du PSSPP, il est important de s'assurer qu'il n'y a pas, ou peu, d'effet lié à la température ambiante sur la région du choc et de la stagnation devant le PSSPP. À cette fin, le cas (a) dont la température ambiante est de 4000 K, est comparé aux cas (d) et (e) pour lesquels la température de la chambre de projection est respectivement de 4500 K et 5000 K. Les profils d'entrée pour la température du jet s'accordent avec ces températures, et les débits massiques de ces écoulements ne sont pas les mêmes : (a) =  $7,2 \times 10^{-4}$  kg/s, (d) =  $6,4 \times 10^{-4}$  kg/s et (e) =  $6,2 \times 10^{-4}$  kg/s. Ce changement de débit est imputable au changement de la masse volumique de l'argon entre 4000 et 5000 K. Néanmoins, les valeurs centrales de température sont les mêmes, et le même profil de vitesse axiale est imposé pour les trois cas.

La figure 8.9 présente les distributions axiales de pression statique pour les trois cas simulés. Le choc peut être localisé entre  $0,015 \text{ m} < x < 0,016 \text{ m}$ , par l'inflection des trois distributions de pression. Cela confirme l'observation visuelle du choc par la caméra CCD, qui montre elle aussi une certaine épaisseur (la zone sombre, filtrée, aux figures

5.9 et 5.14). À ce propos, la figure 8.10 présente les isocontours du nombre de Mach, dans la région située entre le plan de sortie de la torche et l'extrémité du PSSPP, pour le cas (a). Ces isocontours montrent eux aussi que la transition supersonique-subsonique se produit sur une zone plus épaisse qu'à basse température (voir les isocontours du nombre de Mach pour les jets froids à l'annexe D). Le choc est un processus dissipatif lié à la viscosité [3, 169], et la viscosité d'un plasma est largement supérieure à celle du même gaz non-ionisé, ce qui peut être mis en relation avec l'épaississement du choc. Le rayonnement est un autre phénomène dissipatif qui n'entre pas en jeu à basse température.

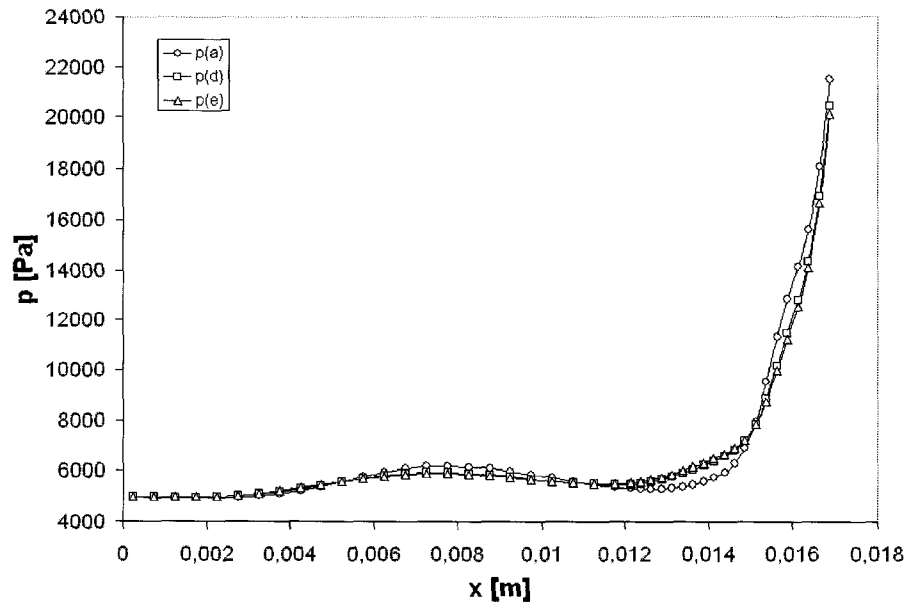


FIG. 8.9 – Résultats de modélisation : pression statique axiale pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP.

Les effets du non-respect de l'équilibre aérodynamique imposé sont observables sur les distributions axiales de la pression (figure 8.9), du nombre de Mach (figure 8.12) et de la vitesse axiale (figure 8.13). Cette augmentation de 6 % de la pression statique du jet autour de  $x \approx 0,008$  m occasionne une légère décélération de la vitesse et du nombre de Mach (*i.e.*, c'est bien une zone de compression) du jet de plasma supersonique. Le déséquilibre aérodynamique peut être visualisé à la figure 8.11, qui présente les isocontours de la pression statique pour le cas (a). Par ailleurs, tous les autres isocontours illustrant la solution numérique pour le cas (a) se retrouvent à l'annexe E afin d'alléger le texte.

Enfin, un retour aux figures 8.12 et 8.13, qui illustrent les distributions axiales du

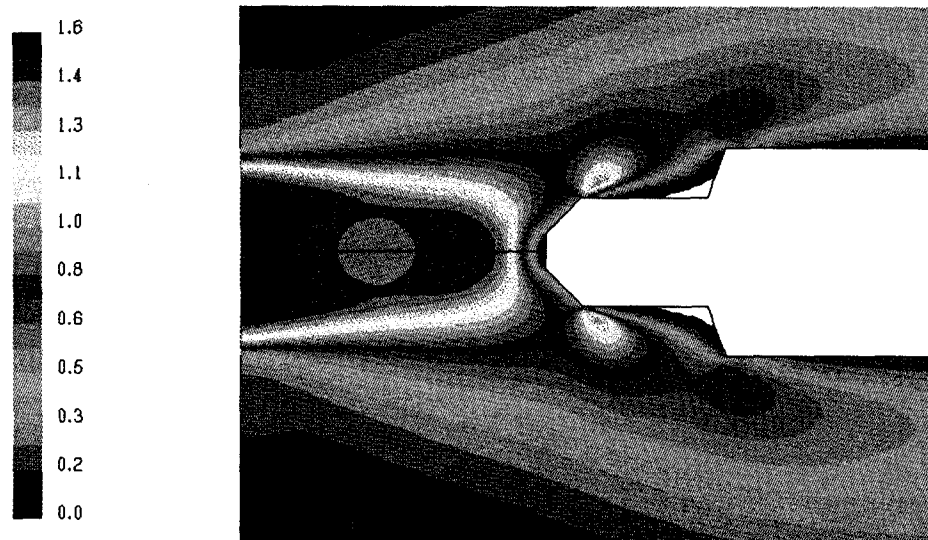


FIG. 8.10 – Isocontours du nombre de Mach pour le cas (a).

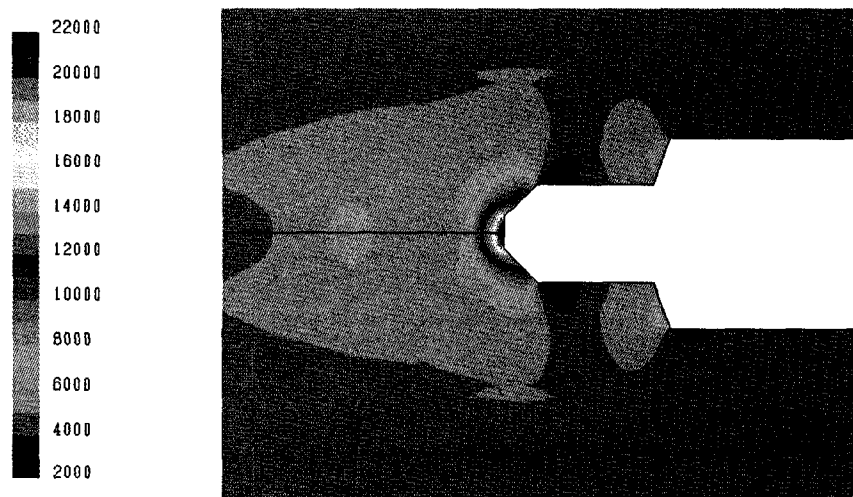


FIG. 8.11 – Isocontours de la pression statique pour le cas (a).

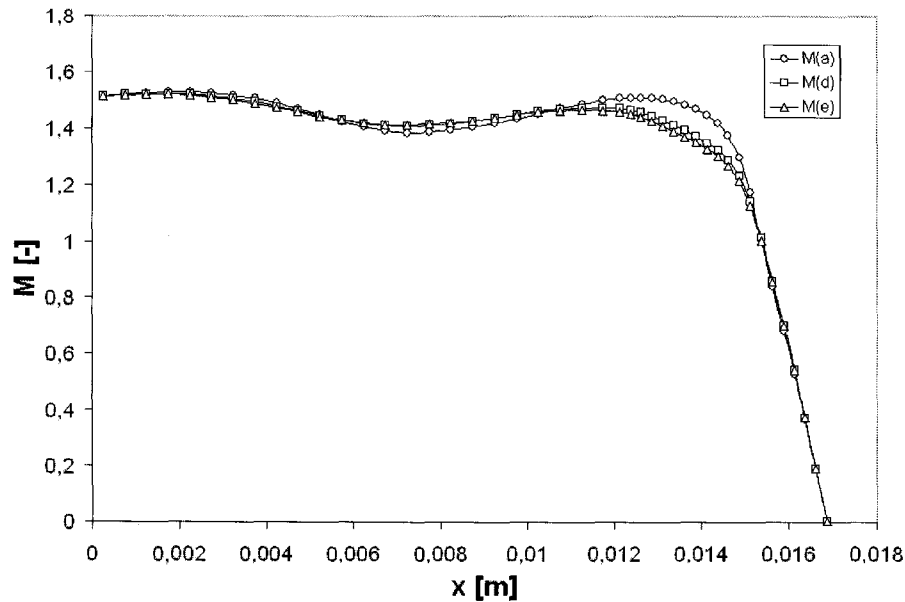


FIG. 8.12 – Résultats de modélisation : nombre de Mach axial pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP.

nombre de Mach et de la vitesse axiale, permet de voir que la dynamique de l'écoulement est la même peu importe la température ambiante. Le choc et la décélération subséquente, localisés en  $x > 0,015$  m, sont exactement les mêmes sur ces deux figures. Ainsi, la différence observée sur les distributions de pression dans la zone de choc et de stagnation à la figure 8.9 n'a pas d'influence notable sur la dynamique de l'écoulement. Par ailleurs, il n'y a pas de point d'inflexion marqué des distributions de vitesse axiale et du nombre de Mach dans la zone du choc. Cet adoucissement des gradients est une conséquence de l'épaississement du choc, un phénomène lié aux hautes températures des plasmas. Parce que les chocs des cas (a), (d) et (e) sont similaires, seul le cas (a) sera présenté aux figures subséquentes, qui permettent d'établir si les équilibres thermique et chimique sont respectés dans le processus choc-stagnation.

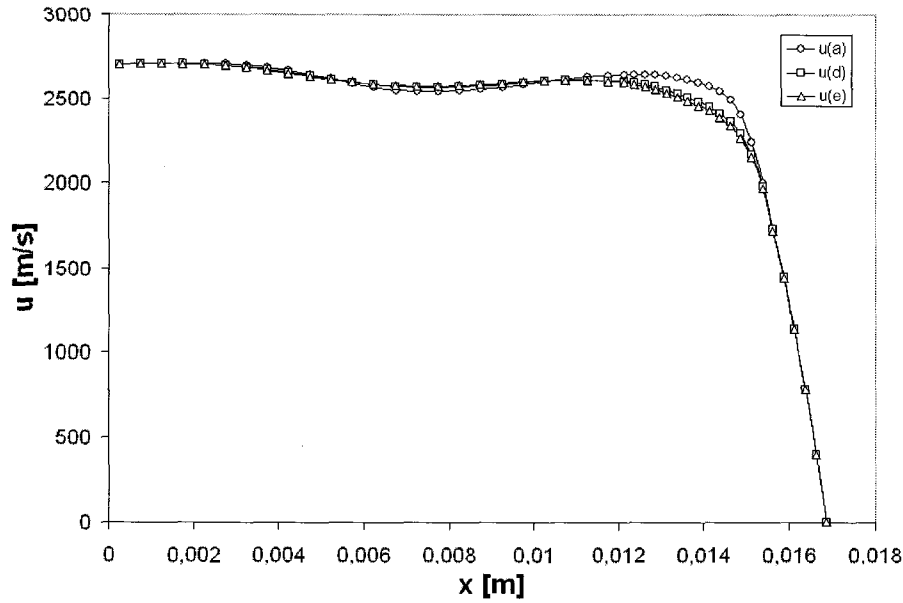


FIG. 8.13 – Résultats de modélisation : vitesse axiale (sur l'axe du jet) pour trois jets d'argon supersoniques et turbulents impactant le PSSPP.

### Équilibre thermique

Les figures 8.14 et 8.15 présentent respectivement les distributions axiales du ratio  $\theta = T_e/T_h$ , de la température des particules lourdes et de la température des électrons pour le cas (a). Si le ratio des températures montre un faible écart d'environ 10% le long du jet (*i.e.*,  $\theta \approx 0,9$ ), à travers le choc et la stagnation ce ratio chute jusqu'à atteindre une valeur de 0,5 devant le PSSPP. Le processus du choc, qui a été situé en  $0,015 \text{ m} < x < 0,016 \text{ m}$ , fait passer le ratio des températures d'environ 0,8 à 0,6.

Le comportement des distributions de température à la figure 8.15 peut s'expliquer par les différentes masses des particules considérées. Ainsi, comme le montre la distribution de la température axiale des particules lourdes,  $T_h$  est affectée par les phénomènes diffusifs du choc. Le ralentissement de l'écoulement et son augmentation de pression se traduisent par une augmentation importante de  $T_h$ , qui passe de 9000 à 13000 K dans le choc, pour ensuite se refroidir à la stagnation, à cause de la présence du PSSPP attaché à la sonde d'enthalpie (celle-ci est refroidie à l'eau pressurisée). Au contraire, la distribution de la température axiale des électrons n'est pas influencée par le choc, parce que la masse des électrons est très faible et que l'échange d'énergie par les collisions

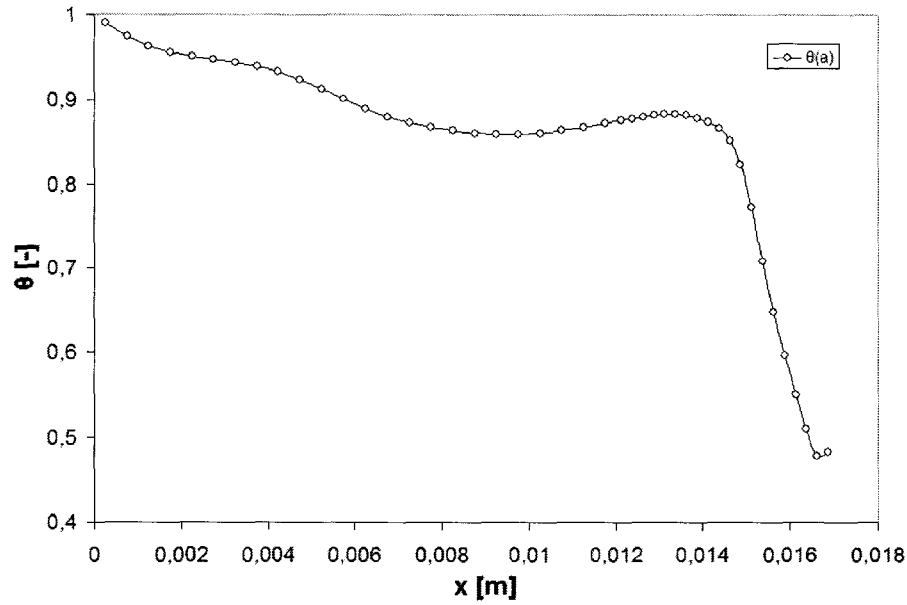


FIG. 8.14 – Résultats de modélisation : ratio axial des températures ( $\theta = T_e/T_h$ ) pour le cas (a).

élastiques est inefficace. La température  $T_e$  subit donc une diminution graduelle dans le choc et la stagnation, passant de 9000 K avant le choc à environ 5000 K à la stagnation. L'hypothèse d'équilibre thermique n'est donc pas respectée dans la zone du choc et de la stagnation ; par contre  $\theta$  s'approche de l'unité pour  $x < 0,015$  m.

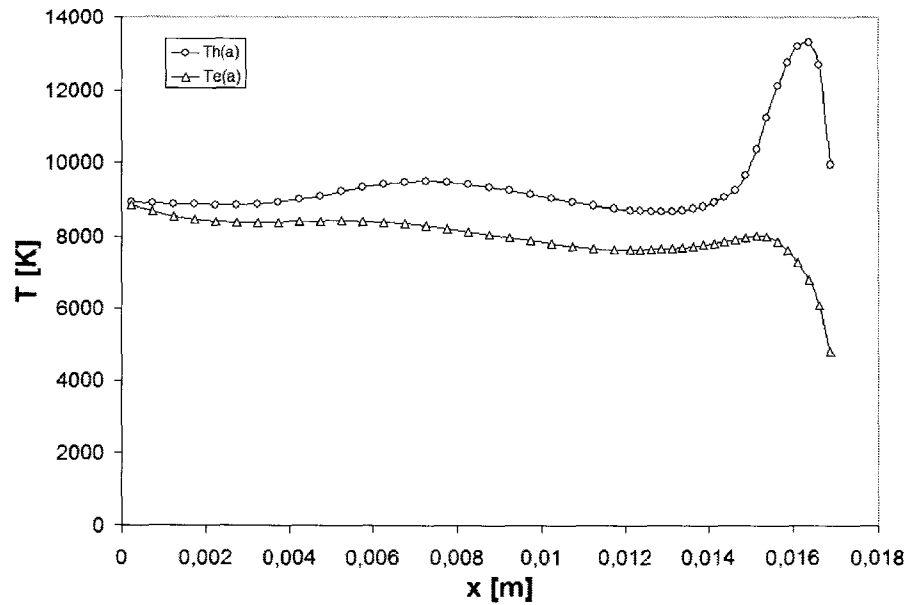


FIG. 8.15 – Résultats de modélisation : températures axiales des particules lourdes et des électrons pour le cas (a).

### Équilibre chimique

La figure 8.16 présente respectivement les distributions axiales de la fraction massique des électrons  $y_e$  et du critère d'équilibre chimique  $\Psi$  (voir la section 7.3.1) pour le cas (a). La distribution de  $y_e$  indique que la fraction massique change peu dans le jet comme dans le choc et la stagnation. Il n'est pas possible d'affirmer que l'écoulement soit figé, puisque  $y_e$  change continuellement. Cependant, la distribution du critère d'équilibre chimique  $\Psi$  prend une valeur entre 0,2 et 0,1 jusqu'au choc, ce qui implique que la recombinaison des ions ne peut s'effectuer dans le jet de plasma. De plus, sachant que la cinétique chimique dépend de la température des électrons, un calcul de la composition d'équilibre basé sur la température  $T_e$  à la stagnation donne une valeur pour  $y_e$  aux alentours de  $10^{-10}$ . L'équilibre chimique n'est donc pas respecté dans la zone de choc et de stagnation. Les faibles variations de la fraction massique des électrons laissent entrevoir que le comportement chimique de l'écoulement s'apparente à un écoulement figé.

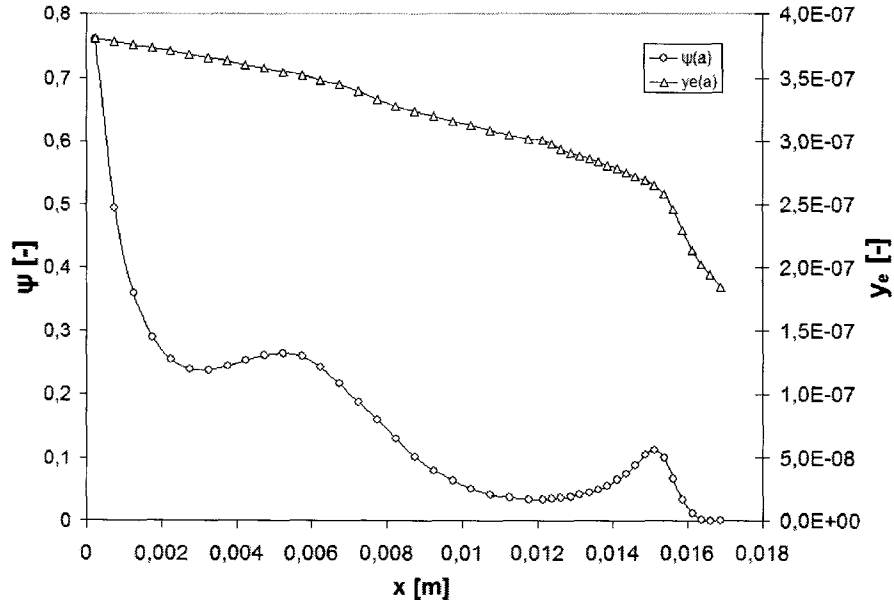


FIG. 8.16 – Résultats de modélisation : fraction massique des électrons et critère d'équilibre chimique axiaux pour le cas (a).

### 8.2.3 Indépendance au maillage

Afin de s'assurer de la qualité de solution numérique obtenue pour le cas (a), l'indépendance de la solution face au maillage utilisé a été vérifiée. Les solutions comparées sont celles du maillage de 11361 cellules, illustré à la figure 8.2, et celle d'un maillage raffiné comportant 14237 cellules. L'augmentation du nombre de cellules est concentré dans la zone ayant une signification importante au niveau de la physique de l'écoulement, *i.e.*, celle qui est située entre le plan de sortie de la torche plasma et l'extrémité du PSSPP (longue de 17 mm). Les résultats obtenus sont concluants puisque des différences inférieures à 5% sont observées sur les variables principales de l'écoulement que sont la pression (statique)  $p$  et la vitesse axiale  $u$ .

## 8.3 Retour sur la méthode du PSSPP

À la lumière de la section précédente, il est évident que les équilibres thermique et chimique ne sont pas respectés lorsque l'écoulement de plasma supersonique traverse le choc et la zone de stagnation subséquente devant le PSSPP. Cependant, la modélisation

prédit un écoulement dont la cinétique hors équilibre amène de faibles variations de composition. En poussant cette idée plus loin, il devient intéressant de tester le cas limite d'un écoulement figé.

Une alternative à la résolution des équations de choc par la méthode de Fanno et Rayleigh, qui suppose le LTE, consiste à faire l'hypothèse que la stagnation derrière le choc ("2"  $\rightarrow$  "o2") est à l'équilibre chimique et thermique, mais que le choc ("1"  $\rightarrow$  "2") est figé. Le processus de mesure, illustrant les régions "1", "2" et "o2" dans l'écoulement supersoniques, est présenté à la figure 3.2 au chapitre 3. Étant donné les variables disponibles dans le processus de mesure du PSSPP (la pression derrière le choc, la pression totale et l'enthalpie totale à la stagnation), l'information pour l'écoulement figé voyage de la stagnation vers le jet libre (alors qu'en réalité, c'est l'inverse). Il n'est pas évident que ce processus à rebours "fige" l'écoulement à une valeur qui représente bien la réalité. Enfin, sans mesure supplémentaire, il est impératif de supposer le LTE entre les états "2" et "o2".

L'observation des distributions axiales des températures du cas (a) (à la figure 8.15), montre que la température de stagnation  $T_h$  est du même ordre de grandeur que celle de l'écoulement libre quittant la torche DC. Or, cette température est celle qui prévaut dans la mesure d'enthalpie de stagnation, car le degré d'ionisation du plasma est faible (inférieur à 0,1 pour toutes les modélisations de ce chapitre). La fraction massique des électrons calculée avec cette température devrait donc être du même ordre de grandeur que celle qui est imposée à l'entrée du jet libre. C'est ce que permet de vérifier la figure 8.17, qui compare le profil axial de fraction massique obtenu par le modèle mathématique avec deux calculs différents utilisant la loi de Saha. Le premier suppose un plasma à une température ( $T_h$  à la figure 8.15) alors que le deuxième prend en compte les deux températures,  $T_e$  et  $T_h$  (toujours de la figure 8.15). Ainsi, la figure 8.17 montre que la fraction massique d'électrons dans le choc ( $y_e$  du modèle) est du même ordre de grandeur dans tout le domaine de calcul, et que la fraction massique d'électrons calculée par la loi de Saha pour  $T_h$  au point de stagnation est aussi dans le même ordre de grandeur. Dans le processus d'analyse des mesures, l'estimé de la composition figée (à rebours) sera donc fait à l'aide de la valeur de  $y_e$  calculée à partir de la température  $T_h$  à la stagnation (tirée des mesures expérimentales).

Enfin, la distribution axiale du critère d'équilibre chimique  $\Psi$  à la figure 8.16 corrobore la validité de cet estimé. De ce point de vue, la composition calculée à rebours est acceptable puisque le critère d'équilibre indique que la recombinaison du plasma n'a pas le temps de se produire à travers l'écoulement supersonique, le choc et la zone de

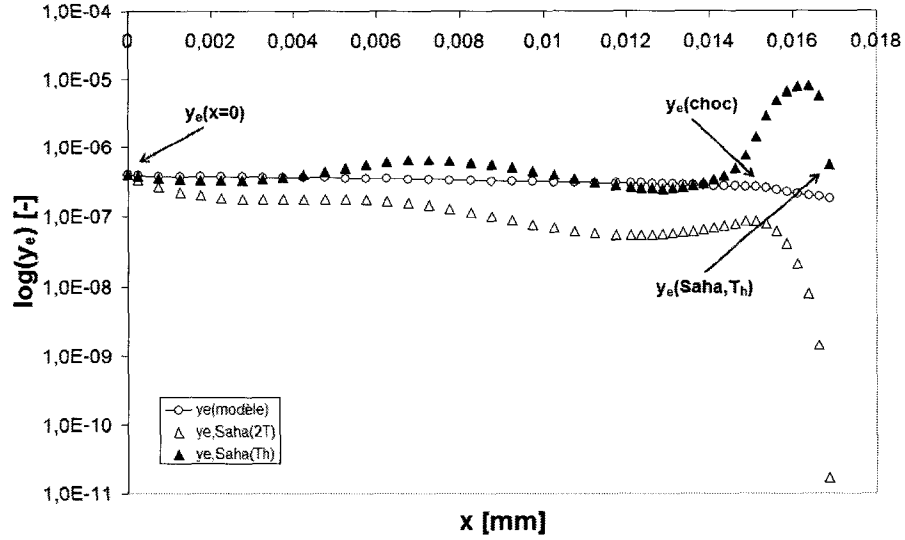


FIG. 8.17 – Calculs de la fraction massique des électrons par la loi de Saha à une ( $T_h$ ) ou deux ( $T_e, T_h$ ) températures le long de l'axe du jet et comparaison avec la solution numérique du cas (a).

stagnation. Cela implique une fraction massique supérieure à celle qui prévaudrait à l'équilibre chimique dans le choc et la zone de stagnation, comme l'illustre la figure 8.17 (ce qui correspond à l'estimé choisi). Par ailleurs, la physique oscillante du jet est préservée même si l'écoulement est figé, puisque le déséquilibre aérodynamique provient des mesures de pression ( $p_2$  par le PSSPP et  $p_{o2}$  par la sonde d'enthalpie).

### 8.3.1 Composition figée à travers le choc

Pour un écoulement figé à travers le choc, et dont la composition est calculée à partir de la température à la stagnation, il est possible de résoudre les équations de choc par :

1. le calcul de fractions massiques  $y_{j,2}$ , du ratio des capacités calorifiques  $\gamma_2$ , de la constante du gaz  $R_2$ , du nombre de Mach derrière le choc  $M_2$  et de la température  $T_2$  en supposant que le LTE lie les valeurs mesurées de  $p_2$ ,  $p_{o2}$  et  $h_{o2}$  ;
2. puis, en faisant l'hypothèse que la composition du choc est figée (*i.e.*,  $\gamma$  est constant), les équations de choc peuvent être ramenées à la relation suivante [169] :

$$M_1^2 = \frac{M_2^2 + \frac{2}{\gamma_2 - 1}}{\frac{2\gamma_2}{\gamma_2 - 1} M_2^2 - 1}, \quad (8.5)$$

qui permet d'obtenir le nombre de Mach de l'écoulement devant le choc,  $M_1$  ;

3. ensuite, la conservation de l'énergie permet d'écrire la relation suivante :

$$h_{o2} = h_{o1} = \sum_j y_{j,2} h_{j,1} + \frac{u_1^2}{2}, \quad (8.6)$$

dans laquelle les enthalpies des espèces du plasma sont uniquement fonction de la température,  $h_{j,1} = f(T_1)$ , et la vitesse axiale peut être exprimée par  $u_1 = M_1 \sqrt{\gamma_2 R_2 T_1}$ , puisque la composition est figée. L'équation 8.6 est résolue de façon itérative pour trouver  $T_1$  ;

4. la vitesse axiale est ensuite obtenue grâce à  $T_1$  et  $M_1$  :

$$u_1 = M_1 \sqrt{\gamma_2 R_2 T_1}, \quad (8.7)$$

5. puis, la conservation de la masse permet de calculer la masse volumique :

$$\rho_1 = \left( \frac{p_2}{R_2 T_2} \right) \frac{u_2}{u_1}, \quad (8.8)$$

6. ensuite, la pression devant le choc est déterminée par le principe de conservation de la quantité de mouvement, qui s'écrit :

$$p_1 = p_2 + \left( \frac{p_2}{R_2 T_2} \right) u_2^2 - \rho_1 u_1^2, \quad (8.9)$$

7. et finalement, l'enthalpie du plasma  $h_1$  est obtenue par l'équation de conservation de l'énergie sous la forme :

$$h_1 = h_{o2} - \frac{u_1^2}{2}. \quad (8.10)$$

Les résultats de cette procédure de calcul, qui représentent un écoulement figé à la stagnation entre le choc et le PSSPP, sont illustrés aux figures 8.18 à 8.22. Ces figures sont en fait une répétition des figures 5.16 à 5.20 du chapitre 5, auxquelles a été ajoutée une distribution axiale représentant la solution du choc pour un écoulement figé à la stagnation, notée "F" sur les figures 8.18 à 8.22.

L'effet de supposer que l'écoulement est figé à travers le choc se fait surtout sentir sur la température du jet. Les autres distributions axiales (nombre de Mach, vitesse axiale, pression statique, enthalpie) sont peu influencées par l'écoulement figé à travers le choc. La forme de la distribution de température  $T_1(F)$  s'accorde bien avec le processus des ondes de choc qui apparaissent dans le plan de sortie de la torche.

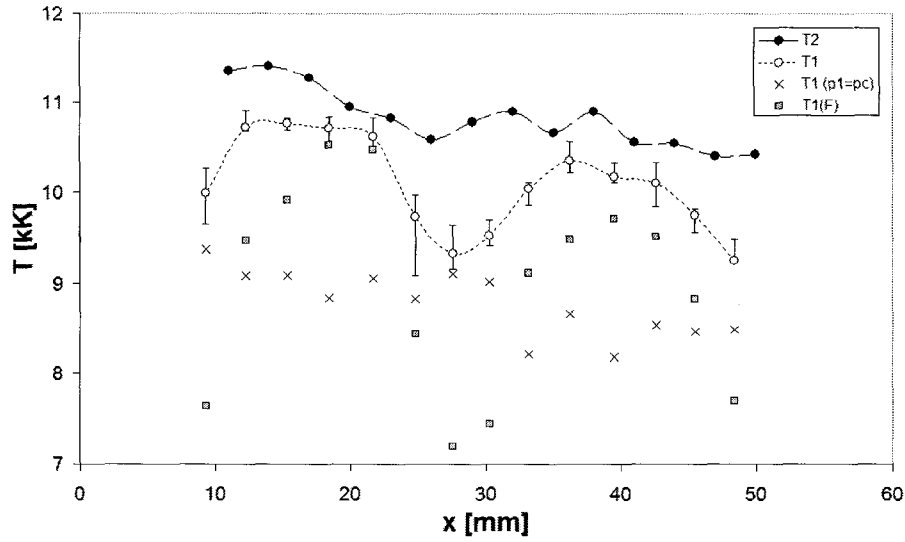


FIG. 8.18 – Distributions axiales de température des deux côtés du choc.

Finalement, malgré le fait que la modélisation montre que les hypothèses de calcul pour la méthode de PSSPP ne sont pas exactes, la méthode du PSSPP représente un avancement notable dans les mesures de jets de plasma en déséquilibre aérodynamique. La qualité principale de cette méthode est liée à la mesure de la pression statique derrière le choc ( $p_2$ ), qui introduit le comportement oscillatoire du jet dans le processus de résolution des équations de choc. Cette qualité différencie grandement la méthode du PSSPP de la méthode habituelle, supposant l'équilibre aérodynamique, qui n'arrive pas à capturer correctement les oscillations des variables de l'écoulement supersonique. Enfin, il est avantageux de supposer que l'équilibre est figé à travers le choc lors de l'analyse de mesures de PSSPP dans les jets de plasma supersoniques à basse pression.

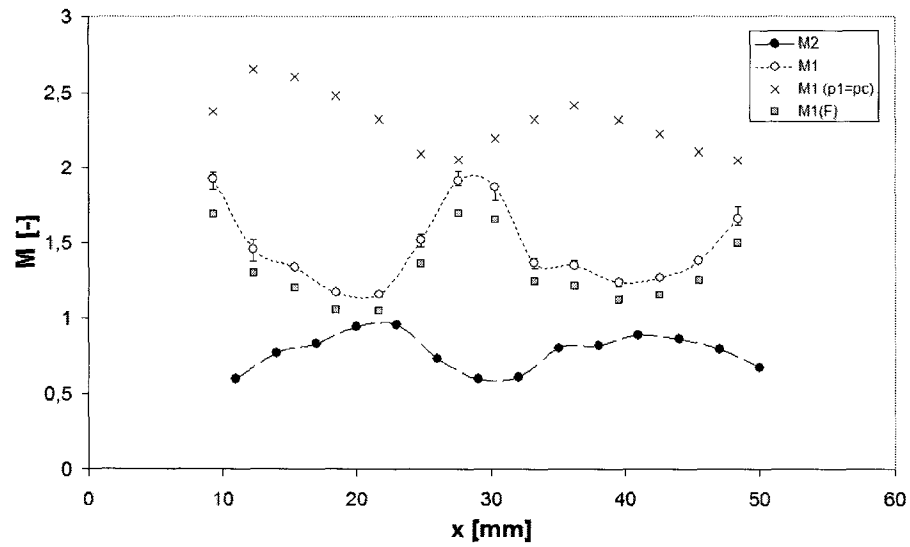


FIG. 8.19 – Distributions axiales du nombre de Mach des deux côtés du choc.

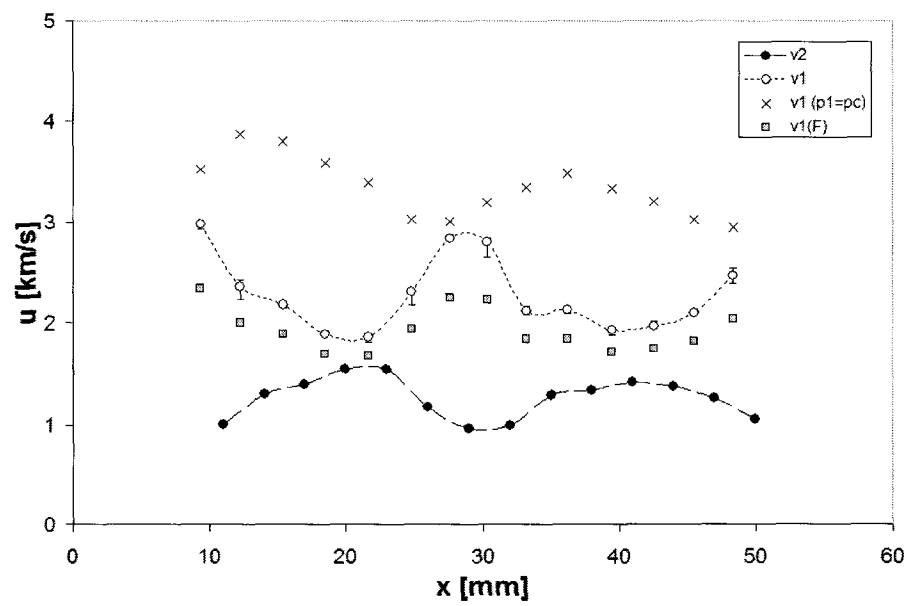


FIG. 8.20 – Distributions axiales de vitesse axiale des deux côtés du choc.

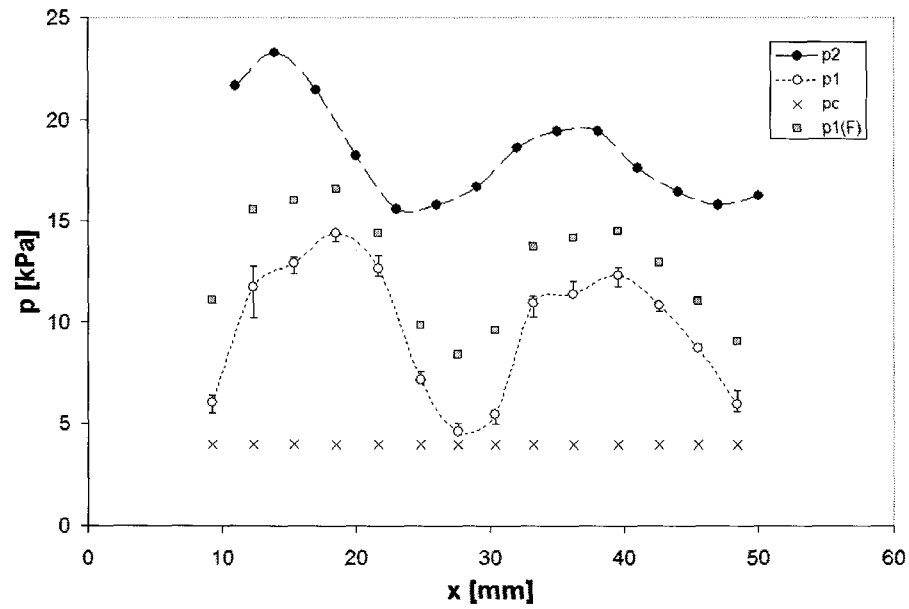


FIG. 8.21 – Distributions axiales de pression statique des deux côtés du choc.

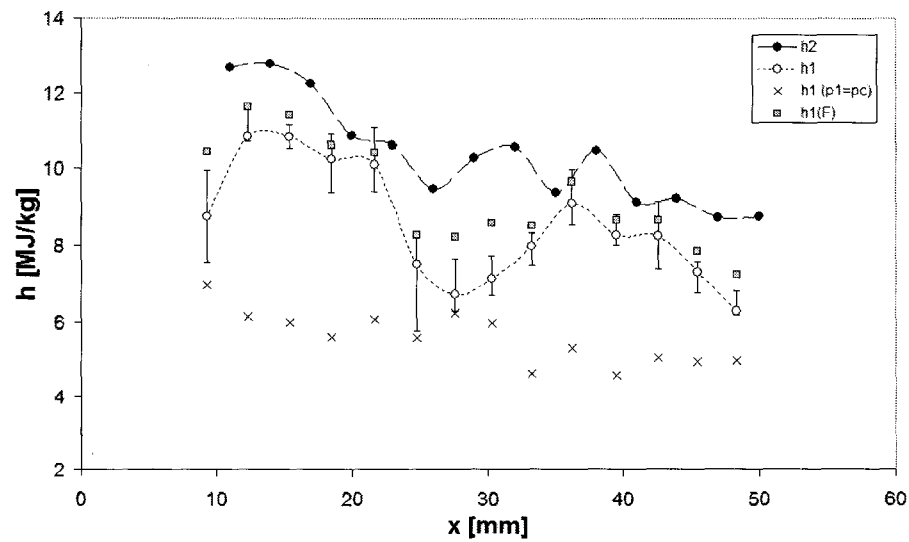


FIG. 8.22 – Distributions axiales d'enthalpie des deux côtés du choc.

# Chapitre 9

## Conclusion

À l'image de la thèse, la conclusion est divisée en deux volets. Le premier volet traite de la nouvelle méthode de mesures expérimentales des jets de plasma supersoniques en déséquilibre aérodynamique à basse pression qui est développée au chapitre 5 et analysée au chapitre 8. Le deuxième volet aborde le modèle mathématique permettant de représenter les jets de plasma supersoniques à basse pression qui est décrit aux chapitres 4 et 6, testé au chapitre 7 et mis en œuvre au chapitre 8.

### 9.1 Retour sur la méthode de mesures expérimentales (PSSPP)

La nouvelle méthode de mesures expérimentales pour les écoulements supersoniques développée dans cette thèse permet de combler un vide dans l'étude des jets de plasma en déséquilibre aérodynamique. L'apport principal de cette méthode, c'est qu'elle permet une description réaliste du jet de plasma supersonique "libre" (*i.e.*, en "1") à partir des mesures intrusives recueillies. Cette description est une amélioration notable par rapport aux travaux de recherche antérieurs, puisqu'elle prend en compte le déséquilibre aérodynamique du jet de plasma en considérant les variations de la pression statique du jet ( $p_1$ ). Cela permet d'éviter l'hypothèse d'équilibre aérodynamique (*i.e.*,  $p_1 = p_c$ ), souvent invoquée dans l'étude des jets supersoniques. L'effet majeur du déséquilibre aérodynamique sur l'écoulement supersonique est l'apparition d'oscillations de la pression statique, en réponse aux ondes de compression et d'expansion qui se forment dans le jet. Ces variations de la pression statique de l'écoulement occasionnent des distributions oscillantes de vitesse et de température, entre autres. En conséquence, l'hypothèse d'équi-

libre aérodynamique est clairement fausse, renforçant la nouvelle approche adoptée dans ce travail.

L'amélioration de l'analyse des mesures expérimentales pour les jets de plasma supersoniques est possible grâce à l'utilisation d'un nouvel appareil nommé "PSSPP". Celui-ci permet d'accéder à une grandeur physique additionnelle, la pression statique derrière le choc induit par l'insertion de la sonde d'enthalpie dans le jet de plasma supersonique ( $p_2$ ). Le PSSPP a une courte durée de vie parce qu'il est soumis à un important flux de chaleur lorsqu'inséré (au bout de la sonde d'enthalpie) dans le jet de plasma. Il semble incertain que sa conception actuelle lui permette de résister à l'augmentation du flux de chaleur associée à une pression de chambre plus élevée ou à l'ajout d'un gaz plasmagène secondaire (*e.g.*, l'hélium ou l'hydrogène). Il n'y a cependant aucune limitation théorique à l'application de cette nouvelle méthode de mesure avec n'importe quel jet supersonique de plasma en déséquilibre aérodynamique. C'est pourquoi il serait intéressant d'en arriver à concevoir un PSSPP qui puisse résister à différentes pressions de chambre ou mélanges de gaz plasmagènes<sup>1</sup>. À cette fin, la production d'une sonde-PSSPP (*i.e.*, un PSSPP fait d'une seule pièce), plutôt qu'un "bouchon" à ajouter sur une sonde d'enthalpie, serait une solution intéressante.

De plus, dans la conception du PSSPP, l'orifice de mesure est fixé à la position la plus près de l'extrémité du PSSPP à laquelle il peut être machiné. Or, un changement des conditions d'écoulement dans un jet en déséquilibre aérodynamique, comme le passage d'une zone de compression à une zone d'expansion lors des mesures, modifie non seulement la position du choc induit devant le PSSPP, mais aussi la réaccélération sur sa surface latérale. Cependant, la modélisation indique un certain étalement des isocontours de pression près de l'extrémité du PSSPP, ce qui rend acceptable ce positionnement fixe. D'un point de vue plus global, l'erreur sur la valeur "réelle" de la pression  $p_2$  est une contrainte mineure face au bénéfice majeur de la nouvelle méthode (*i.e.*, la prise en compte du déséquilibre aérodynamique).

Enfin, la limitation majeure de la méthode du PSSPP, c'est qu'elle repose sur l'hypothèse du LTE en totalité (Fanno-Rayleigh) ou en partie (écoulement figé à la stagnation). Or, des modélisations ont montré que l'équilibre chimique n'est pas respecté dans les mesures par sonde d'enthalpie réalisées sur des jets de plasma supersoniques. Il n'est pas souhaitable, d'un point de vue pratique, d'ajouter des équipements de mesure (optiques) afin de connaître la composition du plasma. De plus, il n'est pas envisageable de mo-

---

<sup>1</sup>Dès qu'un mélange de gaz est utilisé, il devient nécessaire de coupler un spectromètre de masse au système de sonde d'enthalpie afin de déterminer la composition du mélange.

difier la nouvelle méthode afin qu'elle puisse traiter d'un plasma à deux températures parce que cela implique aussi la caractérisation des espèces du plasma par des mesures expérimentales supplémentaires. Tout au plus, les pertes par rayonnement dans la zone de stagnation pourraient être ajoutées dans la résolution des équations de choc.

## 9.2 Retour sur le modèle mathématique

Le modèle mathématique mis en œuvre dans cette thèse pour représenter les plasmas supersoniques à basse pression prend en compte les possibles états liés aux déséquilibres aérodynamique, chimique et thermique. Par contre, ce modèle mathématique n'est pas validé au sens propre du terme, même si des mesures axiales (présentées au chapitre 5) sont disponibles. Il a cependant été mis à l'épreuve par plusieurs tests (élaborés au chapitre 7) qui confirment qu'il est à même de représenter tous les phénomènes physico-chimiques majeurs présents dans ces écoulements particuliers. Puis, au chapitre 8, le modèle mathématique a permis de représenter le processus de mesures expérimentales du PSSPP et de le critiquer (*i.e.*, l'équilibre chimique n'est respecté ni dans le jet, ni à travers le choc induit et la stagnation). L'amélioration apportée à la méthode du PSSPP (*i.e.*, la composition figée à travers le choc induit) est donc directement tributaire de l'utilisation du modèle mathématique.

Par ailleurs, la validation directe du modèle mathématique par la simulation d'un jet de plasma supersonique "libre" qui corresponde aux mesures expérimentales exposées dans cette thèse n'a pas été entreprise dans ce travail. Il a été pressenti qu'une telle validation permettrait difficilement d'extrapoler les résultats hors de la zone axiale mesurée ( $11 \text{ mm} < x < 50 \text{ mm}$ ), car plusieurs aspects de la représentation des jets de plasma supersoniques à basse pression demandent d'être éclaircis et/ou améliorés. Ainsi, dans le présent travail de modélisation des jets de plasmas supersoniques :

- La difficulté principale est liée aux profils d'entrée du modèle de jet, qui sont inconnus. Des mesures supplémentaires (très difficiles à réaliser), comme des mesures optiques près du plan de sortie de la torche DC, permettraient de mieux cerner la forme de ces profils ;
- La température aux frontières du domaine de calcul représentant la chambre de projection devrait être diminuée (1000 K ou moins), autant pour le réalisme des simulations que pour le respect du débit massique de gaz éjecté de la torche plasma. Ce changement de la température ambiante demande aussi de revoir la cinétique chimique de l'argon pour  $T_e < 3000 \text{ K}$  ;

- Afin de mieux asseoir la comparaison entre les mesures expérimentales et les prédictions du modèle, il serait utile de réaliser des mesures radiales (de type PSSPP). Il s'agit aussi d'une façon détournée d'étudier les profils d'entrée du jet quittant la torche DC ;
- Une autre difficulté majeure est liée à la représentation des phénomènes turbulents dans les écoulements de plasmas. L'obtention d'une solution numérique représentant adéquatement les mesures expérimentales passe impérativement par une étude des modèles de turbulence et de leur application aux plasmas.

Il y a donc là, à n'en pas douter, un terreau fertile pour de futures recherches...

### 9.3 En terminant

Une fois la correspondance établie entre un modèle de jet libre et les mesures expérimentales analysées par la méthode du PSSPP, il sera possible de mieux comprendre/quantifier les processus qui existent dans les jets de plasma supersoniques à basse pression. De telles connaissances faciliteront l'optimisation des procédés LPPS en permettant, entre autres, d'anticiper/expliciter/quantifier le comportement en vol des poudres à projeter.

# Annexe A

## Intégrales de collision colligées pour un plasma d'argon

Dans cette annexe sont présentés les détails concernant l'obtention de chacune des intégrales de collision  $\overline{Q}_{jk}^{(l,s)}$  nécessaires au calcul des coefficients de transport d'un plasma d'argon par la méthode de Chapman-Enskog selon l'approche de Devoto [42, 43, 44]. Une fois ces intégrales de collision évaluées, il s'agit de les inclure dans les expressions des coefficients de transport présentés à l'annexe B.

### A.1 Définition des intégrales de collision

Les intégrales de collision utilisées dans cette thèse proviennent toutes des travaux du groupe de recherche en plasma de l'Université de Limoges [6]. Dans cette section, ces intégrales sont regroupées selon les différentes formes mathématiques qui permettent de les représenter.

#### A.1.1 Interactions neutre-neutre et neutre-ion

Les intégrales de collision  $\overline{Q}_{ArAr}^{(l,s)}$  et  $\overline{Q}_{ArAr^+}^{(l,s)}$ , pour les interactions  $Ar - Ar$  et  $Ar - Ar^+$ , se présentent comme des fonctions de la forme :

$$\overline{Q}_{jk}^{(l,s)} = 10^{-20} \left[ a + \frac{b}{T^4} + \frac{c}{T^3} + \frac{d}{T^2} + \frac{e}{T} + fT + gT^2 + hT^3 + iT^4 + j \ln(T) \right]. \quad (\text{A.1})$$

Les coefficients  $a, b, c, \dots, j$  sont fournis pour différentes valeurs des paramètres de coupure  $(l, s)$  et des paires de particules  $(j, k)$  considérées [6]. Dans un plasma à deux températures, c'est la température  $T = T_h$  qui caractérise ces collisions.

### A.1.2 Interactions entre particules chargées

Les interactions entre particules chargées ( $e - e$ ,  $Ar^+ - e$  et  $Ar^+ - Ar^+$ ) dépendent de la composition du plasma par l'effet d'écrantage. L'obtention des intégrales de collision passe alors par l'évaluation de la longueur de Debye ( $\lambda_D$ ) en plus d'une température caractéristique  $T^*$  :

$$T^* = \frac{4\pi\epsilon_0 k_B T_e \lambda_D}{e^2}. \quad (\text{A.2})$$

En utilisant la notation  $\psi = \ln(T^*)$ , les intégrales de collision  $\overline{Q}_{Ar^+ Ar^+}^{(l,s)}$  ( $\equiv \overline{Q}_{ee}^{(l,s)}$ ) et  $\overline{Q}_{Ar^+ e}^{(l,s)}$  s'écrivent :

**lorsque**  $T^* > T_c^*$

$$\overline{Q}_{jk}^{(l,s)} = \frac{\pi\lambda_D^2}{(T^*)^2} (A + B\psi), \quad (\text{A.3})$$

**sinon,**  $T^* \leq T_c^*$

$$\overline{Q}_{jk}^{(l,s)} = \frac{\pi\lambda_D^2}{(T^*)^2} [a + b\psi + c\psi^2 + d\psi^3 + e\psi^4 + f\psi^5 + gT^* + A + B\psi]. \quad (\text{A.4})$$

Les coefficients  $a, b, c, \dots, B$  ainsi que la température de coupure  $T_c^*$ , sont fournis pour chaque combinaison des paramètres de coupure  $(l, s)$  et des paires de particules  $(j, k)$  considérées [6].

### A.1.3 Interaction neutre-électron

Les intégrales de collision  $\overline{Q}_{eAr}^{(l,s)}$  représentant l'interaction  $Ar - e$  sont obtenues par intégration des sections efficaces de transport  $Q_{eAr}^{(l)}$ , ce qui demande d'évaluer numériquement l'équation 4.51. Les sections efficaces de transport  $Q_{eAr}^{(l)}$  sont aussi fournies [6], et sont illustrées à la figure A.1.

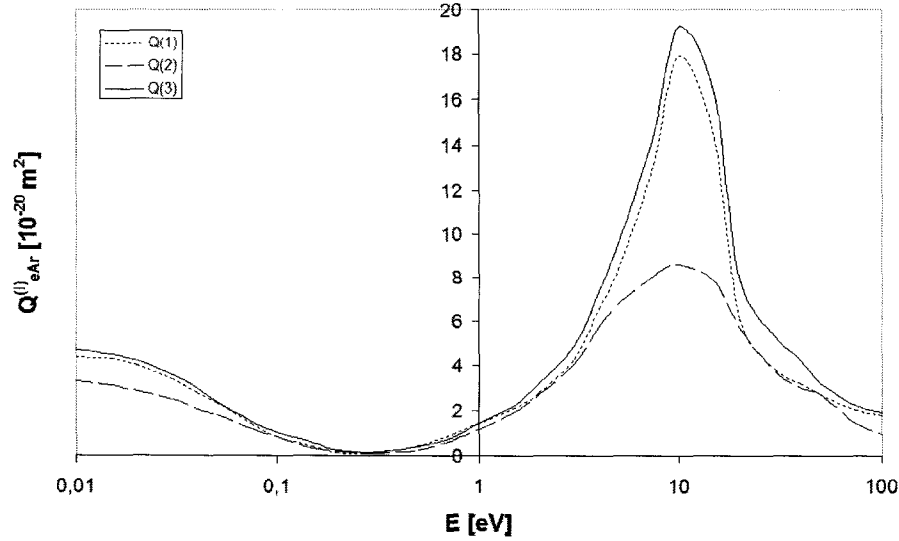


FIG. A.1 – Sections efficaces de transport  $Q_{eAr}^{(l)}$  pour  $l = 1, 2, 3$  ( $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$ ).

## A.2 Présentation des intégrales de collision calculées

Les figures A.2 à A.6 présentent toutes les intégrales de collision nécessaires à la mise en œuvre du calcul des coefficients de transport d'un plasma d'argon (par l'approche de Devoto [42, 43, 44]). Elles illustrent respectivement les intégrales de collision représentant les interactions atome-atome ( $\overline{Q}_{ArAr}^{(l,s)}$  à la figure A.2), atome-ion ( $\overline{Q}_{ArAr+}^{(l,s)}$  à la figure A.3), ion-ion ( $\overline{Q}_{Ar+Ar+}^{(l,s)}$  à la figure A.4), ion-électron ( $\overline{Q}_{Ar+e}^{(l,s)}$  à la figure A.5) et atome-électron ( $\overline{Q}_{eAr}^{(l,s)}$  à la figure A.6). Ces figures ont été placées en fin d'annexe pour en améliorer la lisibilité.

Deux particularités de ces intégrales de collision doivent être mentionnées. La première particularité est que les intégrales de collision  $\overline{Q}_{ArAr+}^{(1,3)}$  et  $\overline{Q}_{ArAr+}^{(3,3)}$  sont considérées identiques [6, 132]. La deuxième particularité est que le même potentiel d'interaction décrit les collisions ion-ion et électron-électron (*i.e.*, potentiel de Coulomb écranté répulsif). Ces deux particularités expliquent pourquoi seule l'intégrale de collision  $\overline{Q}_{ArAr+}^{(1,3)}$  est présentée à la figure A.3, et que seules les intégrales de collision  $\overline{Q}_{Ar+Ar+}^{(l,s)}$  sont présentées à la figure A.4.

Enfin, il faut noter que le fait de négliger l'apport des électrons dans le calcul de la viscosité ( $\mu$ ) et de la conductibilité thermique de translation des particules lourdes ( $\kappa_h$ ) fait diminuer le nombre d'intégrales de collision nécessaires au calcul de ces coefficients

de transport. Les intégrales mises de côté sont les intégrales  $\overline{Q}_{Ar+e}^{(l,s)}$  et  $\overline{Q}_{eAr}^{(l,s)}$  qui sont pondérées par la densité électronique ( $n_e$ ) dans les calculs des coefficients de transport. Or, lorsque le plasma est en déséquilibre thermique, la valeur de  $n_e$  croît avec  $\theta$  (à pression constante), ce qui augmente l'apport de ces intégrales de collision aux coefficients de transport. Cependant, puisque la zone d'intérêt pour les comparaisons dans ce travail est au coeur du jet supersonique, le long de son axe, il est raisonnable d'y envisager que  $\theta \approx 1$ , comme l'indiquent les travaux de modélisation sur les jets de plasmas à deux températures dans la littérature [10, 27, 28, 52].

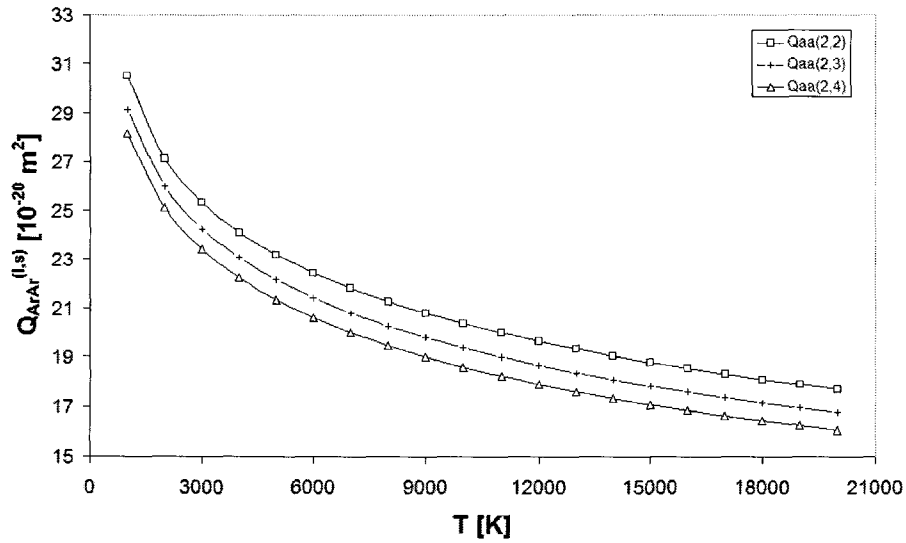


FIG. A.2 – Intégrales de collision pour l'interaction neutre-neutre ( $Ar - Ar$ ).

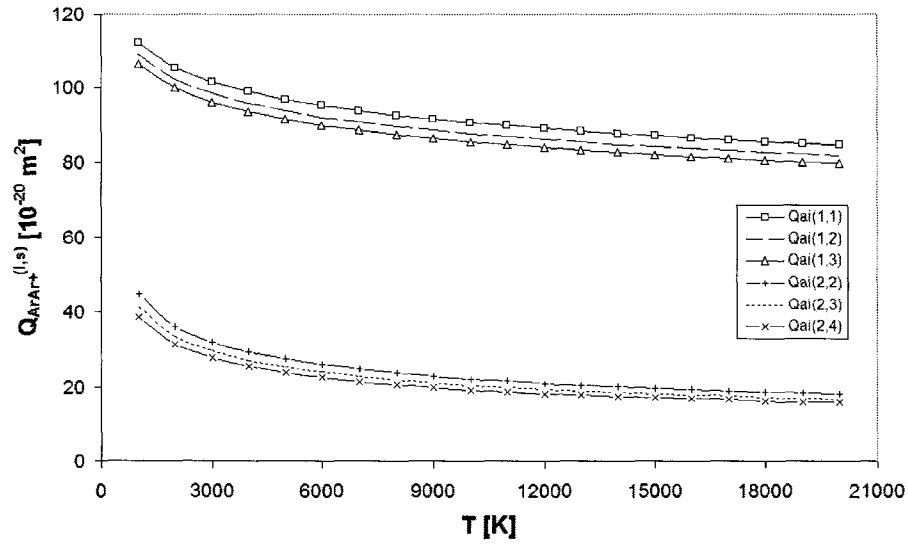


FIG. A.3 – Intégrales de collision pour l'interaction neutre-ion ( $Ar - Ar^+$ ).

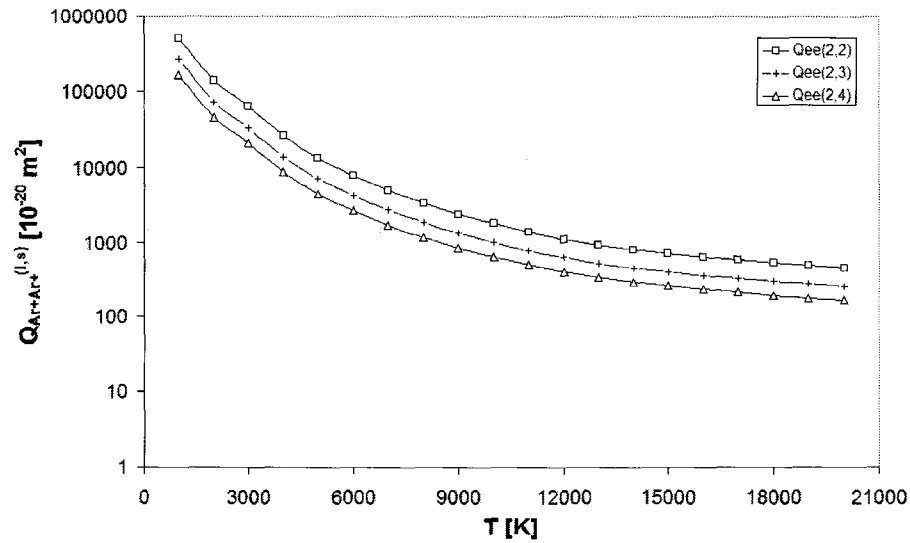


FIG. A.4 – Intégrales de collision pour l'interaction ion-ion et électron-électron, ( $Ar^+ - Ar^+$  et  $e - e$ ). Ces intégrales de collision dépendent de la composition du plasma et sont ici présentées pour l'équilibre thermique à 25 kPa.

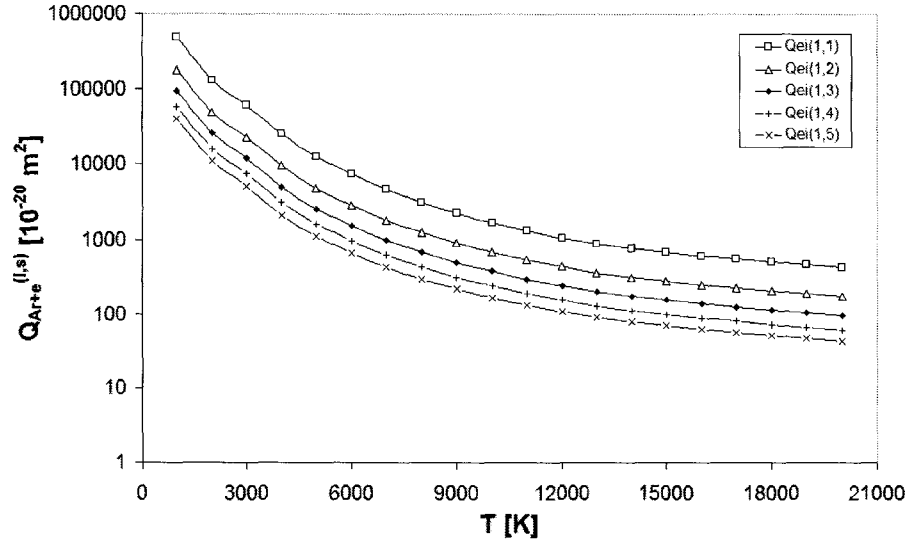


FIG. A.5 – Intégrales de collision pour l'interaction ion-électron ( $Ar^+ - e$ ). Ces intégrales de collision dépendent de la composition du plasma et sont ici présentées pour l'équilibre thermique à 25 kPa.

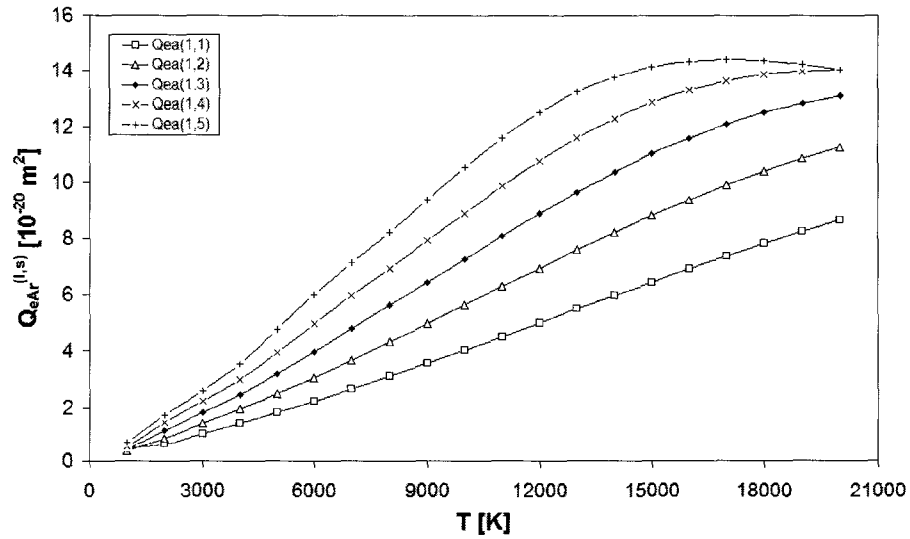


FIG. A.6 – Intégrales de collision pour l'interaction neutre-électron ( $Ar - e$ ).

## Annexe B

# Calcul des coefficients de transport d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique

Dans cette annexe sont présentés les relations permettant de calculer les coefficients de transport d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique, selon trois approches tirées de la littérature. Les approches considérées sont celles de Burm *et al.* [23], de Tanaka [177] et de Devoto [42, 43, 44]. L'obtention des coefficients de transport par les deux premières approches demande moins d'efforts de calcul que la troisième (ou plus récemment, que celle de Rat *et al.* [149, 150, 153]). En terme de modélisation, il est intéressant d'utiliser ces approches simplifiées si les coefficients de transport qui en découlent sont acceptables, puisque la simplicité de leur mise en œuvre allège le code.

Pour toutes les relations des coefficients de transport données ci-dessous, les indices "j" et "k" sont des indices libres alors que les indices "a", "i" et "e" indiquent respectivement les atomes, les ions et les électrons (tout comme au chapitre 4).

## B.1 Approche de Burm *et al.*

Cette formulation, présentée dans les travaux de Burm *et al.* [23] et utilisée dans ceux de Bartosiewicz *et al.* [10], repose sur l'approximation des taux de collision  $\Pi_{jk}$  entre les espèces du gaz partiellement ionisé et n'est valide que pour des températures inférieures à 12000 K. Ces taux de collision représentent respectivement les interactions atome-atome ( $\Pi_{aa}$ ), atome-ion ( $\Pi_{ai}$ ), atome-électron ( $\Pi_{ae}$ ), ion-électron ( $\Pi_{ie}$ ) et ion-ion ( $\Pi_{ii} \equiv \Pi_{ee}$ ) :

$$\Pi_{aa} = 2,5 \times 10^{-16} \left( \frac{k_B T_h}{e} \right)^{0,33}, \quad (\text{B.1})$$

$$\Pi_{ai} = 1,96 \times 10^{-15} \left( \frac{k_B T_h}{e} \right)^{0,36}, \quad (\text{B.2})$$

$$\Pi_{ae} = 2,1 \times 10^{-14} \left( \frac{k_B T_e}{e} \right)^{3/2}, \quad (\text{B.3})$$

$$\Pi_{ie} = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2} \frac{\ln \Lambda}{\sqrt{2\pi m_e k_B^3 T_e^3}}, \quad (\text{B.4})$$

et

$$\Pi_{ii} = 1,2 \times 10^{-14} \ln \Lambda \left( \frac{k_B T_h}{e} \right)^{-3/2}. \quad (\text{B.5})$$

Dans les équations B.4 et B.5, le terme  $\ln \Lambda$  est le logarithme coulombien :

$$\ln \Lambda = \ln \left( \frac{12\pi}{e^3} \sqrt{\frac{(\epsilon_0 k_B T_e)^3}{n_e}} \right). \quad (\text{B.6})$$

À l'aide de ces taux de collision, la viscosité  $\mu$ , les conductibilités thermiques de translation des électrons  $\kappa_e$  et des particules lourdes  $\kappa_h$ , ainsi que le coefficient de diffusion ambipolaire  $D_{amb}$  s'expriment par :

$$\mu = \frac{1,95 \times 10^{-5}}{\ln \Lambda} \left( \frac{k_B T_h}{e} \right)^{5/2} \left[ \frac{n_e \Pi_{ii}}{(n_e \Pi_{ii} + 2n_a \Pi_{ai})} + \frac{n_a \Pi_{ii}}{2(n_e \Pi_{ai} + n_a \Pi_{aa})} \right], \quad (\text{B.7})$$

$$\kappa_h = \frac{1,63 \times 10^{-2}}{\ln \Lambda} \left( \frac{k_B T_h}{e} \right)^{5/2} \left[ \frac{n_e \Pi_{ii}}{(n_e \Pi_{ii} + 2n_a \Pi_{ai})} + \frac{n_a \Pi_{ii}}{2(n_e \Pi_{ai} + n_a \Pi_{aa})} \right], \quad (\text{B.8})$$

$$\kappa_e = \frac{2,75}{\ln \Lambda} \left( \frac{k_B T_e}{e} \right)^{5/2} \frac{n_e \Pi_{ie}}{(n_e \Pi_{ie} + 3,16 n_a \Pi_{ae})}, \quad (\text{B.9})$$

et

$$D_{amb} = \frac{k_B (T_e + T_h)}{\rho \Pi_{ai}}. \quad (\text{B.10})$$

## B.2 Approche de Tanaka

Cette formulation des coefficients de transport d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique, qui est présentée dans les travaux de Tanaka [177, 178], n'est valide que pour des températures inférieures à 10000 K. Elle repose sur la première approximation de la méthode de Chapman-Enskog, qui utilise des intégrales de collision afin d'inclure le comportement collisionnel des espèces dans le plasma. Les coefficients de transport présentés sont respectivement ceux de la viscosité  $\mu$ , des conductibilités thermiques de translation des particules lourdes  $\kappa_h$  et des électrons  $\kappa_e$ , ainsi que celui de la diffusion ambipolaire  $D_{amb}$  :

$$\mu = \sum_{j \neq e} m_j n_j \left[ \sum_k \frac{16}{5} n_k \left( \frac{2m_j m_k}{\pi k_B T_h (m_j + m_k)} \right)^{1/2} \overline{Q}_{jk}^{(2,2)} \right]^{-1}, \quad (\text{B.11})$$

$$\kappa_h = \frac{15}{4} k_B \sum_{j \neq e} n_j \left[ \sum_k n_k \frac{16}{5} \left( \frac{2m_j m_k}{\pi k_B T_h (m_j + m_k)} \right)^{1/2} \overline{Q}_{jk}^{(2,2)} \omega_{jk} \right]^{-1}, \quad (\text{B.12})$$

$$\kappa_e = \frac{15}{4} k_B n_e \left[ \sum_k \frac{16}{5} n_k \left( \frac{2m_e m_k}{\pi k_B T_e (m_e + m_k)} \right)^{1/2} \overline{Q}_{ek}^{(2,2)} \omega_{ek} \right]^{-1}, \quad (\text{B.13})$$

et

$$D_{amb} \approx 2 [D_j] = 2 \left[ \frac{1 - y_j}{\sum_{k \neq j} x_k / D_{jk}} \right]. \quad (\text{B.14})$$

Dans les équations B.12 et B.13, le terme commun  $\omega_{jk}$  vaut :

$$\omega_{jk} = \left[ 1 + \frac{(1 - m_j/m_k)(0,45 - 2,54m_j/m_k)}{(1 + m_j/m_k)^2} \right], \quad (\text{B.15})$$

alors que le coefficient de diffusion binaire  $D_{jk} (= D_{kj})$  s'écrit :

$$D_{jk} = \frac{3}{8} \left[ \frac{\pi k_B T_{h,e} (m_j + m_k)}{2m_j m_k} \right]^{1/2} \frac{k_B T_{h,e}}{p \overline{Q}_{jk}^{(1,1)}}. \quad (\text{B.16})$$

Dans l'équation B.16,  $T_{h,e}$  est la température  $T_h$  si les espèces  $j$  et  $k$  considérées sont toutes les deux "lourdes" (atome ou ion) ; sinon  $T_{h,e}$  est la température  $T_e$ .

### B.3 Approche de Devoto

Cette approche, la plus rigoureuse parmi celles qui ont été recensées, est aussi celle dont les calculs sont les plus lourds. Les coefficients de transport obtenus reposent sur diverses approximations de la méthode de Chapman-Enskog (*i.e.*, la première pour  $D_{amb}$ , la deuxième pour  $\mu$  et  $\kappa_h$ , la troisième pour  $\kappa_e$ ). Les coefficients de transport présentés sont ceux de la viscosité  $\mu$ , des conductibilités thermiques de translation des électrons  $\kappa_e$  et des particules lourdes  $\kappa_h$ , ainsi que celui de la diffusion ambipolaire  $D_{amb}$ .

#### Coefficient de viscosité

La viscosité d'un plasma d'argon en déséquilibre thermique, dans la deuxième approximation de Chapman-Enskog, s'exprime par [42] :

$$\mu = -\frac{5}{2} \frac{\sqrt{2\pi k_B T_h}}{|\bar{q}|} \begin{vmatrix} \bar{q}_{aa}^{00} & \bar{q}_{ai}^{00} & \bar{q}_{aa}^{01} & \bar{q}_{ai}^{01} & n_a \sqrt{m_h} \\ \bar{q}_{ia}^{00} & \bar{q}_{ii}^{00} & \bar{q}_{ia}^{01} & \bar{q}_{ii}^{01} & n_i \sqrt{m_h} \\ \bar{q}_{aa}^{10} & \bar{q}_{ai}^{10} & \bar{q}_{aa}^{11} & \bar{q}_{ai}^{11} & 0 \\ \bar{q}_{ia}^{10} & \bar{q}_{ii}^{10} & \bar{q}_{ia}^{11} & \bar{q}_{ii}^{11} & 0 \\ n_a & n_i & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad (\text{B.17})$$

lorsque l'influence des électrons est négligée (*i.e.*, les  $\bar{q}_{ae}^{mp}$ ,  $\bar{q}_{ie}^{mp}$  et  $\bar{q}_{ee}^{mp}$  n'ont pas été considérés). Dans l'équation B.17, le terme  $|\bar{q}|$  s'obtient en enlevant la dernière colonne et la dernière rangée du déterminant contenant les  $\bar{q}_{jk}^{mp}$ .

Bien que la contribution des électrons à la viscosité doive théoriquement être prise en considération, en réalité la masse des électrons est si faible que cette contribution est négligeable à l'équilibre thermique. Dans la relation B.17, les différents  $\bar{q}_{jk}^{mp}$  sont obtenus par les relations suivantes :

$$\bar{q}_{jk}^{00} = 8n_j \frac{m_j}{m_k} \sum_{l \neq e} \frac{n_l \sqrt{m_l}}{(m_j + m_l)^{3/2}} \left[ \frac{10}{3} m_k (\delta_{jk} - \delta_{kl}) \bar{Q}_{jl}^{(1,1)} + 2m_l (\delta_{jk} + \delta_{kl}) \bar{Q}_{jl}^{(2,2)} \right], \quad (\text{B.18})$$

$$\bar{q}_{jk}^{01} = 8n_j \left( \frac{m_j}{m_k} \right)^2 \sum_{l \neq e} \frac{n_l m_l^{3/2}}{(m_j + m_l)^{5/2}} \left[ m_k (\delta_{jk} - \delta_{kl}) \left( \frac{35}{3} \bar{Q}_{jl}^{(1,1)} - 14 \bar{Q}_{jl}^{(1,2)} \right) + m_l (\delta_{jk} + \delta_{kl}) \left( 7 \bar{Q}_{jl}^{(2,2)} - 8 \bar{Q}_{jl}^{(2,3)} \right) \right], \quad (\text{B.19})$$

$$\bar{q}_{jk}^{10} = \frac{m_k}{m_j} \bar{q}_{jk}^{01}, \quad (\text{B.20})$$

et

$$\bar{q}_{jk}^{11} = 8n_j \left( \frac{m_j}{m_k} \right)^2 \sum_{l \neq e} \frac{n_l \sqrt{m_l}}{(m_j + m_l)^{7/2}} \left[ \begin{aligned} & \frac{m_k}{6} (\delta_{jk} - \delta_{kl}) (140m_k^2 + 245m_l^2) \bar{Q}_{jl}^{(1,1)} \\ & - m_k m_l^2 (\delta_{jk} - \delta_{kl}) \left( 98 \bar{Q}_{jl}^{(1,2)} - 64 \bar{Q}_{jl}^{(1,3)} - 24 \bar{Q}_{jl}^{(3,3)} \right) \\ & + \frac{m_l}{6} (\delta_{jk} + \delta_{kl}) (154m_k^2 + 147m_l^2) \bar{Q}_{jl}^{(2,2)} \\ & - m_l^3 (\delta_{jk} + \delta_{kl}) \left( 56 \bar{Q}_{jl}^{(2,3)} - 40 \bar{Q}_{jl}^{(2,4)} \right) \end{aligned} \right]. \quad (\text{B.21})$$

### Coefficient de conductibilité thermique de translation des particules lourdes

La conductibilité thermique des particules lourdes pour un plasma d'argon en dés-équilibre thermique, dans la deuxième approximation de Chapman-Enskog, s'exprime par [42] :

$$\kappa_h = -\frac{75}{8} \frac{\sqrt{2\pi k_B T_h}}{|q|} \begin{vmatrix} q_{aa}^{00} & q_{ai}^{00} & q_{aa}^{01} & q_{ai}^{01} & 0 \\ q_{ia}^{00} & q_{ii}^{00} & q_{ia}^{01} & q_{ii}^{01} & 0 \\ q_{aa}^{10} & q_{ai}^{10} & q_{aa}^{11} & q_{ai}^{11} & n_a \\ q_{ia}^{10} & q_{ii}^{10} & q_{ia}^{11} & q_{ii}^{11} & n_i \\ 0 & 0 & n_a/\sqrt{m_h} & n_i/\sqrt{m_h} & 0 \end{vmatrix}, \quad (\text{B.22})$$

lorsque l'influence des électrons est négligée (*i.e.*, les  $q_{ae}^{mp}$ ,  $q_{ie}^{mp}$  et  $q_{ee}^{mp}$  n'ont pas été considérés). Dans l'équation B.22, le terme  $|q|$  s'obtient en enlevant la dernière colonne et la dernière rangée du déterminant contenant les  $q_{jk}^{mp}$ , qui sont obtenus par les relations suivantes :

$$q_{jk}^{00} = 8 \sum_{l \neq e} \frac{n_l \sqrt{m_l}}{\sqrt{m_j + m_l}} \left[ n_j \sqrt{\frac{m_l}{m_k}} (\delta_{jk} - \delta_{kl}) - 2n_k \frac{\sqrt{m_l m_k}}{m_j} (1 - \delta_{jl}) \right] \bar{Q}_{jl}^{(1,1)}, \quad (\text{B.23})$$

$$q_{jk}^{01} = 8n_j \left( \frac{m_j}{m_k} \right)^{3/2} \sum_{l \neq e} \frac{n_l m_l^{3/2}}{(m_j + m_l)^{3/2}} (\delta_{jk} - \delta_{kl}) \left[ \frac{5}{2} \bar{Q}_{jl}^{(1,1)} - 3 \bar{Q}_{jl}^{(1,2)} \right], \quad (\text{B.24})$$

$$q_{jk}^{10} = \frac{m_k}{m_j} q_{jk}^{01}, \quad (\text{B.25})$$

et

$$q_{jk}^{11} = 8n_j \left( \frac{m_j}{m_k} \right)^{3/2} \sum_{l \neq e} \frac{n_l \sqrt{m_l}}{(m_j + m_l)^{5/2}} \left[ \begin{aligned} & (\delta_{jk} - \delta_{kl}) \left[ \frac{5}{4} (6m_k^2 + 5m_l^2) \bar{Q}_{jl}^{(1,1)} \right] \\ & + m_l^2 (\delta_{jk} - \delta_{kl}) \left[ -15 \bar{Q}_{jl}^{(1,2)} + 12 \bar{Q}_{jl}^{(1,3)} \right] \\ & + 4m_k m_l (\delta_{jk} + \delta_{kl}) \bar{Q}_{jl}^{(2,2)} \end{aligned} \right]. \quad (\text{B.26})$$

### Coefficient de conductibilité thermique de translation des électrons

L'expression pour  $\kappa_e$ , dans la troisième approximation de Chapman-Enskog [43], est exactement la même que celle présentée pour l'équilibre thermique dans l'approche de Bolot [14] au chapitre 4 (*i.e.*, l'équation 4.33).

### Coefficient de diffusion ambipolaire

Dans ses travaux, Devoto a montré que l'expression pour la diffusion ambipolaire peut se réduire à [44] :

$$D_{amb} \approx 2[D_{ai}] = 2 \left[ \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi k_B T_h}{m_h}} \frac{k_B T_h}{p \bar{Q}_{ai}^{(1,1)}} \right]. \quad (\text{B.27})$$

## Annexe C

# Ajouts au solveur afin de modéliser un plasma en déséquilibre thermique

Bien que l'utilisation d'un solveur d'équations différentielles partielles commercial amène de grands avantages, tant au niveau de la facilité de génération des maillages que de la robustesse du solveur, il n'en demeure pas moins que l'utilisateur doit se soumettre aux conventions du code. De ces façons de faire peuvent découler certains problèmes qui devront être réglés au cas par cas. De tels problèmes sont encore plus probables lorsque le code d'origine est détourné de sa vocation première : c'est le cas des utilisateurs qui s'attaquent à la modélisation des plasmas à l'aide d'un solveur de CFD (*Computational Fluid Dynamics*). Quatre difficultés inhérentes à la formulation même du code source ont été rencontrées lors de la modélisation d'écoulements de plasma en déséquilibre thermique dans cette thèse.

## C.1 Équation de conservation additionnelle pour représenter le déséquilibre thermique

La première difficulté est liée à l'ajout d'une deuxième équation d'énergie, ce qui demande l'utilisation d'une équation de type "UDS" (*User Defined Scalar*) dans le code commercial [63]. Les équations de conservation peuvent toutes être ramenées à une même forme canonique :

$$\nabla \cdot (\vec{F}_j \phi_j) = \nabla \cdot (\Gamma_j \nabla \phi_j) + S_{\phi_j} \quad (\text{C.1})$$

La correspondance terme par terme entre cette équation et l'équation de conservation de l'énergie des électrons (équation 6.10) est la suivante :

**Terme advectif**

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\vec{F}_j \phi_j) &\Rightarrow \nabla \cdot (\rho_e \vec{v} h_e) \\ &\Rightarrow \nabla \cdot (y_e \rho \vec{v} c_p^e T_e) \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

**Terme diffusif**

$$\nabla \cdot (\Gamma_j \phi_j) \Rightarrow \nabla \cdot (\kappa_e^{ef} \nabla T_e) \quad (\text{C.3})$$

**Terme source**

$$S_{\phi_j} \Rightarrow \dot{E}_P - \dot{E}_I - \dot{E}_R - \dot{E}_{eh} \quad (\text{C.4})$$

Ces informations supplémentaires sont passées au solveur en y greffant un fichier externe contenant le code approprié (en langage C/C++) [63].

## C.2 Correction à l'équation de conservation de l'énergie des particules lourdes

La deuxième difficulté provient du fait que l'équation de conservation de l'énergie des particules lourdes, l'équation 6.14, est modélisée par l'équation d'énergie déjà incorporée dans le solveur [63]. Cette dernière prend en compte toutes les espèces chimiques du mélange (*i.e.*, les électrons et les particules lourdes), alors que l'utilisateur souhaite ne modéliser que les particules lourdes. Afin de pallier à ce problème, l'équation résolue par le solveur est la suivante :

$$\nabla \cdot \left( \rho \vec{v} \left[ E_h + \frac{p}{\rho} \right] \right) = \nabla \cdot (\rho \vec{v} E_h) + \nabla \cdot (p \vec{v}) = \nabla \cdot (\kappa_h \nabla T_h) + \Phi_\mu + \dot{E}_{eh} + C_{adv}, \quad (\text{C.5})$$

avec

$$C_{adv} = \nabla \cdot (p_e \vec{v}). \quad (\text{C.6})$$

Le terme source  $C_{adv}$  dans le membre de droite de l'équation C.5 est donné par la relation C.6. Il s'agit d'une correction ajoutée afin d'annuler l'effet d'un terme inutilement considéré. C'est que dans l'équation C.5 :

- la masse volumique considérée est celle du mélange,  $\rho$ , et non celle des particules lourdes,  $\rho_h$ . Cependant, puisque la masse des électrons est beaucoup plus faible que celle des particules lourdes ( $m_e \ll m_h$ ), la fraction massique des électrons est très petite ( $y_e \ll 1$ ). Ainsi  $\rho_h \approx \rho$ , et l'erreur associée à l'utilisation de la masse volumique du mélange est négligeable ;
- le terme  $C_{adv}$  permet de retirer le terme supplémentaire qu'implique l'utilisation de la pression du plasma  $p$  plutôt que la pression partielle des particules lourdes  $p_h$  dans l'équation C.5 ( $p = p_e + p_h$ ).

Malgré le signe "+" qui le précède dans l'équation C.5, le terme  $C_{adv}$  est bien "soustrait" puisqu'il sert à corriger le membre de gauche de cette équation.

### C.3 Calcul du nombre de Mach pour un plasma à deux températures

La troisième difficulté est liée au passage enthalpie-température (présenté au chapitre 4), qui requiert de connaître la chaleur spécifique du plasma,  $c_p^{plasma}$ . Lorsque le plasma est en équilibre thermique, une seule équation d'énergie est résolue, et la chaleur spécifique du plasma prend la forme suivante :

$$c_p^{plasma} = y_e c_p^e + y_h c_p^h. \quad (C.7)$$

Dans la description de l'écoulement, la chaleur spécifique du fluide est nécessaire pour y calculer la vitesse du son, en plus de permettre le passage enthalpie-température. En équilibre thermique, la vitesse du son ( $c = \sqrt{\gamma R_g T}$ ) est obtenue à l'aide de la chaleur spécifique, puisque :

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p}{c_p - R_g}, \quad (C.8)$$

avec  $R_g$  la constante du gaz (voir le chapitre 4). Cette vitesse du son caractérise le mélange que forme le plasma, dans lequel toutes les espèces (*i.e.*, atomes, ions et électrons) voyagent à la même vitesse. Le nombre de Mach calculé par le solveur est donc correctement évalué pour les plasmas en équilibre thermique.

Cependant, lorsque le plasma est en déséquilibre thermique, deux équations d'énergie doivent être résolues ; celle représentant les particules lourdes est l'équation d'énergie incluse dans le code de CFD. Or, en déséquilibre thermique, les chaleurs spécifiques des équations d'énergie deviennent respectivement  $y_h c_p^h$  pour les particules lourdes et  $y_e c_p^e$  pour les électrons<sup>1</sup>. La valeur de la chaleur spécifique des particules lourdes fausse les calculs menant à la vitesse du son du plasma, car elle ne prend pas en compte la contribution des électrons. C'est pourquoi il est nécessaire, dans la modélisation des plasmas à deux températures, de recalculer le nombre de Mach de l'écoulement. Il est à remarquer que la température  $T_h$  est utilisée dans le calcul de la vitesse du son du plasma (puisque les particules lourdes réagissent aux ondes de pression dans l'écoulement). Toutefois au cœur du jet de plasma, et cela même à basse pression, il est fort probable que  $T_h \approx T_e$  le long de l'axe du jet [10, 27, 28, 52].

---

<sup>1</sup>En fait, puisque  $y_e \ll 1$  et  $y_h = 1 - y_e$ , la chaleur spécifique pour l'équation d'énergie des particules lourdes prend en réalité une valeur constante, *i.e.*,  $y_h c_p^h \approx c_p^h$ .

## C.4 Traitement de la fraction massique des électrons

La quatrième difficulté tient au fait que la cinétique chimique du plasma d'argon est représentée par les constantes cinétiques tirées des travaux de Hoffert & Lien [90]. Ces constantes ne sont valables que pour une température (des électrons) supérieure à 3000 K, alors que la température ambiante dans la chambre de projection est (dans la réalité) bien en-deça de cette valeur. Il pourrait être envisagé d'extrapoler l'utilisation des constantes cinétiques dans le but de calculer la composition du plasma pour les températures inférieures à 3000 K : c'est ce qu'illustre le tableau C.1 (les températures pour lesquelles la composition est extrapolée sont en gras). La variation de la fraction massique des électrons en fonction de la température sous les 3000 K est remarquable.

| $T_h = T_e$ [K] | $y_e$ [-]               |
|-----------------|-------------------------|
| <b>1000</b>     | $1,131 \times 10^{-43}$ |
| <b>2000</b>     | $2,147 \times 10^{-23}$ |
| 3000            | $1,555 \times 10^{-16}$ |
| 4000            | $4,668 \times 10^{-13}$ |
| 5000            | $6,076 \times 10^{-11}$ |
| 7000            | $1,758 \times 10^{-08}$ |
| 9000            | $4,439 \times 10^{-07}$ |
| 12000           | $7,015 \times 10^{-06}$ |
| 15000           | $1,324 \times 10^{-05}$ |

TAB. C.1 – Fraction massique des électrons pour un plasma d'argon en équilibre thermique à 4 kPa.

Du point de vue des méthodes numériques, il est certainement difficile de résoudre une équations dont la variable ( $y_e$ ) subit des variations de plus de trente (30!) ordres de grandeur, en lien avec les plus hautes et les plus basses températures rencontrées. C'est pourquoi il a été décidé de maintenir les frontières représentant la chambre de projection à une température de 4000 K. Cette "fausse" hypothèse est acceptable parce que le jet de plasma qui est simulé est supersonique.

## Annexe D

# Visualisation des résultats numériques pour certains cas tests

Dans cette annexe sont présentés les isocontours de température, de vitesse, de fraction molaire et du nombre de Mach pour différentes simulations numériques réalisées au chapitre 7.

### D.1 Jets froids d'argon impactant le PSSPP

Les figures D.1 à D.3 présentent les isocontours du nombre de Mach pour des jets d'argon à 500 K expulsés dans une chambre à 4 kPa. Le jet montré à la figure D.1 a une vitesse maximale de 650 m/s et une pression de 4 kPa, pour un nombre de Mach  $M = 1,56$ . Le jet présenté à la figure D.2 a une vitesse maximale de 850 m/s et une pression de 4 kPa, pour un nombre de Mach  $M = 2$ , alors que le jet illustré à la figure D.3 a une vitesse maximale de 850 m/s et une pression de 3 kPa (*i.e.*, déséquilibre aérodynamique). Ces isocontours illustrent deux effets dans les jets d'argon supersoniques à basse température et basse pression : (i) le choc se produit plus près du PSSPP lorsque le nombre de Mach augmente et (ii) la réaccélération du jet en équilibre aérodynamique (jusqu'à  $M \approx 3$ ) derrière le PSSPP est plus importante que celle du jet en déséquilibre aérodynamique (jusqu'à  $M \approx 2,2$ ), qui dissipe partiellement son énergie à travers les ondes de compression.

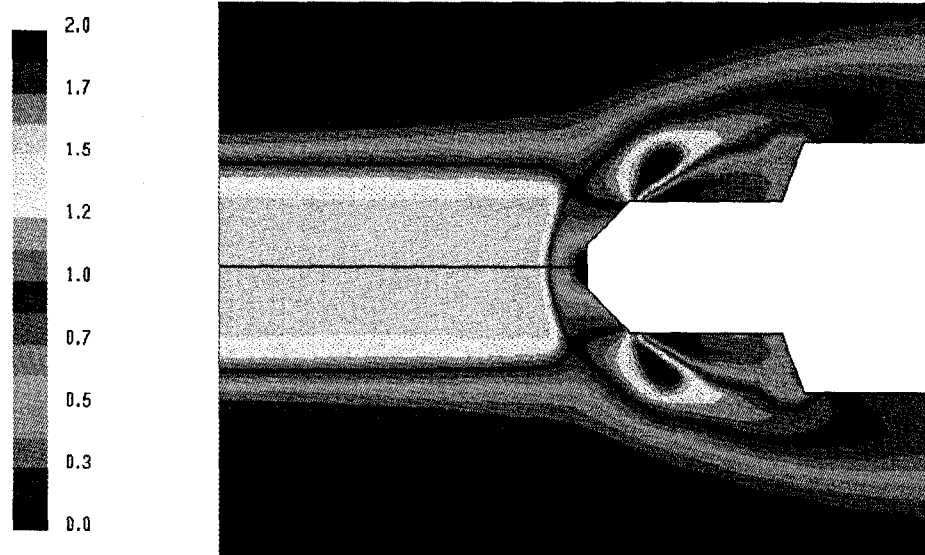


FIG. D.1 – Isocontours du nombre de Mach pour le jet d'argon froid à 650 m/s et 500 K ( $M = 1,56$ ) en équilibre aérodynamique.

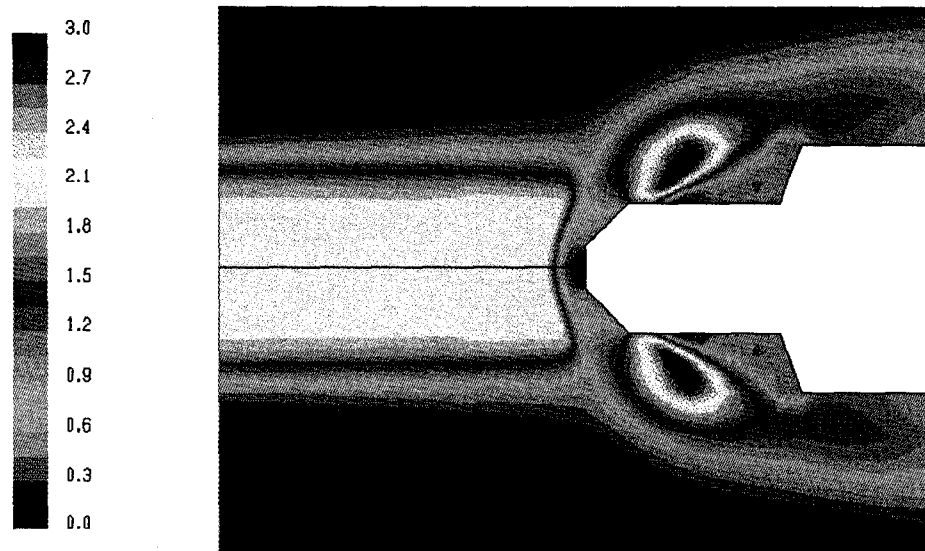


FIG. D.2 – Isocontours du nombre de Mach pour le jet d'argon froid à 850 m/s et 500 K ( $M = 2$ ) en équilibre aérodynamique.

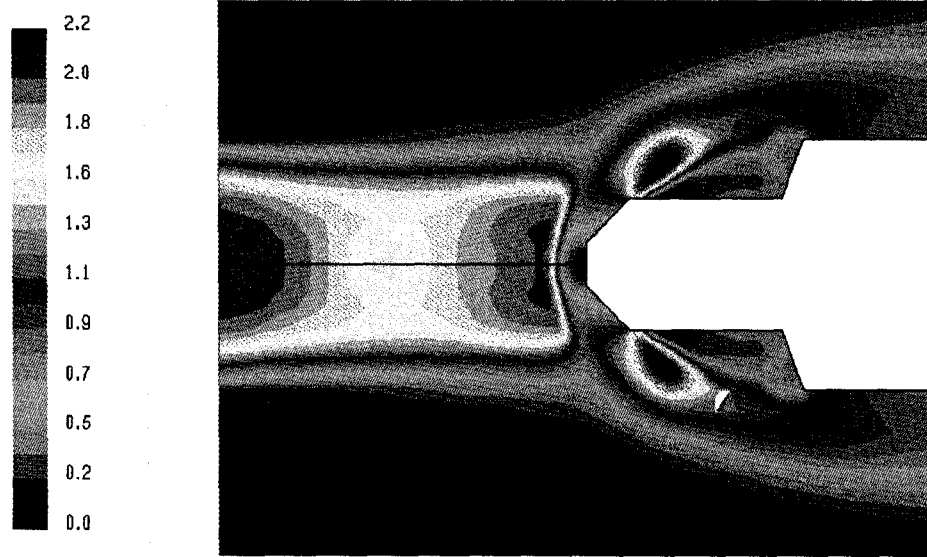


FIG. D.3 – Isocontours du nombre de Mach pour le jet d'argon froid à 850 m/s et 500 K ( $M = 2$ ) en déséquilibre aérodynamique.

## D.2 Jets de plasma d'argon laminaires et subsoniques à 100/50/20/8 kPa

Les figures D.4 à D.6 illustrent l'effet de la pression ambiante pour des jets subsoniques et laminaires ayant tous le même débit massique d'argon de  $1,93 \times 10^{-3}$  kg/s. Ces figures présentent les isocontours de la vitesse axiale  $u$  (figure D.4), de la température des particules lourdes  $T_h$  (figure D.5) et de la température des électrons  $T_e$  (figure D.6). Ces isocontours des variables de l'écoulement plasma montrent le long cœur chaud des jets laminaires et son allongement lorsque la vitesse augmente (*i.e.*, la pression ambiante diminue à débit massique constant).

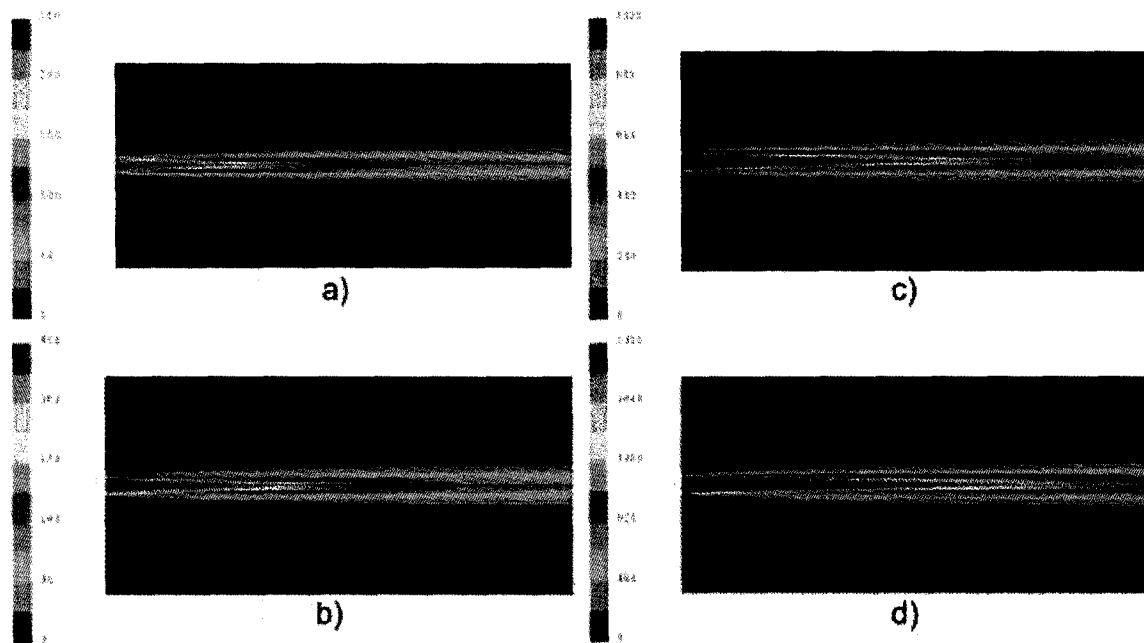


FIG. D.4 – Isocontours de la vitesse axiale  $u$  des jets laminares à : a) 100 kPa, b) 50 kPa, c) 20 kPa et d) 8 kPa. Les échelles portent des unités de [m/s].

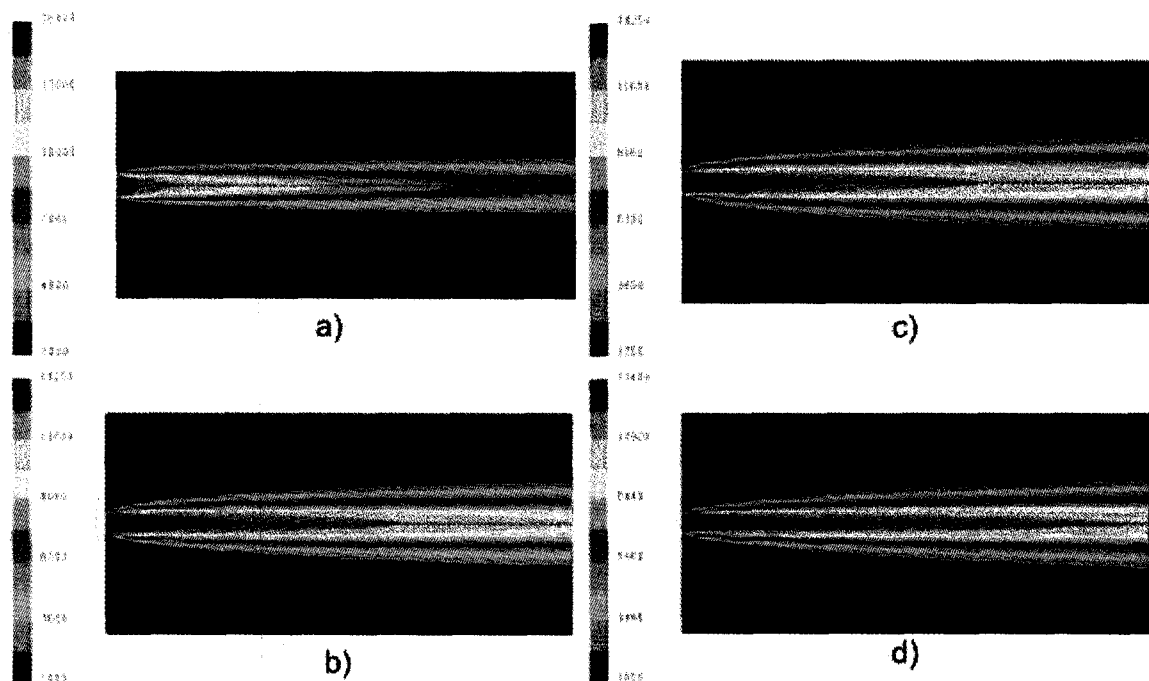


FIG. D.5 – Isocontours de la température des particules lourdes  $T_h$  des jets laminaires à : a) 100 kPa, b) 50 kPa, c) 20 kPa et d) 8 kPa. Les échelles portent des unités de [K].

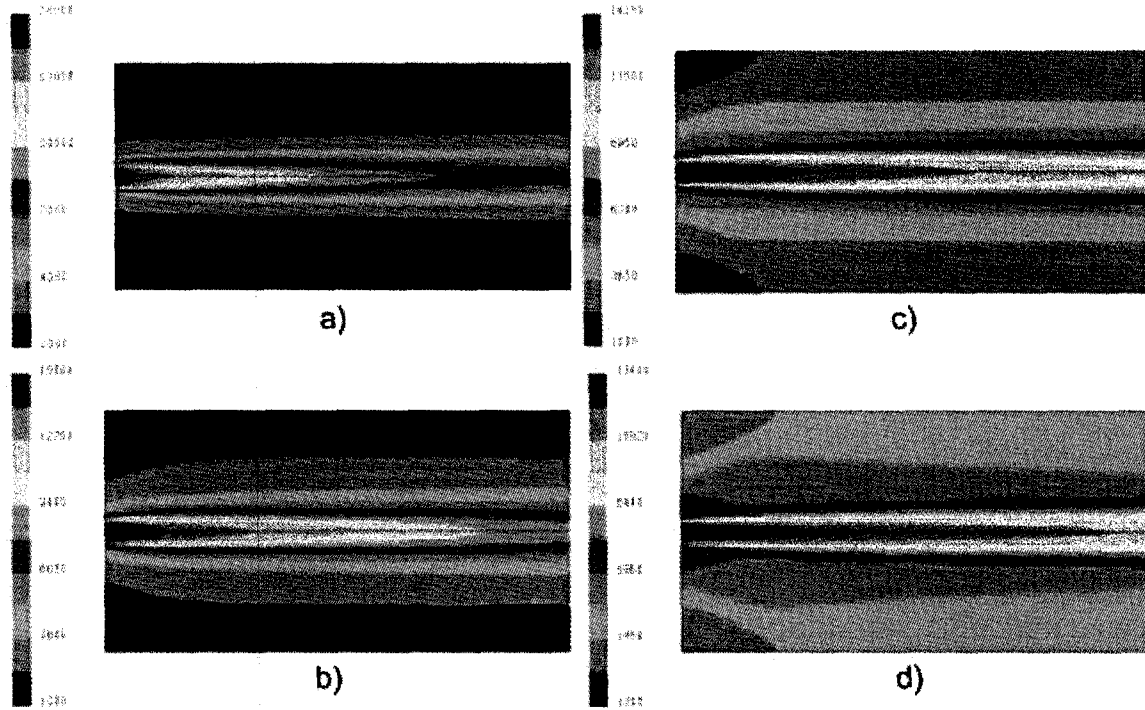


FIG. D.6 – Isocontours de la température des électrons  $T_e$  des jets laminares à : a) 100 kPa, b) 50 kPa, c) 20 kPa et d) 8 kPa. Les échelles portent des unités de [K].

### D.3 Jet supersonique turbulent à 8 kPa

La figure D.7 présente les isocontours de la température des particules lourdes  $T_h$ , de la température des électrons  $T_e$ , de la vitesse axiale  $u$  et de la fraction molaire  $x_e$  pour le jet supersonique et turbulent (sk- $\epsilon$ ) d'argon à 8 kPa. La fraction molaire des électrons est utilisée au lieu de la fraction massique ( $y_e$ ) en raison des valeurs plus élevées qu'elle prend dans le jet, ce qui en facilite l'affichage (les définitions de ces fractions sont formulées au chapitre 4). Ces isocontours des variables de l'écoulement illustrent l'important rétrécissement du cœur chaud des jets de plasma lorsque la turbulence est prise en considération.

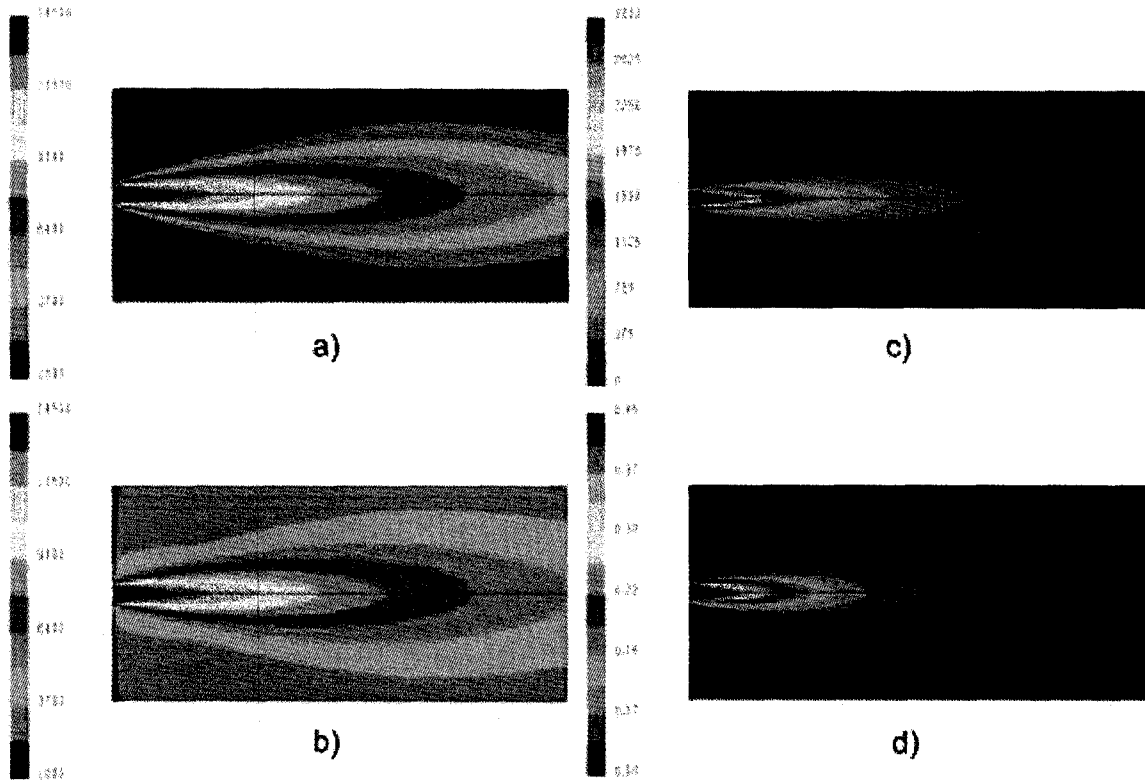


FIG. D.7 – Isocontours du jet turbulent et supersonique à 8 kPa : a) température des particules lourdes  $T_h$ , b) température des électrons  $T_e$ , c) vitesse axiale  $u$  et d) fraction molaire des électrons  $x_e$ . Les échelles portent respectivement des unités de : a) [K], b) [K], c) [m/s] et d) [-].

## Annexe E

### Visualisation des résultats numériques

Dans cette annexe sont présentés les isocontours de la vitesse axiale  $u$ , de la température des particules lourdes  $T_h$ , de la température des électrons  $T_e$  et de la fraction massique des électrons  $y_e$ , respectivement, pour le cas (a) présenté à la section 8.2 du chapitre 8. Ce jet à 5 kPa, 9000 K et  $M = 1,5$  entre dans la chambre de projection, maintenue à 5 kPa et 4000 K, en respectant les équilibres aérodynamique, thermique et chimique, et va frapper le PSSP situé 17 mm plus loin.

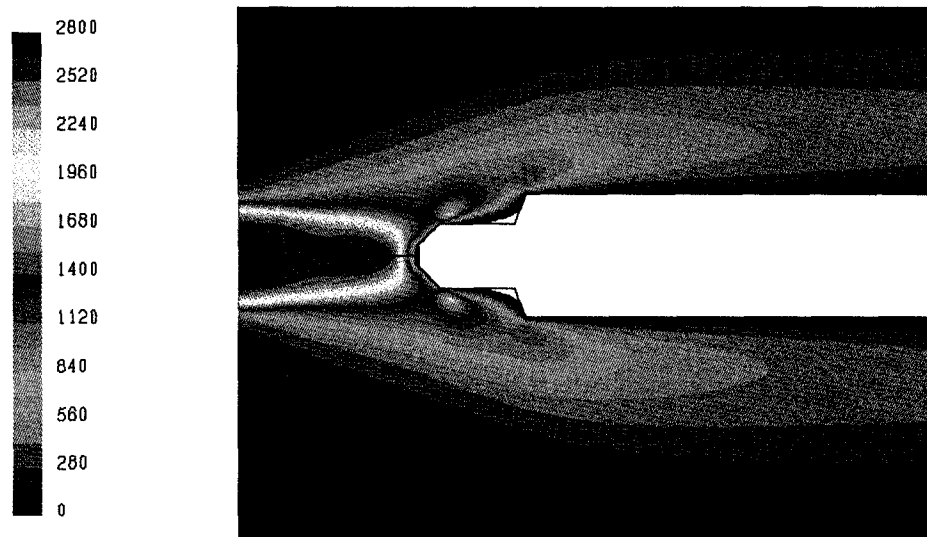


FIG. E.1 – Isocontours de la vitesse axiale pour le cas (a).

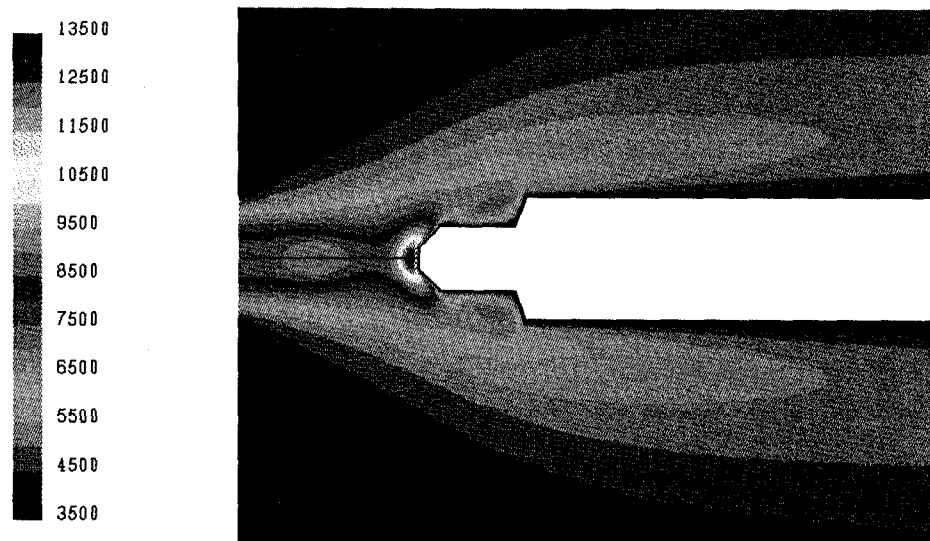


FIG. E.2 – Isocontours de la température des particules lourdes pour le cas (a).

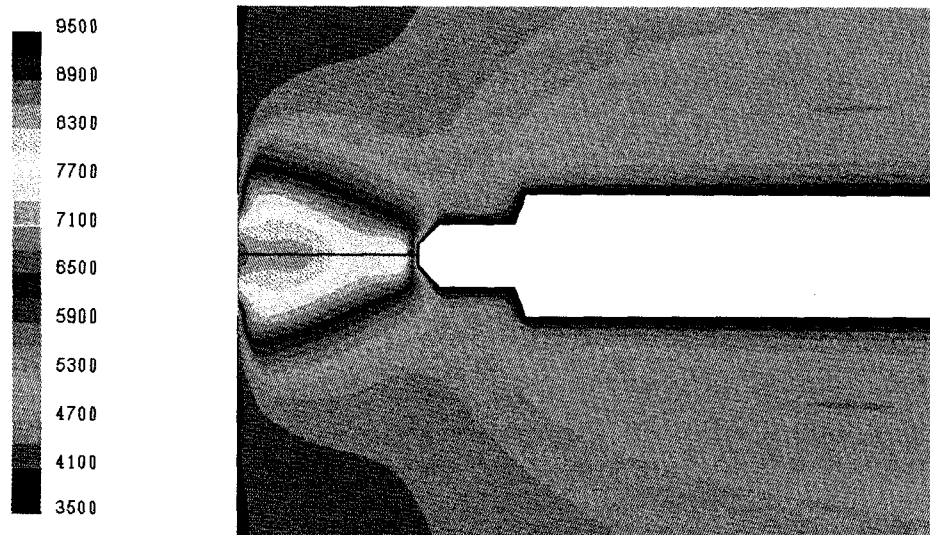


FIG. E.3 – Isocontours de la température des électrons pour le cas (a).

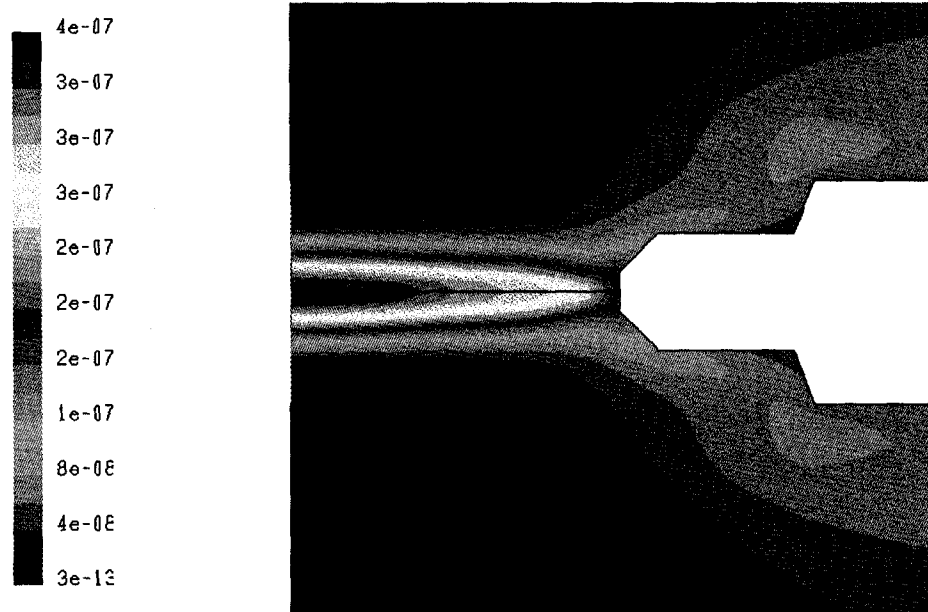


FIG. E.4 – Isocontours de la fraction massique des électrons pour le cas (a).

# Bibliographie

- [1] A. Abdellah El-Hadj and N. Ait-Messaoudene. Comparison between two turbulence models and analysis of the effect of the substrate movement on the flow field of a plasma jet. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 25(6) :699–722, 2005.
- [2] A.P. Alkhimov, V.F. Kosarev, and A.N. Papyrin. A method of cold gas dynamic deposition. *Doklady Akademii nauk SSSR*, 315(5) :1062–1065, 1990.
- [3] J.D. Jr. Anderson. *Modern Compressible Flow with Historical Perspective*. McGraw-Hill series in mechanical engineering. McGraw-Hill, Inc., Boston, MA, 1982.
- [4] L.A. Anderson and R.E. Sheldahl. Experiments with two flow-swallowing enthalpy probes in high-energy supersonic streams. *AIAA Journal*, 9(9) :1804–1810, 1971.
- [5] M. Asmann, A. Wank, H. Kim, J. Heberlein, and E. Pfender. Characterization of the converging region in a triple torch plasma reactor. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 21(1) :37–63, 2001.
- [6] J. Aubreton. Communication privée, 2005.
- [7] J. Aubreton, M.F. Elchinger, P. Fauchais, V. Rat, and P. André. Thermodynamic and transport properties of a ternary Ar-H<sub>2</sub>-He mixture out of equilibrium up to 30000 K at atmospheric pressure. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37 :2232–2246, 2004.
- [8] J. Aubreton, M.F. Elchinger, V. Rat, and P. Fauchais. Two-temperature transport coefficients in argon-helium thermal plasmas. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37 :34–41, 2004.
- [9] R. Avni, S.F. Miralai, F. Prevot, D. Morvan, J. Amoroux, and H. Nickel. Diagnostics of a radio-frequency plasma expanding through a nozzle (PETN) at low pressure. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 17(4) :467–478, 1997.

- [10] Y. Bartosiewicz, P. Proulx, and Y. Mercadier. A self-consistent two-temperature model for the computation of supersonic argon plasma jets. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35 :2139–2148, 2002.
- [11] J.M. Bauchire, J.-J. Gonzalez, and A. Gleizes. Modeling of a DC plasma torch in laminar and turbulent flow. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 17(4) :409–432, 1997.
- [12] J.J. Beulens, D. Milojevic, D.C. Schram, and P.M. Vallinga. A two-dimensional nonequilibrium model of cascaded arc plasma flows. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, 3(9) :2548–2557, 1991.
- [13] R.B. Bird, W.E. Stewart, and E.N. Lightfoot. *Transport Phenomena*. Wiley & Sons, New York, NY, second edition, 2006.
- [14] R. Bolot. *Modélisation des écoulements de plasmas d'arc soufflé : application à la projection de matériaux pulvérulents*. PhD thesis, Université de Technologie de Belfort-Montbéliard, 1999.
- [15] R. Bolot, M. Imbert, and C. Coddet. On the use of a low-Reynolds extension to the Chen-Kim (k- $\epsilon$ ) model to predict thermal exchanges in the case of an impinging plasma jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44 :1095–1106, 2001.
- [16] M.I. Boulos. Thermal plasma processing. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 19(6) :1078–1089, 1991.
- [17] M.I. Boulos. Radio frequency plasma developments, scale-up and industrial applications. *High Temperatures and Chemical Processes*, 1 :401–411, 1992.
- [18] M.I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender. *Thermal Plasmas – Fundamentals and Applications*, volume 1. Plenum Press, New York, NY, 1994.
- [19] C.G. Braun and J.A. Kunc. Collisional-radiative coefficients for a three-level atomic model in nonequilibrium argon plasmas. *Physics of Fluids*, 30(2) :499–509, 1987.
- [20] C.G. Braun and J.A. Kunc. An analytic solution of a collisional-radiative model for nonequilibrium argon plasmas. *Physics of Fluids*, 31(3) :671–681, 1988.
- [21] A. Broc, S. De Benedictis, and G. Dilecce. LIF investigations on NO, O and N in a supersonic N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/NO RF plasma jet. *Plasma Sources Science and Technology*, 13 :504–514, 2004.
- [22] M. Brossa and E. Pfender. Probe measurements in thermal plasma jets. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 8(1) :75–90, 1988.

- [23] K.T.A.L. Burm, W.J. Goedheer, and D.C. Schram. An alternative quantitative analysis of non-equilibrium transport coefficients in argon plasmas. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 22(3) :413–435, 2002.
- [24] K.T.A.L. Burm, B. Jodoin, P. Proulx, and M.I. Boulos. Modelling of a supersonic ICP argon-hydrogen expansion. *Plasma Sources Science and Technology*, 12 :362–371, 2003.
- [25] A. Capetti and E. Pfender. Probe measurements in argon plasma jets operated in ambient argon. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 9(2) :329–341, 1989.
- [26] C. Chang, J. Shi, J. Huang, Z. Hu, and C. Ding. Effects of power level on characteristics of vacuum plasma sprayed hydroxyapatite coating. *Journal of Thermal Spray Technology*, 7(4) :484–488, 1998.
- [27] C.H. Chang and E. Pfender. Nonequilibrium modeling of low-pressure argon plasma jets. Part i : Laminar flow. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 10(3) :473–491, 1990.
- [28] C.H. Chang and E. Pfender. Nonequilibrium modeling of low-pressure argon plasma jets. Part ii : Turbulent flow. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 10(3) :493–500, 1990.
- [29] C.H. Chang and J.D. Ramshaw. Numerical simulations of argon plasma jets flowing into cold air. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 13(2) :189–209, 1993.
- [30] C.H. Chang and J.D. Ramshaw. Numerical simulation of nonequilibrium effects in an argon plasma jet. *Physics of Plasmas*, 1(11) :3698–3708, 1994.
- [31] C.H. Chang and J.D. Ramshaw. Computational study of high-speed plasma flow impinging on an enthalpy probe. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 16(1) :17–37, 1996.
- [32] C.H. Chang and J.D. Ramshaw. Modeling of nonequilibrium effects in a high-velocity nitrogen-hydrogen plasma jet. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 16(1) :5S–17S, 1996.
- [33] S. Chapman and T.G. Cowling. *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*. Cambridge University Press, London, third edition, 1970.
- [34] K. Charrada, G. Zissis, and M. Aubes. Two-temperature, two-dimensional fluid modeling of mercury plasma in high-pressure lamps. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 29 :2432–2438, 1996.

- [35] D.M. Chen and E. Pfender. Two-temperature modeling of the anode contraction region of high-intensity arcs. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 9(4) :265–274, 1981.
- [36] W.L.T. Chen, J. Heberlein, and E. Pfender. Diagnostics of a thermal plasma jet by optical emission spectroscopy and enthalpy probe measurements. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 14(3) :317–332, 1994.
- [37] K. Cheng, X. Chen, and W. Pan. Comparison of laminar and turbulent thermal plasma jet characteristics – A modeling study. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 26 :211–235, 2006.
- [38] J.R. Davis, editor. *Handbook of Thermal Spray Technology*. Thermal Spray Society Training Committee, ASM International, Materials Park, OH, 2004.
- [39] S. De Benedictis, G. Dilecce, M. Simek, and M. Vigliotti. Experimental study of N<sub>2</sub> RF plasma jet by optical methods. *Plasma Sources Science and Technology*, 7 :557–571, 1998.
- [40] C.A. Destefani, A.B. Murphy, and E. Siores. Enthalpy-probe diagnostics of an atmospheric-pressure unleaded petrol exhaust-gas microwave-induced plasma. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 30(4) :1587–1591, 2002.
- [41] C.A. Destefani, A.B. Murphy, E. Siores, and M.F. Elchinger. Enthalpy probe diagnostics of an atmospheric pressure argon microwave induced plasma. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 33 :1996–2003, 2000.
- [42] R.S. Devoto. Transport properties of ionized monoatomic gases. *The Physics of Fluids*, 9(6) :1230–1240, 1966.
- [43] R.S. Devoto. Simplified expressions for the transport properties of ionized monoatomic gases. *The Physics of Fluids*, 10(10) :2105–2112, 1967.
- [44] R.S. Devoto. Transport coefficients of partially ionized argon. *The Physics of Fluids*, 10(2) :354–364, 1967.
- [45] A.H. Diliwari and J. Szekely. Some perspectives on the modeling of plasma jets. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 7(3) :317–339, 1987.
- [46] A.H. Diliwari, J. Szekely, J. Batdorf, R. Detering, and C.B. Shaw. The temperature profiles in an argon plasma issuing into an argon atmosphere : A comparison of measurements and predictions. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 10(2) :321–337, 1990.

- [47] A.H. Diliwari, J. Szekely, and R. Westhoff. A comparison of experimental measurements and theoretical predictions regarding the behavior of a turbulent argon plasma jet discharging into air. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 10(4) :501–513, 1990.
- [48] J. Disam, K. Luebbers, U. Neudert, and A. Siskinger. Effect of LPPS spray parameters on the structure of ceramic coatings. *Journal of Thermal Spray Technology*, 3(2) :142–147, 1994.
- [49] S.V. Dresvin and H.V. Eckert, editors. *Physics and Technology of Low-Temperature Plasmas*. The Iowa State University Press / AMES, 1977.
- [50] R.C. Dykhuizen and M.F. Smith. Gas dynamic principles of cold spray. *Journal of Thermal Spray Technology*, 7(2) :205–212, 1998.
- [51] M. El Morsli and P. Proulx. A chemical non-equilibrium model of an air supersonic ICP. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40 :380–394, 2007.
- [52] M. El Morsli and P. Proulx. Two-temperature chemically non-equilibrium modeling of an air supersonic ICP. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40 :4810–4828, 2007.
- [53] R. Engeln, S. Mazouffre, P. Vankan, D.C. Schram, and N. Sadeghi. Flow dynamics and invasion by background gas of a supersonically expanding thermal plasma. *Plasma Sources Science and Technology*, 10 :595–605, 2001.
- [54] D.W. Esker. A probe for total-enthalpy measurements in arcjet exhausts. *AIAA Journal*, 5(8) :1504–1506, 1965.
- [55] P. Fauchais. Understanding plasma spraying. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37 :R86–R108, 2004.
- [56] P. Fauchais, J.-F. Coudert, and M. Vardelle. *Plasma Diagnostics : Discharge Parameters and Chemistry (Plasma Materials Interactions)*, chapter 7, pages 349–445. Academic Press, 1989.
- [57] P. Fauchais, G. Montavon, M. Vardelle, and J. Cedelle. Developments in direct current plasma spraying. *Surface and Coatings Technology*, 201 :1908–1921, 2006.
- [58] P. Fauchais, A. Vardelle, and B. Dussoubs. Quo Vadis thermal spraying? *Journal of Thermal Spray Technology*, 10(1) :44–66, 2001.
- [59] J.R. Fincke, C.H. Chang, W.D. Swank, and D.C. Haggard. Entrainment and demixing in subsonic thermal plasma jets : comparison of measurements and predictions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37 :1673–1682, 1994.

- [60] J.R. Fincke, S.C. Snyder, and W.D. Swank. Comparison of enthalpy probe and laser light scattering measurement of thermal plasma temperatures and velocities. *Review of Scientific Instruments*, 64(3) :711–718, 1993.
- [61] J.R. Fincke, W.D. Swank, and D.C. Haggard. Plasma spraying of alumina : plasma and particle flow fields. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 13(4) :579–600, 1993.
- [62] J.R. Fincke, W.D. Swank, S.C. Snyder, and D.C. Haggard. Enthalpy probe performance in compressible thermal plasma jets. *Review of Scientific Instruments*, 64(12) :3585–3593, 1993.
- [63] Fluent Inc., Lebanon, NH. *Fluent 5 User's Guide*, 1998.
- [64] A. Fridman, A. Chirkov, and A. Gutsol. Non-thermal atmospheric pressure discharges. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 38 :R1–R24, 2005.
- [65] G. Fridman, M. Peddinghaus, A. Fridman, M. Balasubramanian, A. Gutsol, A. Brooks, and G. Friedman. Blood coagulation and living tissue sterilization by floating-electrode dielectric barrier discharge in air. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 26 :425–442, 2006.
- [66] Y. Gao, L.-T. An, C.-Q. Sun, and Z.-J. Yan. The characteristics of a low-power-consumption plasma jet and ceramic coatings. *Journal of Thermal Spray Technology*, 13(4) :521–525, 2004.
- [67] C. George, G. Cander, and E. Pfender. An implicit algorithm to simulate reaction chemistry in a plasma. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 31 :2269–2280, 1998.
- [68] C. George, G. Candler, R. Young, E. Pfender, and J. Heberlein. Nozzle optimization for dissociated species transport in low pressure plasma chemical vapor deposition. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 16(1) :43S–56S, 1996.
- [69] G.E. Georgiou, A.P. Papadakis, R. Morrow, and A.C. Metaxas. Numerical modelling of atmospheric pressure gas discharges leading to plasma production. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 38 :R303–R328, 2005.
- [70] M. Ghoranneviss, B. Moazzenchi, S. Shahidi, A. Anvari, and A. Rashidi. Decolorization of denim fabrics with cold plasmas in the presence of magnetic fields. *Plasma Processes and Polymers*, 3 :316–321, 2006.
- [71] S. Ghorui, J.V.R. Heberlein, and E. Pfender. Thermodynamic and transport properties of two-temperature oxygen plasmas. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 27 :267–291, 2007.

- [72] M. Gindrat. *Characterization of supersonic low pressure plasma jets*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.
- [73] M. Gindrat, J.-L. Dorier, C. Hollenstein, M. Loch, A. Refke, A. Salito, and G. Barbezat. Effect of specific operating conditions on the properties of LPPS plasma jets expanding at low pressure. In E. Lugscheider and C.C. Berndt, editors, *International Thermal Spray Conference (ITSC 2002)*, pages 459–464, Essen, Germany, March 4-6 2002. DVS-Verlag GmbH.
- [74] M. Gindrat, J.-L. Dorier, Ch. Hollenstein, A. Refke, and G. Barbezat. Characterization of supersonic low pressure plasma jets with electrostatic probes. *Plasma Sources Science and Technology*, 13 :484–492, 2004.
- [75] A. Gleizes, J.J. Gonzalez, and P. Freton. Thermal plasma modelling. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 38 :R153–R183, 2005.
- [76] J.-J. Gonzalez, R. Girard, and A. Gleizes. Decay and post-arc phases of a SF<sub>6</sub> arc plasma : A thermal and chemical non-equilibrium model. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 33 :2759–2768, 2000.
- [77] J. Grey. Sensitivity analysis for the calorimetric probe. *Review of Scientific Instruments*, 34(8) :857–859, 1963.
- [78] J. Grey. Thermodynamic methods of high-temperature measurement. *ISA Transactions*, 4(2) :102–115, 1965.
- [79] J. Grey and P.F. Jacobs. Experiments on turbulent mixing in a partially ionized gas. *AIAA Journal*, 2(3) :433–438, 1964.
- [80] J. Grey, P.F. Jacobs, and M.P. Sherman. Calorimetric probe for the measurement of extremely high temperatures. *Review of Scientific Instruments*, 33(7) :738–741, 1962.
- [81] J. Grey, M.P. Sherman, P.M. Williams, and D.B. Fradkin. Laminar arcjet mixing and heat transfer : theory and experiments. *AIAA Journal*, 4(6) :986–993, 1965.
- [82] H.R. Griem. Validity of local thermal equilibrium in plasma spectroscopy. *Physical Review*, 131(3) :1170–1176, 1963.
- [83] J. Haidar. Non-equilibrium modelling of transferred arcs. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 32 :263–272, 1999.
- [84] P. Han and X. Chen. Modeling of the subsonic-supersonic flow and heat transfer in a DC arc plasma torch. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 21(2) :249–264, 2001.

- [85] P. Han and X. Chen. Modeling of the supersonic argon plasma jet at low gas pressure environment. *Thin Solid Films*, 390 :181–185, 2001.
- [86] G. Hancock, R. Peverall, G.A.D. Ritchie, and L.J. Thornton. Absolute number densities of vibrationally excited  $N_2(A^3_{\sum_u^+})$  produced in a low pressure RF plasma. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 39 :1846–1852, 2006.
- [87] R.B. Heimann. *Plasma-Spray Coating*. VCH Verlagsgesellschaft GmbH, Weinheim, Germany, 1996.
- [88] R. Henne, M. Müller, E. Proß G. Schiller, F. Gitzhofer, and M. Boulos. Near-net-shape forming of metallic bipolar plates for planar solid oxide fuel cells by induction plasma spraying. *Journal of Thermal Spray Technology*, 8(1) :110–116, 1999.
- [89] J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss, and R.B. Bird. *Molecular Theory of Gases and Liquids*. Structure of matter. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1954.
- [90] M.I. Hoffert and H. Lien. Quasi-one-dimensional, nonequilibrium gas dynamics of partially ionized two-temperature argon. *Physics of Fluids*, 10(8) :1769–1777, 1967.
- [91] K.A. Hoffmann and S.T. Chiang. *Computational Fluid Dynamics*, volume 1. Engineering Education System, Wichita, KS, fourth edition, 2000.
- [92] M. Hollenstein, M. Rahmane, and M.I. Boulos. Aerodynamic study of the supersonic induction plasma jet. In *Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Symposium on Plasma Chemistry*, pages 257–261, Prague, Czech Republic, 1999.
- [93] M.M. Hossain, A.S. Herrmann, and D. Hegemann. Plasma hydrophilization effect on different textile structures. *Plasma Processes and Polymers*, 3 :299–307, 2006.
- [94] M.M. Hossain, Y. Tanaka, and T. Sakuta. Particles concentration and transport properties of a partially ionized Ar plasma in a two-temperature reaction kinetic approach. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35 :529–535, 2002.
- [95] K.C. Hsu and E. Pfender. Two-temperature modeling of the free-burning, high-intensity arc. *Journal of Applied Physics*, 54(8) :4359–4366, 1983.
- [96] F.J. Huber. Probes for measuring mass flux, stagnation point heating, and total enthalpy of high temperature hypersonic gas flows. In *AIAA Aerodynamic Testing Conference*, AIAA Paper No.66-750, Los Angeles, CA, 1966.
- [97] F.E. Irons. The escape factor in plasma spectroscopy - i. The escape factor defined and evaluated. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer*, 22 :1–20, 1979.

- [98] M. Jankovic and J. Mostaghimi. Thermally induced measurement error by a water-cooled enthalpy probe. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 18(1) :53–71, 1998.
- [99] B. Jodoin, M. Gindrat, J.-L. Dorier, C. Hollenstein, M. Loch, and G. Barbezat. Modelling and diagnostics of a supersonic DC plasma jet expanding at low pressure. In E. Lugscheider and C.C. Berndt, editors, *International Thermal Spray Conference (ITSC 2002)*, pages 716–720, Essen, Germany, March 4-6 2002. DVS-Verlag GmBH.
- [100] B. Jodoin, P. Proulx, and Y. Mercadier. Numerical study of supersonic direct current plasma nozzle flow. *AIAA Journal*, 36(4) :578–584, 1998.
- [101] W.P. Jones and B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15 :301–314, 1972.
- [102] S. Katta, J.A. Lewis, and W.H. Gauvin. A plasma calorimetric probe. *Review of Scientific Instruments*, 44(10) :1519–1523, 1973.
- [103] I.E. Kieft, D. Darios, A.J.M. Roks, and E. Stoffels. Plasma treatment of mammalian vascular cells : a quantitative description. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33(2) :771–775, 2005.
- [104] M.J. Kiik, P. Dubé, and B.P. Stoicheff. Spectroscopic study of rare-gas excimer formation in a direct-current discharge with supersonic expansion. *Journal of Chemical Physics*, 102(6) :2351–2364, 1995.
- [105] H.J. Kim and S.H. Hong. Comparative measurements on thermal plasma jet characteristics in atmospheric and low pressure plasma spraying. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 23(5) :852–889, 1995.
- [106] L. Klinger. *Simulation numérique 3D d’une torche à plasma par une méthode de volumes finis*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2002.
- [107] D. Kolman, J. Heberlein, E. Pfender, and R. Young. Two-dimensional model for thermal plasma chemical vapor deposition. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 16(1) :57S–69S, 1996.
- [108] G.M.W. Kroesen, D.C. Schram, and J.C.M. de Haas. Description of a flowing cascade arc plasma. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 10(4) :531–551, 1990.

- [109] C.H. Kruger. Nonequilibrium in confined-arc plasmas. *Physics of Fluids*, 10(8) :1769–1777, 1970.
- [110] J. Laimer, H. Pauser, C.G. Schwärzler, and H. Störi. Direct-current low-pressure supersonic plasma jet used for diamond deposition. *Surface and Coatings Technology*, 98 :1066–1071, 1998.
- [111] M. Lang, R. Henne, S. Schaper, and G. Schiller. Development and characterization of vacuum plasma sprayed thin film solid oxide fuel cells. *Journal of Thermal Spray Technology*, 10(4) :618–625, 2001.
- [112] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3 :269–289, 1974.
- [113] Y.C. Lee and E. Pfender. Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. Part iii : Thermal plasma jet reactors and multiparticle injection. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 7(1) :1–27, 1987.
- [114] V.M. Lelevkin, D.K. Otorbaev, and D.C. Schram. *Physics of Non-Equilibrium Plasmas*. North-Holland, Amsterdam, Netherlands, 1992.
- [115] H.-P. Li and E. Pfender. Three dimensional modeling of the plasma spray process. *Journal of Thermal Spray Technology*, 16(2) :245–260, 2007.
- [116] M. Lino da Silva, F. Passarinho, and M. Düdeck. Modeling of a CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> plasma flow in a supersonic arcjet facility. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 20(4) :680–688, 2006.
- [117] J.J. Lowke and E.R. Capriotti. Calculation of temperature profiles of high pressure electric arcs using the diffusion approximation for radiation transfer. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer*, 9 :207–236, 1969.
- [118] S. Mazouffre, I. Bakker, P. Vankan, R. Engeln, and D.C. Schram. Two-photon laser induced fluorescence spectroscopy performed on free nitrogen plasma jets. *Plasma Sources Science and Technology*, 11 :439–447, 2002.
- [119] J. McKelliget, J. Szekely, M. Vardelle, and P. Fauchais. Temperature and velocity fields in a gas stream exiting a plasma torch. A mathematical model and its experimental verification. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2(3) :317–332, 1982.
- [120] F.R. Meeks, T.J. Cleland, K.E. Hutchinson, and W.L. Taylor. On the quantum cross-sections in dilute gases. *Journal of Chemical Physics*, 100(5) :3813–3820, 1994.

- [121] G.J. Meeusen, E.A. Ershov-Pavlov, R.F.G. Meulenbroeks, M.C.M. van de Sanden, and D.C. Schram. Emission spectroscopy on a supersonically expanding argon/silane plasma. *Journal of Applied Physics*, 71(9) :4156–4163, 1992.
- [122] P.J. Meyer and D. Hawley. Electro-Plasma Inc. LPPS production systems. In T.F. Benecki, editor, *Thermal Spray Coatings : Properties, Processes and Applications*, pages 29–38, Pittsburgh PA, May 4-10 1991. ASM International.
- [123] M. Mitchner and C.H. Kruger. *Partially Ionized Gases*. Wiley series in plasma physics. John Wiley & Sons, Inc., New York, NY, 1973.
- [124] E. Moreau, C. Chazelas, G. Mariaux, and A. Vardelle. Modeling the restrike mode operation of a DC plasma spray torch. *Journal of Thermal Spray Technology*, 15(4) :524–530, 2006.
- [125] M.F. Morks, Y. Tsunekawa, M. Okumiya, and M.A. Shoeib. Splat microstructure of plasma sprayed cast iron with different chamber pressures. *Journal of Thermal Spray Technology*, 12(2) :282–289, 2003.
- [126] J. Mostaghimi, P. Proulx, and M.I. Boulos. A two-temperature model of the inductively coupled RF plasma. *Journal of Applied Physics*, 61(5) :1753–1760, 1987.
- [127] M. Müller, R.B. Heimann, F. Gitzhofer, M.I. Boulos, and K. Schwarz. Radio frequency plasma processing to produce chromium sputter targets. *Journal of Thermal Spray Technology*, 9(4) :488–493, 2000.
- [128] E.P. Muntz, B.B. Hamel, and B.L. Maguire. Some characteristics of exhaust plume rarefaction. *AIAA Journal*, 8(9) :1651–1658, 1970.
- [129] A.B. Murphy. Transport coefficients of air, argon-air, nitrogen-air, and oxygen-air plasmas. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 15(2) :279–307, 1995.
- [130] A.B. Murphy. Transport coefficients of helium and argon-helium plasmas. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 25(5) :809–814, 1997.
- [131] A.B. Murphy. Transport coefficients of hydrogen and argon-hydrogen plasmas. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 20(3) :279–297, 2000.
- [132] A.B. Murphy and C.J. Arundell. Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 14(4) :451–490, 1994.
- [133] A.B. Murphy and P. Kovitya. Mathematical model and laser-scattering temperature measurements of a direct-current plasma torch discharging into air. *Journal of Applied Physics*, 73(10) :4759–4769, 1993.

- [134] H. Nishiyama, T. Saito, and S. Kamiyama. Numerical simulation of a nonequilibrium plasma jet in an applied magnetic field using three-fluid model. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 16(2) :265–286, 1996.
- [135] T.J. O'Connor, E.H. Comfort, and L.A. Cass. Turbulent mixing of an axisymmetric jet of partially dissociated nitrogen with ambient air. *AIAA Journal*, 4(11) :2026–2032, 1966.
- [136] H.N. Olsen. Thermal and electrical properties of an argon plasma. *The Physics of Fluids*, 2(6) :614–623, 1959.
- [137] M. Orfeuil, editor. *Les plasmas dans l'industrie*. Collection ELECTRA. Électricité de France (EDF), 1991.
- [138] T.G. Owano, C.H. Kruger, and R.A. Beddini. Electron-ion three-body recombination coefficient of argon. *AIAA Journal*, 31(1) :75–82, 1993.
- [139] S. Paik, P.C. Huang, J. Heberlein, and E. Pfender. Determination of the arc-root position in a DC plasma torch. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 13(3) :379–397, 1993.
- [140] S. V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, Washington, D.C., 1980.
- [141] S.V. Patankar and D.B. Spalding. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15 :1787–1806, 1972.
- [142] E. Pfender. Thermal plasma technology : where do we stand and where are we going? *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 19(1) :1–31, 1999.
- [143] E. Pfender, J.R. Fincke, and R. Spores. Entrainment of cold gas into thermal plasma jets. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 11(4) :529–543, 1991.
- [144] M. Rahmane, G. Soucy, and M.I. Boulos. Analysis of the enthalpy probe technique for thermal plasma diagnostics. *Review of Scientific Instruments*, 66(6) :3424–3431, 1995.
- [145] M. Rahmane, G. Soucy, M.I. Boulos, and R. Henne. Fluid dynamic study of direct current plasma jets for plasma spraying applications. *Journal of Thermal Spray Technology*, 7(3) :349–356, 1998.
- [146] M. Rajabian, D.V. Gravelle, and S. Vacquié. Measurements of temperature and electron number density in a DC argon-nitrogen plasma torch–Supersonic operation. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 24(2) :285–305, 2004.

- [147] F. Raletz. *Contribution au développement d'un procédé de projection dynamique à froid pour la réalisation de dépôts de nickel*. PhD thesis, Université de Limoges, 2005.
- [148] W.J.M. Rankine. On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbances. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 160 :277–288, 1870.
- [149] V. Rat. *Contribution au calcul des propriétés de transport des plasmas thermiques hors d'équilibre en prenant en compte le couplage électrons-particules lourdes : applications à l'argon et au mélange Ar-H<sub>2</sub>*. PhD thesis, Université de Limoges, 2001.
- [150] V. Rat, P. André, J. Aubreton, M.F. Elchinger, P. Fauchais, and A. Lefort. Transport properties in a two-temperature plasma : Theory and application. *Physical Review E*, 64(026409) :1–20, 2001.
- [151] V. Rat, P. André, J. Aubreton, M.F. Elchinger, P. Fauchais, and A. Lefort. Two-temperature transport coefficients in argon-hydrogen plasmas - i : Elastic processes and collision integrals. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 22(4) :453–474, 2002.
- [152] V. Rat, P. André, J. Aubreton, M.F. Elchinger, P. Fauchais, and A. Lefort. Two-temperature transport coefficients in argon-hydrogen plasmas - ii : Inelastic processes and influence of composition. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 22(4) :475–493, 2002.
- [153] V. Rat, P. André, J. Aubreton, M.F. Elchinger, P. Fauchais, and D. Vacher. Transport coefficients including diffusion in a two-temperature argon plasma. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35 :981–991, 2002.
- [154] L.A. Rosocha. Nonthermal plasma applications to the environment : gaseous electronics and power conditioning. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33(1) :129–137, 2005.
- [155] M. Sabsabi, S. Vacquié, D.V. Gravelle, and M.I. Boulos. Emission spectroscopic study of a low pressure supersonic Ar-H<sub>2</sub> DC plasma jet. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 25 :425–429, 1992.
- [156] H.R. Salimijazi, T.W. Coyle, J. Mostaghimi, and L. Leblanc. Microstructure of vacuum plasma-sprayed boron carbide. *Journal of Thermal Spray Technology*, 14(3) :362–368, 2005.

- [157] G. Schiller, R. Henne, and V. Borck. Vacuum plasma spraying of high-performance electrodes for alkaline water electrolysis. *Journal of Thermal Spray Technology*, 4(2) :185–194, 1995.
- [158] G. Schiller, R. Henne, and R. Ruckdäschel. Vacuum plasma sprayed protective layers for solide oxide fuel cell application. *Journal of Advanced Materials*, 32(1) :3–8, 2000.
- [159] M.U. Schoop. Device for coating articles with glass, enamel, quartz, and metals – JTST historical patent #19. *Journal of Thermal Spray Technology*, 10(2) :244–245, 2001.
- [160] M.U. Schoop. Early thermal spray application – JTST historical patent #21. *Journal of Thermal Spray Technology*, 10(1) :35–36, 2001.
- [161] M.U. Schoop. Early thermal spray application – JTST historical patent #22. *Journal of Thermal Spray Technology*, 10(1) :37–39, 2001.
- [162] M.U. Schoop. Method and device for producing metallic coatings and particularly lead coatings – JTST historical patent #25. *Journal of Thermal Spray Technology*, 10(3) :452–455, 2001.
- [163] A. Scrivani, U. Bardi, L. Carrafiello, A. Lavacchi, F. Niccolai, and G. Rizzi. A comparative study of high velocity oxygen fuel, vacuum plasma spray, and axial plasma spray for the deposition of CoNiCrAlY bond coat alloy. *Journal of Thermal Spray Technology*, 12(4) :504–507, 2003.
- [164] S.E. Selezneva and M.I. Boulos. Supersonic induction plasma jet modeling. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 180 :306–311, 2001.
- [165] S.E. Selezneva and M.I. Boulos. Nonequilibrium effects in supersonic induction plasma. *Journal of Applied Physics*, 91(5) :2622–2630, 2002.
- [166] S.E. Selezneva, M. Rajabian, D.V. Gravelle, and M.I. Boulos. Study of the structure and deviation from equilibrium in direct current supersonic plasma jets. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 34 :2862–2874, 2001.
- [167] S.E. Selezneva, V. Sember, D.V. Gravelle, and M.I. Boulos. Spectroscopic validation of the supersonic plasma jet model. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35 :1338–1349, 2002.
- [168] V. Sember, D.V. Gravelle, and M.I. Boulos. Spectroscopic study of a supersonic plasma jet generated by an ICP torch with a convergent-divergent nozzle. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35 :1350–1361, 2002.

- [169] A.H. Shapiro. *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, volume 1. John Wiley & Sons, Inc., New York, NY, 1953.
- [170] T.-H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu. A new  $k-\epsilon$  eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows. *Computers Fluids*, 24(3) :227–238, 1995.
- [171] R.W. Smith and R. Novak. Thermal spraying : Advances and applications in US thermal spray technology. i. Technology and materials. *Powder Metallurgical International*, 23(3) :147–155, 1991.
- [172] G. Soucy, M. Rahmane, X. Fan, and T. Ishigaki. Heat and mass transfer during in-flight nitridation of molybdenum disilicide powder in an induction plasma reactor. *Materials Science and Engineering*, A300 :226–234, 2001.
- [173] E. Stoffels, I.E. Kieft, R.E.J. Sladek, L.J.M. van den Bedem, E.P. van der Laan, and M. Steinbuch. Plasma needle for *in vivo* medical treatment : recent developments and perspectives. *Plasma Sources Science and Technology*, 15 :S169–S180, 2006.
- [174] J.W. Strutt. Aerial plane waves of finite amplitude. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A*, 84(570) :247–284, 1910.
- [175] W.D. Swank, J.R. Fincke, and D.C. Haggard. Modular enthalpy probe and gas analyzer for thermal plasma measurements. *Review of Scientific Instruments*, 64(1) :56–62, 1993.
- [176] H. Tahara, Y. Ando, K. Onoe, and T. Yoshikawa. Plasma plume characteristics of supersonic ammonia and nitrogen/hydrogen-mixture DC plasma jets for nitriding under low-pressure environment. *Vacuum*, 65 :311–318, 2002.
- [177] Y. Tanaka. Two-temperature chemically non-equilibrium modelling of high-power Ar-N<sub>2</sub> inductively coupled plasmas at atmospheric pressure. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37 :1190–1205, 2004.
- [178] Y. Tanaka. Time-dependent two-temperature chemically non-equilibrium modelling of high-power Ar-N<sub>2</sub> pulse-modulated inductively coupled plasmas at atmospheric pressure. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 39 :307–319, 2006.
- [179] G.I. Taylor. The conditions necessary for discontinuous motion in gases. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A*, 84(571) :371–377, 1910.
- [180] L. Tonks. The birth of "plasma". *American Journal of Physics*, 35(9) :857–858, 1967.

- [181] J.P. Trelles, E. Pfender, and J.V.R. Heberlein. Multiscale finite element modeling of arc dynamics in a DC plasma torch. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 26 :557–575, 2006.
- [182] J.P. Trelles, E. Pfender, and J.V.R. Heberlein. Modelling of the arc reattachment process in plasma torches. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40 :5635–5648, 2007.
- [183] T. Ullmann, M. Schmücker, H. Hald, R. Henne, and H. Schneider. Plasma sprayed yttrium silicates for oxidation/erosion protection of C/C-SiC components. In *Proceedings of the 4<sup>th</sup> European Workshop : Hot Structures and Thermal Protection Systems for Space Vehicles*, pages 147–153, Palermo, Italy, November 2002. European Space Agency.
- [184] M.C.M. van de Sanden, P.P.J.M. Schram, A.G. Peeters, J.A.M. van der Mullen, and G.M.W. Kroesen. Thermodynamic generalization of the Saha equation for a two-temperature plasma. *Physical Review A*, 40(9) :5273–5276, 1989.
- [185] F.A. Vassallo. Miniature enthalpy probes for high temperature gas streams. Paper ARL 66-0115, Aerospace Research Laboratories (USAF), 1966.
- [186] F.A. Vassallo. A fast acting miniature enthalpy probe. In *AIAA Aerodynamic Testing Conference*, AIAA Paper No.68-391, San Francisco, CA, 1968.
- [187] R. Westhoff and J. Szekely. A model of fluid, heat flow, and electromagnetic phenomena in a nontransferred arc plasma torch. *Journal of Applied Physics*, 70(7) :3455–3466, 1991.
- [188] P.J. Wilbur, R.G. Jahn, and F.C. Curran. Space electric propulsion plasmas. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 19(6) :1167–1179, 1991.
- [189] R. Ye, A.B. Murphy, and T. Ishigaki. Numerical modeling of an Ar-H<sub>2</sub> radio-frequency plasma reactor under thermal and chemical nonequilibrium conditions. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 27 :189–204, 2007.
- [190] J.H. Zaat. A quarter of a century of plasma spraying. *Annual Review of Materials Science*, 13 :9–42, 1983.
- [191] C. Zhang, H.-L. Liao, W.-Y. Li, G. Zhang, C. Coddet, C.-J. Li, C.-X. Li, and X.-J. Ning. Characterization of YSZ solid oxide fuel cells electrolyte deposited by atmospheric plasma spraying and low pressure plasma spraying. *Journal of Thermal Spray Technology*, 15(4) :598–603, 2006.

- [192] Y.Y. Zhao, P.S. Grant, and B. Cantor. Modelling and experimental analysis of vacuum plasma spraying. Part i : Prediction of initial plasma properties at plasma gun exit. *Modelling and Simulations in Materials Science and Engineering*, 8 :497–513, 2000.
- [193] Y.Y. Zhao, P.S. Grant, and B. Cantor. Modelling and experimental analysis of vacuum plasma spraying. Part ii : Prediction of temperatures and velocities of plasma gases and Ti particles in a plasma jet. *Modelling and Simulations in Materials Science and Engineering*, 8 :515–540, 2000.
- [194] Y. Zhu, M. Huang, J. Huang, and C. Ding. Vacuum-plasma sprayed nanostructured titanium oxide films. *Journal of Thermal Spray Technology*, 8(2) :219–222, 1999.